

Etude de l'instabilité d'une interface fluide-granulaire : Application à la morphodynamique des rides de plage

Germain Rousseaux

▶ **To cite this version:**

Germain Rousseaux. Etude de l'instabilité d'une interface fluide-granulaire : Application à la morphodynamique des rides de plage. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2003. Français. ⟨NNT : ⟩. ⟨tel-00006563⟩

HAL Id: tel-00006563

https://theses.hal.science/tel-00006563v1

Submitted on 22 Jul 2004

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.



HAL Authorization

Thèse de Doctorat de l'Université Paris 6

Spécialité : Physique des Liquides

présentée par

Germain Rousseaux

pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université Paris 6

Sujet de la thèse :

Etude de l'instabilité d'une interface fluide-granulaire : Application à la morphodynamique des rides de plage.

Soutenue le 19 Septembre 2003 devant le jury composé de :

J.	Rajchenbach	Président
J.-E.	Wesfreid	Directeur de thèse
F.	Charru	Rapporteur
D.	Lhuillier	Rapporteur
P.	Rognon	Examinateur
A.	Stegner	Examinateur

REMERCIEMENTS

Ce travail de recherche s'est déroulé dans le groupe Instabilités et Turbulence du Laboratoire de Physique et Mécanique des Milieux Hétérogènes (U.M.R. 7636 C.N.R.S - E.S.P.C.I.) à l'Ecole Supérieure de Physique et Chimie Industrielles de la ville de Paris. Je tiens à remercier l'ancien directeur du laboratoire Hans Hermann pour m'avoir accueilli dans cette structure et pour avoir porté un intérêt certain à la progression de mes travaux en me faisant partagé ses connaissances sur les milieux granulaires.

Je remercie beaucoup Jean Rajchenbach d'avoir présider mon jury de thèse et d'avoir contribué de manière indirecte à ma formation sur les granulaires grâce à ses travaux. Je remercie vivement les deux rapporteurs François Charru et Daniel Lhuillier d'avoir consacré une partie de leur précieux temps pour évaluer mon travail ainsi que pour les nombreuses discussions en particulier au moment des réunions du G.D.R. MIDI organisées de main de maître par Olivier Pouliquen. Je remercie également Pierre Rognon de nous avoir fait bénéficier d'une ouverture très intéressante vers la géologie lors de ma soutenance de thèse.

Comme toute histoire a un début, je dois mon intérêt pour la science des écoulements fluides à la lecture du livre "Hydrodynamique Physique" d'Etienne Guyon, Jean-Pierre Hulin et Luc Petit, lecture qui m'avait été suggérée par mon professeur de Mathématiques Spéciales Jean-Noël Briffault que je tiens à remercier vivement. Je ne me doutais pas à l'époque que j'allais croiser les auteurs et même collaborer avec l'un d'entre eux (E.G.) quelques années plus tard...

On reproche souvent à la télévision de susciter chez les jeunes gens l'envie de faire des carrières de chanteur ou de présentateur. Je dois à un numéro de l'émission "Apostrophes" ma vocation pour la Physique et mon intérêt pour la science des milieux granulaires. J'emprunte le récit suivant à un autre téléspectateur en l'occurrence Pawel Pieranski :

"Et vous ne comprenez pas ça ? !" L'incrédulité teintée de déception vibrait dans la voix de Bernard Pivot. Cette réaction spontanée contrastait singulièrement avec l'admiration sans bornes vouée par le journaliste à son invité, Pierre-Gilles de Gennes. Dans le but de faire comprendre au téléspectateur moyen la beauté mystérieuse des phénomènes physiques, le prix Nobel de Physique venait de montrer une expérience d'une simplicité déroutante et qui consistait à secouer un peu de sable versé sur une assiette mise en oscillations verticales de fréquence d'environ 10 Hz. Lorsque l'amplitude des oscillations dépassa un certain seuil, le sable s'anima et forma spontanément un joli tas de forme conique. Soulagé et satisfait par la réussite de l'expérience faite en direct, PGG attira l'attention des spectateurs sur les mouvements collectifs des grains de sable et la perfection de la forme du tas qui en résultait. Finalement, dans l'espoir de susciter quelques vocations, il ajouta : "Et ce qui est le plus beau, ce que nous ne connaissons pas l'explication complète de ce phénomène".

La messe était dite. Comment concilier les fluides et les granulaires ? C'est José-Eduardo Wesfreid qui en acceptant d'encadrer mon travail de thèse sur les rides sous-marines m'a permis de boucler la boucle. Je tiens à le remercier très vivement pour les nombreuses suggestions qu'il m'a prodigué ainsi que d'avoir toujours pu me consacrer du temps même après être devenu directeur du laboratoire. Merci enfin d'avoir été membre de mon jury de thèse.

Les travaux sur le sujet ont été initiés au laboratoire par Alexandre Stegner que je remercie beaucoup pour nos nombreuses discussions et ses coups de mains expérimentaux ainsi que pour sa participation à mon jury de thèse. Je remercie Marc Fermigier et Patrice Jenffer de m'avoir permis de compléter mon approche des rides en utilisant le grand dispositif expérimental qu'ils ont développé.

Je remercie vivement mon collègue belge Hervé Caps d'être venu passer trois mois à Paris pendant ma deuxième année de thèse ce qui a été l'occasion pour moi de m'initier au traitement d'image sous Java et de revenir sur la ségrégation que j'avais furtivement abordé en première année.

La dernière année de ma thèse a été l'occasion pour moi de collaborer avec Harunori Nakagawa et d'appréhender le sujet avec une approche numérique ce qui a été très enrichissant.

Je tiens à remercier toute l'équipe de l'atelier, en particulier Denis Vallet pour la conception et Olivier Brouard pour la réalisation des dispositifs expérimentaux. Je remercie fortement Christian Baradel pour m'avoir aidé à monter ces dispositifs et Michel De Saint-Aubert pour le matériel (mais où est donc la clé de la PIV ?). Je remercie Jean-Claude Guibert d'avoir fait en sorte que je ne m'électrocute pas avec le triphasé et Richard Porcher pour m'avoir remplacé au tamisage à la fin de la thèse quand tout s'est précipité pour moi.

L'argent est le nerf de la guerre ! L'action concertée incitative qui a financé l'ensemble de mes projets expérimentaux (merci Thomas de ton dévouement) a été pour moi l'occasion de confronter mes points de vue et surtout d'apprendre. C'est pourquoi je remercie l'ensemble des membres officiels (Thomas Loiseleux, Alexandre Stegner, Pierre-Yves Lagrée, Marc Rabaud) et non officiels qui sont venus de temps en temps assister aux réunions (Christophe Josseran, Daniel Lhuillier, Philippe Gondret, Kouame Kouakou). Une mention spéciale pour Christophe car je regrette que nous n'ayons pas pu finalement jouer avec l'équation de Cahn-Hilliard...

Ces trois années m'ont permis de partager la vie des chercheurs et des thésards du PMMH que je remercie tous pour leurs aides et discussions sur ma thèse à leur corps défendant parfois et sur d'autre sujets scientifiques. Je remercie vivement Frédérique Auger pour m'avoir aidé dans mes nombreuses démarches administratives. Je remercie Marc Fermigier et Jean-Claude Charmet pour m'avoir donné l'opportunité d'enseigner à l'ESPCI.

Enfin (last but not least), je remercie ma famille et ma compagne Armelle pour leur aide sans faille en particulier au moment de mes ennuis de santé.

Table des matières

Table des notations physiques **ix**

Introduction **1**

1 Contexte général de l'étude **5**
1.1 Les rides de plage . . . 5
1.1.1 Observation et Phénoménologie . . . 5
1.1.2 Description de l'écoulement à l'origine de la formation des rides sous-marines naturelles . . . 8
1.1.3 L'action de la houle sur le sable . . . 11
1.1.4 Les différentes sources d'asymétrie des rides . . . 12
1.2 Petit historique . . . 17
1.2.1 Les Pionniers . . . 17
1.2.2 L'article de Bagnold (1946) . . . 18
1.3 Revue de la littérature . . . 21
1.4 Les bancs de sable . . . 30

2 Description des Dispositifs Expérimentaux **33**
2.1 Revue des dispositifs expérimentaux . . . 33
2.2 Les dispositifs expérimentaux en géométrie cylindrique . . . 34
2.2.1 L'ancien dispositif expérimental. . . . 34
2.2.2 Paramètres physiques. . . . 39
2.2.3 Nouveau dispositif expérimental . . . 41
2.2.4 Protocole expérimental . . . 48
2.2.5 Critère pour pouvoir négliger les instabilités centrifuges . . . 50
2.2.6 Critères pour pouvoir négliger les forces d'inertie . . . 51

3 Morphologie des rides **53**
3.1 Evolution d'une interface fluide-granulaire sous écoulement oscillant . . . 53
3.2 Article . . . 59
3.3 Autres Résultats . . . 79
3.3.1 Les rides à tourbillon . . . 79
3.3.2 La zone de pseudo-stabilité des rides à grains roulants . . . 85

3.3.3 La description théorique de la coalescence des rides 90
3.3.4 La transition des rides à grains roulants vers les rides à tourbillon . 95
3.4 Le seuil de mise en mouvement et le seuil d'instabilité 99

4 L'écoulement au-dessus des rides 105
4.1 Techniques de visualisations de l'écoulement au-dessus des rides utilisées antérieurement 105
4.2 Montage expérimental et traitement des données 106
4.2.1 Principe de la vélocimétrie par images de particules (P.I.V.) 106
4.2.2 Spécificités de notre montage 107
4.2.3 Réglage pour les calculs sous le logiciel Lavision 108
4.3 Article 110
4.4 Résultats complémentaires 131
4.4.1 L'écoulement au-dessus des rides à grains roulants 131
4.4.2 L'écoulement au-dessus des rides à tourbillon 143

5 Phénomène de Ségrégation 151
5.1 Phénoménologie et Observations à la plage 151
5.2 Revue de la littérature existante 153
5.3 Observations au laboratoire 154
5.3.1 Préparation initiale 154
5.3.2 Le cas des rides à grains roulants 155
5.4 Article 156
5.5 Apparition de la ségrégation 165

6 Les rides sous-marines dans une géométrie circulaire à la Darwin 167
6.1 Montages expérimentaux et traitement des données 167
6.1.1 Grand dispositif 168
6.1.2 Petits Dispositifs 171
6.2 Phénoménologie des motifs observés 172
6.2.1 Structures observées 172
6.2.2 Les structures hydrodynamiques de Darwin 174
6.3 Seuil de mise en mouvement 177
6.4 Nécessité du développement de l'extension et problèmes rencontrés avec les précédents dispositifs 178
6.5 Motifs primaires 179
6.6 Motifs secondaires 182
6.6.1 Les structures granulaires de Darwin 182
6.6.2 Autres motifs observés 184
6.7 L'influence de la quantité de sable sur les structures observées 186

Conclusions et Perspectives **189**

Références bibliographiques **200**

Table des notations physiques

ρ_f	densité du fluide
ν	viscosité cinématique
ρ_s	densité des grains
d	diamètre des grains
g	accélération de la pesanteur
e	entrefer entre deux cylindres
R	distance au centre de la cuve
H	hauteur d'eau dans la cuve
ω	pulsation de l'oscillation
f	fréquence de l'oscillation
A	amplitude de l'oscillation
V	vitesse de cisaillement
τ	contrainte de cisaillement
δ	épaisseur de la couche limite de Stokes
Θ	nombre de Shields
Θ_c	nombre de Shields critique
Re_δ	nombre de Reynolds basé sur la couche de Stokes
Re_d	nombre de Reynolds basé sur la taille des grain
Ψ	nombre de Mobilité
Fd	nombre de Froude
λ	longueur d'onde
h	hauteur de la ride
η	pente de la ride

Introduction

> The borders between great empires are often populated by the most interesting groups. Similarly, the interfaces between two forms of bulk matter are responsible for some of the most unexpected actions.
>
> Pierre-Gilles de Gennes, *Soft Interfaces*, 1997.

Depuis quelques années, les matériaux granulaires (sables, graviers, boues, pâtes, poudres, suspensions) ont bénéficié d'un regain d'intérêt auprès de la communauté des physiciens. On peut en distinguer deux types : les granulaires secs et les granulaires humides dont les similitudes ainsi que les différences de comportements intriguent les scientifiques. Leur intérêt fondamental réside dans leur physique inhabituelle [39, 61, 17, 104]. Par exemple, il est étonnant de constater que du sable puisse avoir un comportement proche d'un solide dans certaines conditions ou bien un comportement proche d'un fluide dans d'autres. Il suffit de penser à un sablier que l'on retourne : le sable s'écoule la plupart du temps mais il arrive que des "arches" se forment et viennent bloquer le flot...

Une des vocations du Laboratoire de Physique et Mécanique des Milieux Hétérogènes est précisément l'étude des matériaux granulaires. En effet, il regroupe plusieurs pôles de compétences dont un groupe théorique et numérique d'étude des granulaires et un groupe expérimental de mécanique des fluides. Ces équipes de recherche ont entrepris l'étude de l'interaction entre un milieu granulaire et un fluide environnant.

La géomorphologie a pour objet l'étude de l'apparition et du développement des structures géologiques observables dans la nature. Dans les déserts ou les zones côtières, son but est de décrire le mouvement d'une interface entre un milieu granulaire et un fluide mobile. La morphologie sédimentaire repose à la fois sur l'observation en champ [109] pour identifier et caractériser les motifs observés ainsi que sur des modélisations théoriques [110] pour pouvoir prédire l'évolution de ces structures. Si l'intérêt des observations est indéniable [Fig. 1], il est crucial de pouvoir reproduire en laboratoire les structures observées dans un cadre simplifié et contrôlable [Fig. 2].

Il suffit de regarder la Figure 1 pour constater l'existence d'une diversité incroyable de structures formées par l'interaction entre un fluide tel que l'air ou l'eau et un milieu granulaire comme du sable. Que ce soit les dunes du Sahara (redoutables pour les pilotes du Paris-Dakkar) ou les bancs de sable du bassin d'Arcachon (photographiés d'hélicoptère par Yann Arthus Bertrand), on ne peut qu'être émerveillé par la beauté de ces constructions naturelles et intrigué par l'origine de leur formation. Là où le poète trouvera matière à

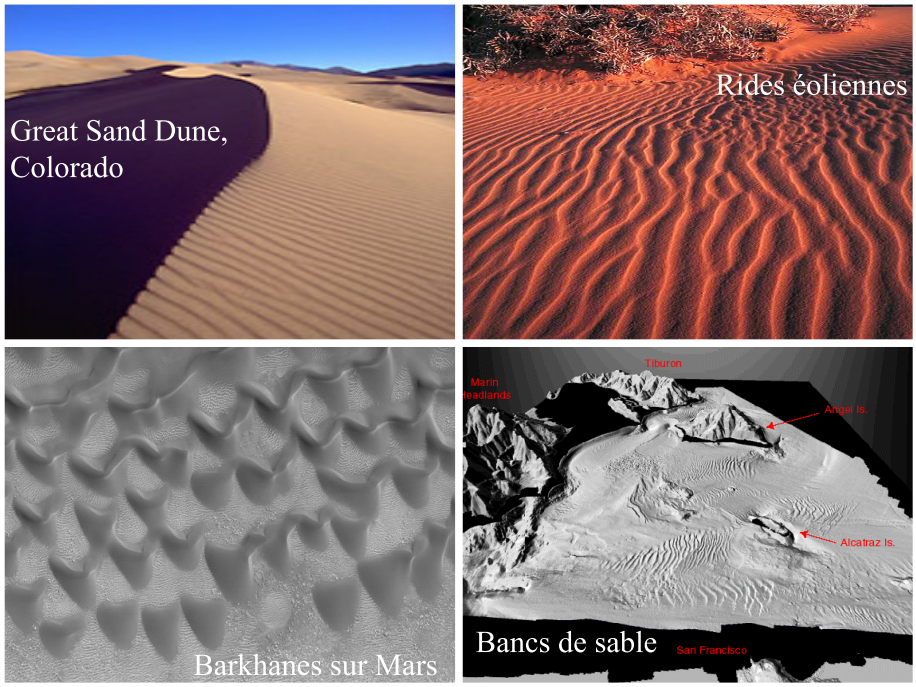


FIG. 1 – Structures sédimentaires observées dans la nature.

rêverie dans le caractère éphémère des rides éoliennes balayées par une rafale de vent ou éternel de la dune du Pilat, le géomorphologue y trouvera un terrain d'exploration et d'observation sans limite. Face à la complexité des phénomènes mis en jeu pour expliquer comment de tels édifices ont pu être érigés par la nature, plusieurs études récentes menées par des physiciens ont pour objectif d'identifier les mécanismes de base à l'origine de ces motifs.

Citons quelques travaux en guise d'illustrations [Fig. 2] : Betat & al. [15, 16] ont étudié la formation des dunes sous-marines soumises à un écoulement unidirectionnel ; Hersen & al. ont reproduit pour la première fois dans l'eau des dunes en forme de croissant appelées barkhanes, en laboratoire sur des dimensions centimétriques alors que les mêmes motifs observés dans la nature ont plutôt une taille de l'ordre de la centaine de mètre [63]. Il arrive même que l'on observe en laboratoire des structures non répertoriées par les géomorphologues. Fermigier, Jenffer & Anache ont découvert un type de rides en forme de "boomerang" dans une cuve circulaire où une couche d'eau surplombant une couche de sable est cisaillée par une plaque circulaire [1]. Sur le plan numérique, les travaux de Sauermann & al. ont modélisé l'interaction de champs de barkhanes ce qui peut avoir un intérêt pratique comme par exemple dans la lutte contre l'ensablement des routes ou des ligne de trains dans des pays comme la Mauritanie [99].

Rides, dunes et bancs de sable qui sont formés sous l'action des vagues, des courants

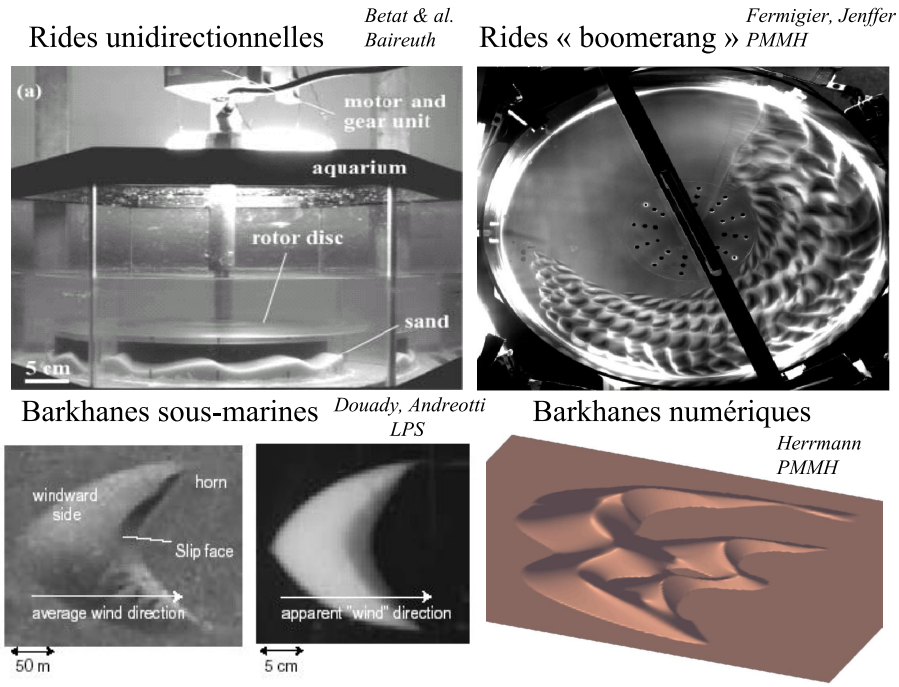


FIG. 2 – Structures sédimentaires observées en laboratoire.

côtiers ou des courants de marées sont autant d'exemples de structures formées dans la zone côtière [8].

L'observation de ces motifs montre le couplage entre la forme de la structure sédimentaire et l'écoulement qui la génère qui peut lui-même évoluer en raison de la modification de la forme de la structure qu'il engendre par le transport de sédiments. Force est de constater que la description de l'écoulement fluide (souvent turbulent) est difficile mais faisable grâce à des calculs numériques alors que la physique des écoulements granulaires n'en est qu'à son commencement. De plus, les conditions aux limites à l'interface entre un fluide et un milieu complexe comme du sable sont encore mal connues.

A l'heure actuelle, il est donc crucial d'entreprendre des études expérimentales qui permettront d'isoler les mécanismes fondamentaux à l'origine de la formation de ces motifs.

Cette thèse consiste en l'étude expérimentale de l'instabilité d'une interface entre un fluide et un milieu granulaire. Nous avons choisi d'étudier plus particulièrement la formation des rides dites de plage qui sont reproductibles en laboratoire de recherche.

Chapitre 1

Contexte général de l'étude

> Les opinions des hommes sont receues à la suitte des creances anciennes, par authorité et à credit, comme si c'estoit religion et loy. On reçoit comme un jargon ce qui en est communement tenu ; on reçoit cette verité avec tout son bastiment et attelage d'argumens et de preuves, comme un corps ferme et solide qu'on n'esbranle plus, qu'on ne juge plus. Au contraire, chacun, à qui mieux mieux, va plastrant et confortant cette creance receue, de tout ce que peut sa raison, qui est un util souple, contournable et accomodable à toute figure. Ainsi se remplit le monde et se confit en fadesse et en mensonge.
>
> Montaigne, Essais, Livre II, chap. XII.

L'interface entre un fluide et un matériau granulaire est instable lorsqu'elle est soumise à un cisaillement continu et/ou oscillant suffisamment intense. Les premières études sont plus que centenaires et portaient sur la structure des petites rides de sable observées en bord de plage. La formation des rides sous-marines est un exemple traité souvent dans plusieurs livres d'enseignement [118, 95, 48] ainsi que dans des revues récentes [89, 21, 23].

1.1 Les rides de plage

1.1.1 Observation et Phénoménologie

Le marcheur-baigneur qui rentre dans l'eau est vite gêné dans sa progression par des petits monticules de sable qui déforment de manière périodique le fond [Fig. 1.1]. Ces structures sédimentaires qu'on appelle rides sous-marines sont formées par l'écoulement généré par les vagues au-dessus du lit de sable dans la zone côtière dite à eau peu profonde. Les rides sous-marines se forment ni trop près de la zone de déferlement des vagues où l'écoulement d'eau est trop turbulent ni trop loin du bord où l'influence en profondeur des vagues est trop faible pour pouvoir entraîner les grains de sable.

Les vagues sont elles-mêmes formées par l'action du vent. Celui-ci ayant une certaine direction à un instant donné, la direction des vagues s'écarte de la direction normale à la plage

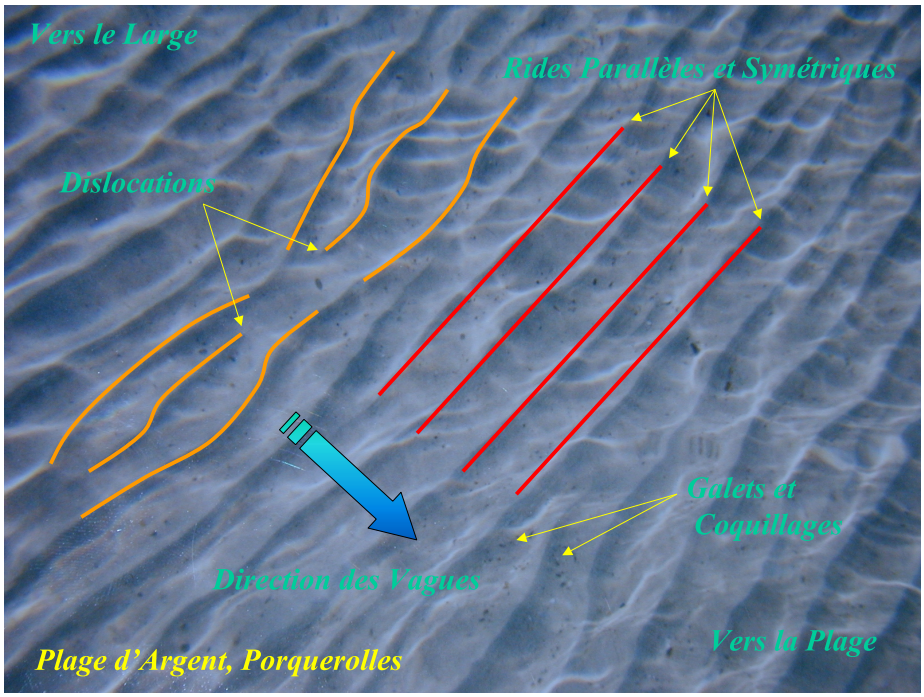


FIG. 1.1 – Les rides de plage.

d'un certain angle. Or, l'observation nous indique que les vagues arrivent parallèlement à la plage. Ainsi, il doit exister un mécanisme qui fasse tourner les vagues. En effet, c'est la profondeur finie de l'eau qui modifie la célérité des vagues et qui provoque le phénomène dit de réfraction des vagues analogue à la déviation que subit un rayon lumineux dans un milieu à gradient d'indice optique.

Il est facile de construire par un raisonnement dimensionnel une célérité à partir de la gravité et d'une longueur caractéristique. Pour caractériser la vague d'une manière géométrique, la longueur d'onde λ_v est une bonne candidate. La vague se propage dans un milieu qui est caractérisé par une hauteur d'eau H. Ainsi, on peut construire deux célérités caractéristiques en l'occurrence $c_{\lambda_v} \sim \sqrt{g\lambda_v}$ et $c_H \sim \sqrt{gH}$. Maintenant, loin de la plage, la profondeur d'eau n'influence pas la propagation de l'onde ($\lambda_v << H$) et la vitesse des ondes est donc $c_{\lambda_v} \sim \sqrt{g\lambda_v}$. On en déduit que plus la distance entre deux crêtes est grande plus l'onde de gravité se propage vite et qu'il y a dispersion entre les petites vagues et les grandes vagues qui se propagent à célérités différentes. Près du bord de plage, la hauteur d'eau influence la propagation des vagues ($\lambda_v >> H$) dont la célérité peut être évaluée par $c_H \sim \sqrt{gH}$. Ainsi, si une vague fait un certain angle avec le bord de plage, la partie de la vague la plus proche du bord se trouve dans la zone la moins profonde et par conséquent elle se propage moins vite que la zone la plus éloignée qui se met à tourner et rattrape la partie la plus avancée.

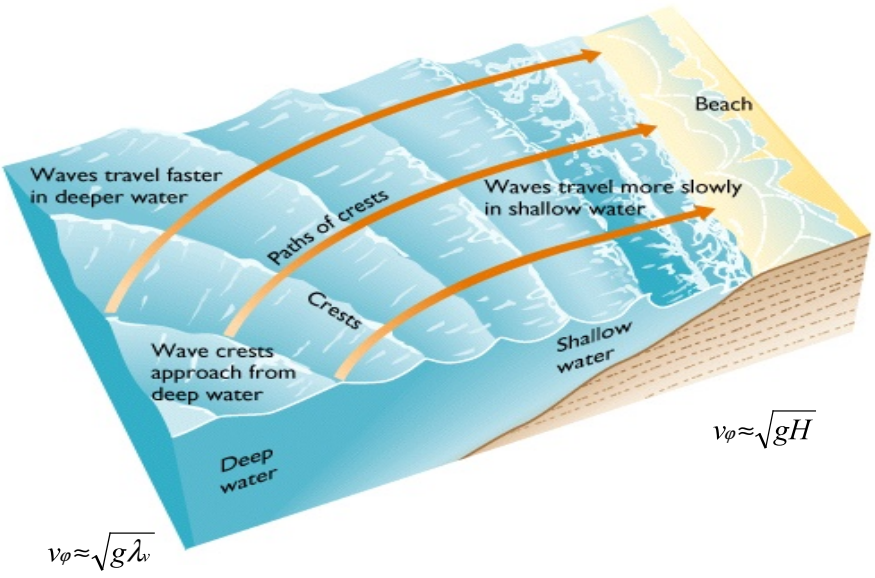


FIG. 1.2 – Le phénomène de réfraction des vagues ou pourquoi les rides sont-elles parallèles ?

Le caractère parallèle des vagues se retrouve dans les structures formées perpendiculairement à la direction de propagation des vagues [Fig. 1.2]. Ils arrivent que les rides ne soient pas parallèles : on constate sur la Figure 1.1 la présence de défauts qu'on appelle dislocations qui apparaissent lorsque une structure périodique bi-dimensionnelle modifie sa longueur d'onde (d'une manière analogue aux rouleaux de convection de l'instabilité de Rayleigh-Bénard [31, 83] ou dans les cristaux liquides ou non).

D'autre part, contrairement aux rides éoliennes, les rides sous-marines sont symétriques. Ce caractère symétrique de la forme des structures est la résultante de la forme de l'écoulement engendré sous la vague et plus précisément proche du fond [Fig. 1.3].

1.1.2 Description de l'écoulement à l'origine de la formation des rides sous-marines naturelles

Pour des ondes de petites amplitudes pour lesquelles on peut négliger les termes non-linéaires de l'équation d'Euler, Airy (1845) a calculé la trajectoire des particules de fluide sous une vague (les déplacements sont supposés petits devant la longueur d'onde de la vague). Nous allons rappeler l'ensemble des résultats importants de la théorie linéaire [52, 48, 95].

Soit $z' = 0$ la hauteur moyenne de l'interface eau-air sans vague. Considérons une perturbation par rapport à la hauteur moyenne :

$$z' = \eta_v(x,t) = -\frac{h_v}{2} sin(k_v x - \omega t) \tag{1.1}$$

où h_v est la hauteur, $\lambda_v = 2\pi/k_v$ la longueur d'onde et ω la pulsation de la vague.

La relation de dispersion des ondes de gravité (sans effet de tension de surface et en considérant que l'écoulement est irrotationnel) s'écrit :

$$\omega^2 = g k_v th(k_v H) \tag{1.2}$$

où l'on a utilisé le fait que la vitesse verticale s'annulait au fond en $z' = -H$.

On en déduit la vitesse de Phase $v_\varphi = \frac{\omega}{k_v} = \sqrt{\frac{g}{k_v} th(k_v H)}$ ainsi que la vitesse de Groupe $v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k_v} = \frac{\omega}{2k_v}(1 + \frac{2k_v H}{sh(2k_v H)})$.

Le profil de vitesse résultant est :

$$U(x,z',t) = -\frac{h_v \omega}{2} \frac{ch(k_v(z'+H))}{sh(k_v H)} sin(k_v x - \omega t) \tag{1.3}$$

et

$$W(x,z',t) = \frac{h_v \omega}{2} \frac{sh(k_v(z'+H))}{sh(k_v H)} cos(k_v x - \omega t) \tag{1.4}$$

On remarque que les vitesses horizontales et verticales sont en quadrature de phase.

Sous l'hypothèse de petits déplacement, on en déduit le déplacement horizontal des particules fluides :

$$X(x,z',t) - X_0 = -\frac{h_v}{2}\frac{ch(k_v(z'+H))}{sh(k_vH)}cos(k_vx - \omega t) \tag{1.5}$$

ainsi que le déplacement vertical :

$$Z(x,z',t) - Z_0 = -\frac{h_v}{2}\frac{sh(k_v(z'+H))}{sh(k_vH)}sin(k_vx - \omega t) \tag{1.6}$$

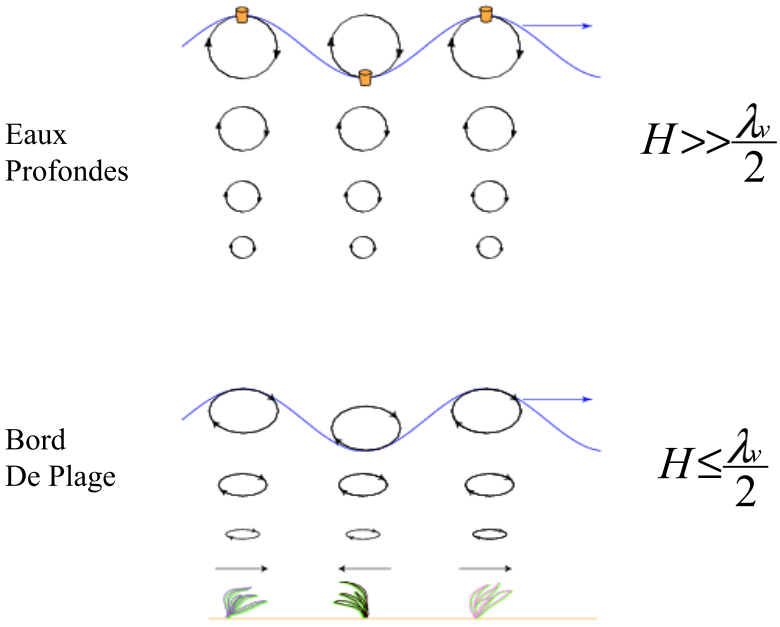


FIG. 1.3 – L'écoulement engendré sous les vagues ou pourquoi les rides sont-elles symétriques ?

Loin de la plage, la trajectoire des particules de fluide est circulaire de rayon R. Près de la plage, la trajectoire s'aplatit et les particules décrivent des ellipses de demi-axes horizontal A et vertical B. On distingue en pratique trois zones :

– la zone dite en eaux profondes ($H/\lambda_v > 1/2$) :

$$A \sim B \sim \frac{h_v}{2}e^{\frac{k_v z'}{2}} \tag{1.7}$$

Les trajectoires sont des cercles de rayon $R \sim A \sim B$ qui diminue exponentiellement avec la profondeur z'.

– la zone dite en eaux intermédiaires ($1/20 < H/\lambda_v < 1/2$) :

$$A = \frac{h_v}{2}\frac{ch(k_v(z'+H))}{sh(k_vH)} \tag{1.8}$$

et

$$B = \frac{h_v}{2}\frac{sh(k_v(z'+H))}{sh(k_vH)} \tag{1.9}$$

Les trajectoires sont des ellipses dont les demi-axes diminuent avec z'. Cette diminution est plus faible que la diminution exponentielle constatée en eaux profondes.

– la zone dite en eaux peu profondes ($H/\lambda_v < 1/20$) :

$$A \sim \frac{h_v}{2}\frac{1}{k_vH} \tag{1.10}$$

et

$$B \sim \frac{h_v}{2}\frac{k_v(z'+H)}{k_vH} \tag{1.11}$$

Les trajectoires sont des ellipses dont le grand demi-axe A est indépendant de la profondeur z' et dont le petit demi-axe B diminue linéairement avec z'. Sur le fond ($z' = -H$), B s'annule et la trajectoire des particules de fluide se résume à une oscillation horizontale d'amplitude A.

Cependant, l'hypothèse d'un écoulement irrotationnel n'est plus valide dans la couche limite visqueuse proche du fond en $z' = -H$. On fait donc comme si la vitesse juste au-dessus de la couche limite oscillante laminaire pouvait s'exprimer par :

$$U_\infty(x,t) = U_\infty sin(\omega t - k_v x) \tag{1.12}$$

avec $U_\infty = \frac{h_v\omega}{2sh(k_vH)} = A\omega$ où l'on a définit l'amplitude de déplacement du fluide juste au-dessus de la couche limite par $A = \frac{h_v}{2sh(k_vH)}$. En effet, nous considérerons dans le reste de l'étude uniquement les zones en eaux intermédiaires et en eaux peu profondes où les rides peuvent se former.

Le profil de vitesse $u(x,z,t)$ dans la couche limite oscillante est solution de :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x} + \nu\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \tag{1.13}$$

z=0 correspond au fond de sable où la vitesse s'annule.

En dehors de la couche limite, la relation suivante relie le profil de vitesse loin de la couche à la pression :

$$\frac{\partial U_\infty}{\partial t} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x} \tag{1.14}$$

On peut donc éliminer la pression dans la couche limite et l'on résout en utilisant les conditions limites suivantes : $u(x,\infty,t) = U_\infty(x,t)$ et $u(x,0,t) = 0$.

$$u(x,z,t) = U_\infty[sin(\omega t - k_v x) - e^{-\frac{z}{\delta}} sin(\omega t - \frac{z}{\delta} - k_v x)] \tag{1.15}$$

où l'on a introduit l'épaisseur dite de Stokes $\delta = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}$. Cette couche limite oscillante reste confinée sur une épaisseur de l'ordre de 2-3 δ. De plus, la vitesse verticale est pratiquement négligeable proche du fond. En outre, on considère que les phénomènes sont locaux et en particulier que la dépendance spatiale induite par la propagation de la vague n'influence pas l'écoulement sur l'échelle des rides qui est de l'ordre de A.

Sous l'hypothèse $A << \lambda_v$ (uniformité spatiale des vagues), la vitesse dans la couche limite s'exprime comme la vitesse oscillante à l'infini $U_\infty(x,t) \sim U_\infty sin(\omega t)$ à qui on retranche le profil de vitesse qui correspond à l'oscillation d'une plaque dans un fluide visqueux au repos (2nd problème de Stokes : $u_{Stokes} = U_\infty e^{-\frac{z}{\delta}} sin(\omega t - \frac{z}{\delta})$) :

$$u(x,z,t) \sim U_\infty[sin(\omega t) - e^{-\frac{z}{\delta}} sin(\omega t - \frac{z}{\delta})] \tag{1.16}$$

Ainsi, cette dernière remarque suggère qu'il est possible de former des rides de deux manières différentes ce que l'on peut résumer simplement en remarquant que :

- soit le fluide est en mouvement et le sable est immobile initialement avant d'être entraîné et de former des rides comme à la plage,
- soit le fluide est immobile et le sable est en mouvement comme dans le problème de Stokes où la plaque oscille dans le fluide initialement au repos. Le fluide oscille alors sur une épaisseur de couche limite de l'ordre de 2 ou 3 δ.

Du profil de vitesse, on en déduit le frottement sur le fond :

$$\tau(x,t) = \mu \frac{\partial u}{\partial z}\rfloor_{z=0} = \frac{\sqrt{2}\mu A\omega}{\delta} sin(\omega t + \frac{\pi}{4}) \tag{1.17}$$

Cette contrainte est à l'origine de la mise en mouvement des grains et donc de la formation des rides. Bien entendu, nous avons fait l'hypothèse d'un écoulement laminaire et il arrive que l'on soit dans un régime turbulent dans la nature. Cependant, il semble qu'il n'y ait pas de consensus sur un critère pour délimiter les deux types de régime dans le cas de la houle [118, 21]. Nous aurons l'occasion de revenir sur le type d'écoulement qui caractérise les rides...

1.1.3 L'action de la houle sur le sable

La mise en mouvement des grains et le type de transport font l'objet de nombreux traités [10, 118, 95, 48].

Le lit de sable à la plage est formé de grains de quartz de densité relative à l'eau $s = \rho_s/\rho_f$ égale à 2,65 où ρ_s (ρ_f) est la densité des grains (du fluide). Il y a en outre une grande polydispersité en taille d (de 50 μm au millimètre) ainsi qu'au niveau de la forme des grains.

En 1936, Shields [25] a introduit un nombre sans dimension pour caractériser le seuil de mise en mouvement des grains qui est le rapport entre la force τd^2 qu'exerce le fluide sur le sable au poids corrigé de la poussée d'Archimède $(\rho_s - \rho_f)gd^3$:

$$\Theta = \frac{\tau}{(\rho_s - \rho_f)gd} \tag{1.18}$$

où τ correspond au maximum de la contrainte pendant la période de la vague. Ainsi, il suffit que le nombre de Shields soit supérieur à une valeur critique pour que les grains soient mis en mouvement par le fluide : $\Theta > \Theta_c$. En pratique, il existe une dépendance de ce nombre avec le nombre de Reynolds particulaire $Re_d = Vd/\nu$ où $V \simeq A\omega$ est la vitesse typique de l'écoulement. Pour les tailles de grains utilisées dans cette étude, on admettra en première approximation une valeur de 0,05 pour le nombre de Shields critique en suivant Nielsen [95]. Cet auteur a aussi introduit un nombre sans dimension alternatif dit de mobilité pour décrire le seuil de mise en mouvement et qui est utilisé pour caractériser la géométrie des rides :

$$\Psi = \frac{V^2}{(s-1)gd} \tag{1.19}$$

Ce nombre correspond à un nombre de Shields "turbulent" tel que la contrainte est supposée s'écrire sous la forme $\tau \sim \rho_f V^2$.

Le transport des grains est principalement caractérisé par deux régimes. Le charriage correspond au transport par roulement, glissement et saut et il est prédominant proche du seuil de mise en mouvement. La suspension est présente pour des écoulements plus rigoureux et englobe des phénomènes de convection et de diffusion.

1.1.4 Les différentes sources d'asymétrie des rides

Sous l'hypothèse que l'onde a une amplitude finie, on doit prendre en compte les termes non-linéaires de l'équation d'Euler [118, 95, 48]. La théorie linéaire d'Airy n'est plus applicable et dès que h_v/H et h_v/λ_v ne sont plus petits, on doit prendre en compte le terme d'ordre deux dans le calcul de la vitesse. En effet, quand les vagues s'approchent de la plage, elles deviennent asymétriques avec une crête plus piquée et un creux plus large. On constate que le déplacement proche du fond sous la crête de la vague est plus grand et dirigé vers la plage pendant un temps plus court alors que le déplacement sous le creux est plus faible et dirigé vers le large pendant un temps plus long.

De plus, Stokes (1847) a remarqué que la trajectoire individuelle des particules de fluide n'était pas une courbe fermée. En plus de leur mouvement orbitale, les particules dérivent dans la direction de propagation des vagues à cause de l'effet des non-linéarités à condition que l'espace soit infini. Sinon, en présence d'une plage la conservation de la masse scinde la dérive en une zone supérieure dirigée vers la plage et une zone proche du fond dirigée vers le large [Fig. 1.5]. La composante horizontale de la vitesse présente un terme non-harmonique qui induit un déplacement à chaque période $T = 2\pi/\omega$ qui correspond à une vitesse de transport de masse $\overline{U}_{Stokes} = \Delta X_{Stokes}/T$ avec :

$$\Delta X_{Stokes} = (\frac{h_v}{2})^2 k_v^2 \frac{ch(2k_v(z'+H))}{2sh^2(k_v H)} v_\varphi T \tag{1.20}$$

Ce type de dérive peut influencer les rides en les faisant migrer en l'occurrence vers le large pour la dérive de Stokes.

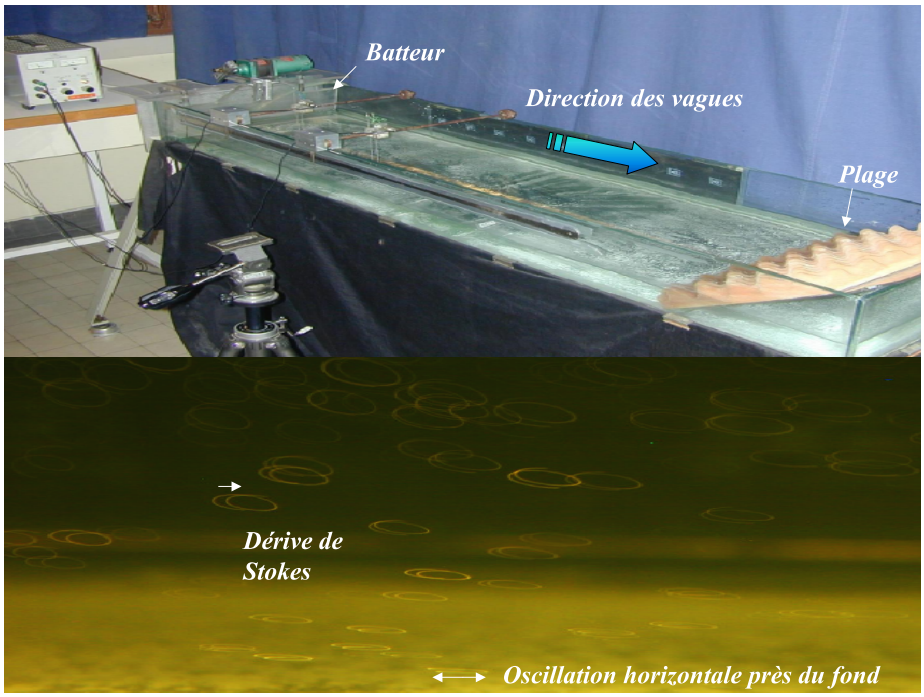


FIG. 1.4 – Trajectoires elliptiques des particules de fluide dans une expérience de laboratoire.

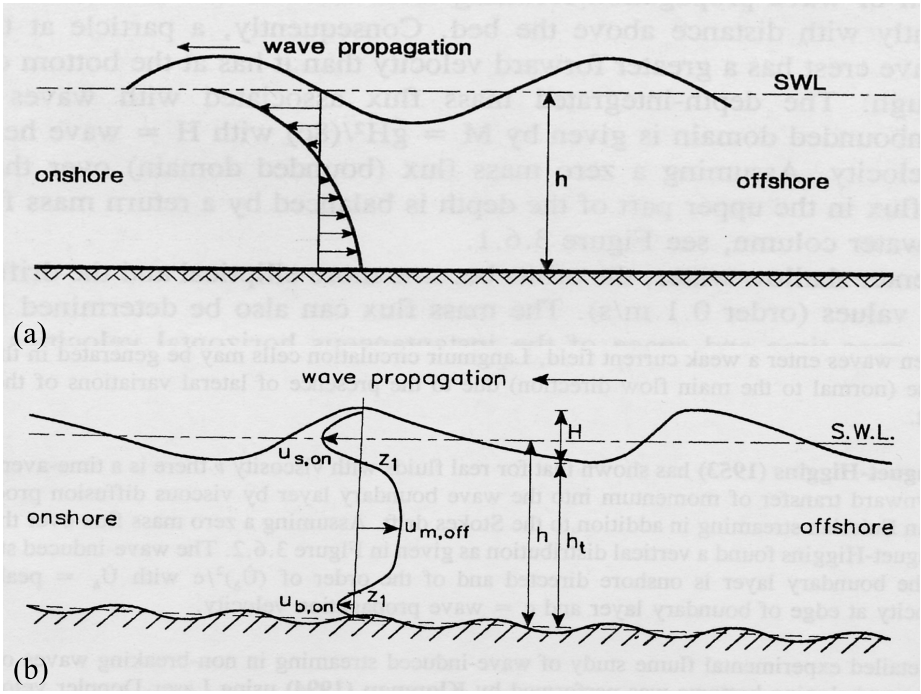


FIG. 1.5 – Ecoulements de dérive induit par la non-uniformité spatiale des vagues (on remarque la présence d'écoulements de retour dans les deux cas associé à la conservation du volume d'eau) : (a) théorie inviscide de Stokes ; (b) théorie visqueuse de Longuet-Higgins.

Longuet-Higgins (1953) a calculé l'écoulement induit par la non-uniformité spatiale des vagues dans la couche limite de fond sous différents types d'onde en prenant en compte la viscosité [74]. Cette fois, en présence d'une plage, la dérive au fond est dirigée vers la plage [Fig. 1.5]. Cet auteur a constaté que la vitesse horizontale dans la couche limite est déphasée par rapport à l'oscillation en dehors de la couche limite. Dans la couche limite de fond, la continuité du fluide ($\nabla \cdot \mathbf{u} = \mathbf{0} : \partial_x u_x \neq 0 \Rightarrow \partial_y u_y \neq 0$) entraîne l'existence d'une vitesse verticale qui n'est plus en quadrature de phase avec l'oscillation externe. Ainsi, un cisaillement moyen correspondant au transport par la composante verticale de la vitesse d'une quantité de mouvement longitudinale est créé. Ce courant moyen modifie le taux de transport solide. Pour un train d'ondes progressives, la vitesse de dérive dans la couche limite s'écrit :

$$\overline{U_{L.-H.}(z)} = \frac{k_v h_v^2 \omega}{16 sh^2(k_v H)} [3 - 4e^{-\frac{z}{\delta}} cos(\frac{z}{\delta}) + e^{-\frac{z}{\delta}}] \tag{1.21}$$

L'écoulement induit dans la couche limite s'étend au-delà et a pour valeur moyenne juste au-dessus :

$$\overline{U_{L.-H.}} = \frac{3 k_v h_v^2 \omega}{16 sh^2(k_v H)} = \frac{3\pi U_\infty A}{2\lambda_v} = \frac{3}{4} \frac{U_\infty}{f} \frac{U_\infty}{\lambda_v} \tag{1.22}$$

Ce résultat est issu de l'équilibre entre la force de frottement et le cisaillement moyenné sur une période. La vitesse de dérive moyenne qui peut atteindre une fraction importante de la vitesse d'oscillation est dirigée dans la direction de propagation des vagues et est indépendante de la viscosité hors de la couche limite alors que la dérive est créée dans la couche limite visqueuse. Blondeaux & al. ont montré qu'elle pouvait être à l'origine d'une migration des rides [22].

Cette vitesse s'exprime en fonction de la fréquence d'oscillation et du gradient spatial de vitesse longitudinale. Nous retrouverons ces deux ingrédients (phénomène périodique et variation longitudinale de l'écoulement) quand nous traiterons l'écoulement induit par la présence des rides. Nous reviendrons plus en détail sur l'origine physique de cette classe d'écoulements secondaires (de recirculation, induits ou encore rectifiés selon les auteurs)...

Il semble donc qu'il faille utiliser la théorie visqueuse de Longuet-Higgins plutôt que celle de Stokes pour avoir une idée de la dérive créée par la non-uniformité spatiale des vagues. Cependant, Gwinn & Jacobs [53] ont montré que les deux théories pouvait s'appliquer dans la géométrie en canal hydraulique. En effet, près du batteur générant les vagues l'écoulement est irrotationnel excepté dans les couche limites au fond et en surface et la théorie de Stokes s'applique. Loin du batteur, l'épaississement des couches limites couplé aux effets non-linéaire imposent l'utilisation de la théorie de Longuet-Higgins.

Davies & Villaret (1995) ont étudié l'influence de la rugosité et de la présence de rides sur l'écoulement moyen eulérien induit par les vagues et ont montré en particulier que la théorie de Longuet-Higgins était insuffisante pour décrire ce type de situations [35, 128]. Marin [85] a effectué des mesures expérimentales pour tester le modèle de Davies & Villaret.

Liu et al. (1996) ont montré l'influence de la porosité du fond (en l'occurrence des billes de verres) sur l'écoulement de Longuet-Higgins [78]. Ils ont mis en évidence théoriquement et expérimentalement que l'écoulement oscillatoire de base ainsi que l'écoulement de dérive

sont caractérisés par une vitesse de glissement non nulle au niveau du lit poreux et que l'écoulement induit est amplifié par une augmentation de la perméabilité. Ils ont aussi montré théoriquement que cette vitesse de glissement pouvait être relié au gradient de vitesse à la paroi par une relation proposée expérimentalement par Beavers & Joseph (1967) :

$$\frac{\partial V}{\partial z}\rfloor_{z=0} \sim \frac{V(0)}{\xi} \tag{1.23}$$

où ξ est la longueur de pénétration du profil de vitesse dans le milieu poreux et qui dépend des caractéristiques géométriques du lit (perméabilité et taille des grains).

Un très grand avantage des expériences présentées dans cette thèse avec des plaques oscillantes dans un fluide au repos est, par définition, l'absence de vague. En effet, nous avons vu que celles-ci induisaient un écoulement de dérive. Cet écoulement est totalement absent des expériences avec système oscillant. Ainsi, les études sur l'écoulement au dessus des rides ne sont pas polluées dans nos expériences par l'écoulement secondaire de Longuet-Higgins. Cette remarque prendra toute son importance quand nous étudierons l'écoulement secondaire de Rayleigh induit par la présence du fond ondulé et non par la périodicité spatiale des vagues...

Une autre source d'asymétrie des rides est la présence de courants qui viennent se superposer aux vagues. On peut citer en guise d'exemple les courants de marée, les courants de recirculation océaniques ou bien encore les courants générés par le vent. Dans tous les cas de figure la période des vagues est beaucoup plus petite que l'échelle de temps caractéristique de ces courants qui sont en principes négligeables dans le processus de formation des rides. Néanmoins, ce type de courant peut aussi faire migrer les rides. La pente de la plage peut modifier la symétrie des rides en modifiant le mouvement orbital. Cependant, l'échelle de variation de la pente est beaucoup plus grande que la taille des rides et on peut négliger cet effet. La réflexion des vagues sur la plage est à l'origine d'une modulation spatiale du mouvement orbital. Bien entendu, les vagues naturelles ont différentes tailles et orientations suivant leur formation d'origine par le vent et les rides sont formées par la superposition de différents mouvements orbitaux. En général, l'irrégularité des vagues crée des rides plus plates et plus longues et l'asymétrie possible des rides est souvent plus due à l'irrégularité des vagues qu'à la superposition d'un courant.

1.2 Petit historique

1.2.1 Les Pionniers

Bien que l'on puisse trouver des études plus anciennes sur le sujet, c'est avec Casimir de Candolle [26] et George Darwin [37] à la fin du XIX^{eme} siècle que la démarche descriptive des naturalistes est progressivement remplacée par la démarche explicative des physiciens (on parle encore de philosophes naturels). Tout comme Lady Ayrton [9] au début du XX^{eme} siècle, de Candolle place une couche de sable au fond d'une cuve rectangulaire remplie d'eau et fait osciller l'ensemble. Les ondes stationnaires créées à la surface de l'eau engendrent la formation de rides par l'entraînement des grains qui est maximal au niveau des nœuds de l'écoulement.

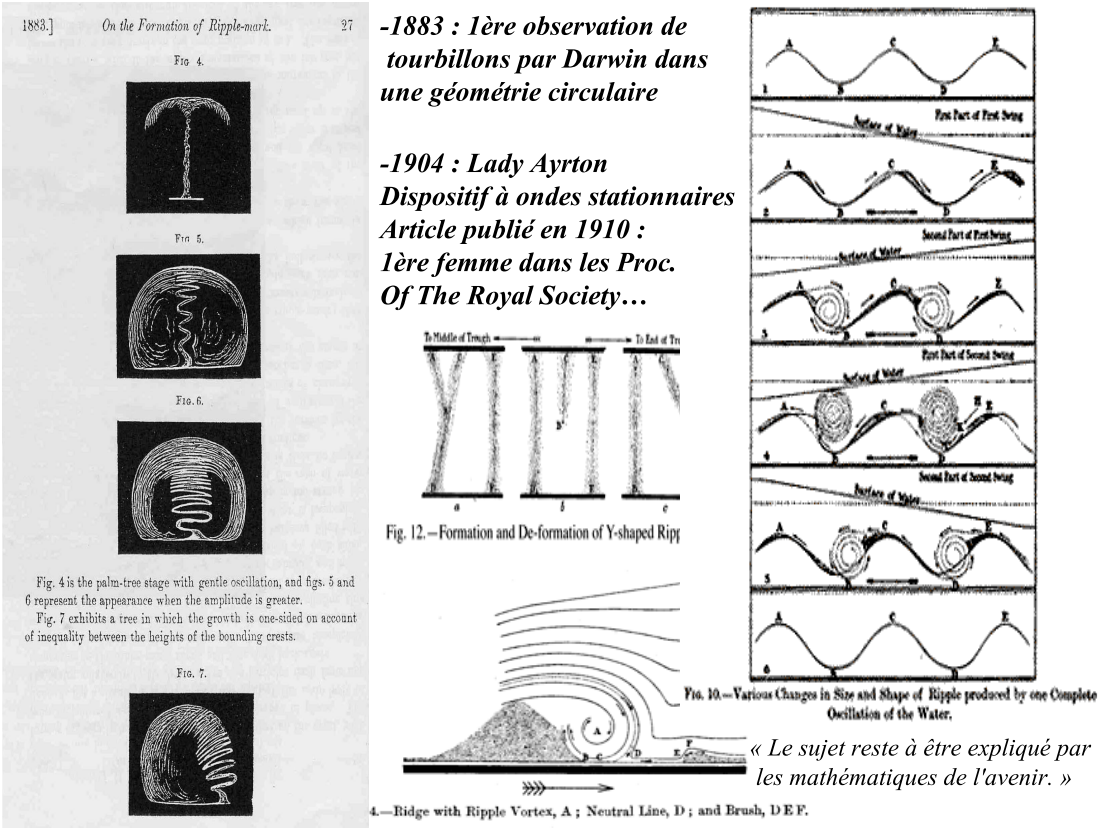


FIG. 1.6 – Visualisation de tourbillons : (à gauche) par Darwin (au centre et à droite) par Ayrton.

De l'autre côté de la Manche, Darwin adopte une géométrie circulaire. Il observe non seulement des rides radiales mais il utilise de l'encre pour visualiser des tourbillons [Fig.

1.6] en forme de "palmier". Ayrton rapporte des observations de tourbillon très différents de ceux de Darwin : en particulier, les tourbillons d'Ayrton de formes circulaires [Fig. 1.6] disparaissent à chaque renversement de l'écoulement alors que ceux de Darwin perdurent beaucoup plus longtemps. Invitée à une conférence en France, Ayrton a beaucoup impressionné le président de la Société Française de Physique de l'époque qui fit la remarque suivante [9] : "le sujet reste à être expliqué par les mathématiques de l'avenir"...

1.2.2 L'article de Bagnold (1946)

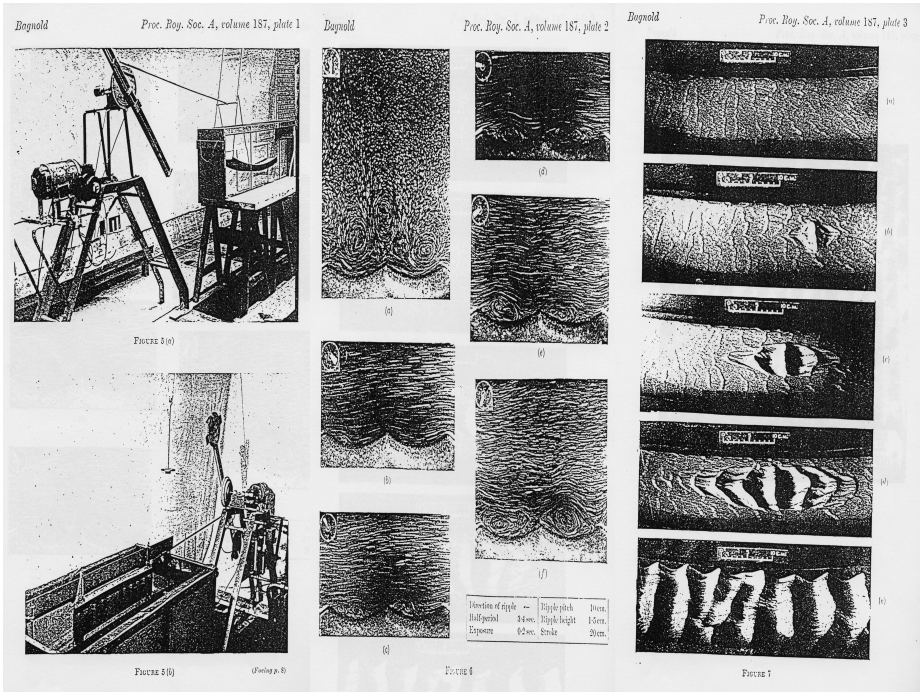


FIG. 1.7 – L'article de Bagnold : (à gauche) les plaques oscillantes ; (au centre) les tourbillons observés avec des particules réfléchissantes ; (à droite) l'envahissement des rides à grains roulants par les rides à tourbillon.

Il faut attendre les expériences de l'officier de l'armée britannique Ralph Bagnold en 1946 [11] pour obtenir une classification des motifs de rides générées par un écoulement oscillant. Bagnold fut un géomorphologue d'exception [10, 124] qui passa de nombreuses années à étudier la formation des dunes dans le désert de Libye et contribua grandement selon ses supérieurs par sa connaissance du terrain à l'avancée des troupes de Montgomery contre celles du Maréchal Rommel pendant la Seconde Guerre Mondiale...

Bagnold a introduit la terminologie suivante pour caractériser les deux types de rides " stables " qu'il avait observées en laboratoire :

- les " rolling-grains ripples " (rides à grains roulants) qui sont des structures de faibles hauteurs et qui sont facilement reconnaissables à cause de l'existence d'une fine couche de grains mobiles à l'interface.

- les " vortex ripples " (rides à tourbillon) qui sont des structures de hauteurs plus importantes que les " rolling gains ripples " et qui se distinguent par la présence de tourbillons issus du détachement de la couche limite au niveau des crêtes.

L'article de Bagnold est particulièrement important à plusieurs égards. En plus des deux types de rides précédents, il a observé des rides en formes de " briques " qui sont caractérisées par la présence de structures rectilignes longitudinales en quinconce dans les creux des rides. Comme Darwin en géométrie circulaire, Bagnold a employé une géométrie de plaque oscillante dans une cuve d'eau statique (celle même qu'avait utilisée Lady Ayrton). Il rapporte quelques visualisations de tourbillons similaires à ceux d'Ayrton au-dessus d'un fond ondulé et mesure le frottement engendré par la présence des rides. En outre, il montre que la longueur d'onde des rides à tourbillon est indépendante de la fréquence et trouve une dépendance en amplitude et en taille des grains. Enfin, il mesure le seuil de mise en mouvement de grains en présence d'un écoulement oscillant et ses résultats sont discutés théoriquement par Taylor dans une note attachée au papier (voir la section sur le seuil du chapitre 3).

Il nous semble pédagogique de reproduire certaines citations de Bagnold en particulier celles dans lesquelles il définit les deux types de rides sous-marines :

Les rides à grains roulants

> At the critical speed of the water motion at which grains on a smoothed surface first begin to move, grains start to be rolled to and fro over the surface, but are not lifted off it. Since the grain movement is here confined to that phase of the stroke at which the relative water-sand velocity at the surface is greatest, the length of the grain path remains short. It lengthens, however, as the oscillation speed is raised. Though initially at random, the rolling grains become organized as time goes on, and tend to come to rest in parallel transverse zones. More grains reach these zones than leave them, so there is a progressive congregation of grains in them, and the zones soon become little wavy ridges a few grains high, whose crests sway from lee side to lee side during successive stroke reversals... The rolling-grain ripple occurs on all sands, but the profile varies. With fine grains the intervening surface remains flat. But with larger grains it becomes a nearly circular arc of large radius. The essential distinguishing feature of this type of ripple is, however, the entire absence of grain movement within the troughs, whose surfaces remain undisturbed either by water flow or by impact to descending grains-for no crest grains leave the surface. The length-height ratio is evidently too big for the formation of the ripple vortex.
>
> Ralph Alger Bagnold, *Motion of waves in shallow water. Interaction between waves and sand bottoms.*, 1946.

Les rides à tourbillon

> The ripple vortex suddenly appears, and the whole regime breaks down [when] the steep lee slopes reach such a height that an abrupt change takes place in the character of the water motion. The breakdown begins at one spot, where the crest happens first to exceed the critical height. From this spot the new regime of vortex ripples spreads rapidly over the rest of the surface like a disease. The breakdown can be started artificially by placing a small heap of sand but any kind of surface feature will suffice-a pebble dropped on it, for instance, or a steep-sided dent made in it. For the vortex-ripple mechanism will operate, and the ripples develop, from any sufficiently large surface feature at speed even below that needed to start the grain movement on a smoothed-out surface. The operation of the vortex-ripple mechanism appears to be as follow. At the end of the stroke when the fully grown vortex begins to overrun the ripple, it comes into contact with the sand at ripple's foot. Grains are scooped out from here and shot upwards parallel with the surface of the slope, as if the sand at the bottom had been touching by a spinning wheel.
>
> Ralph Alger Bagnold, *Motion of waves in shallow water. Interaction between waves and sand bottoms.*, 1946.

1.3 Revue de la littérature

L'instabilité primaire

Pour expliquer la formation des rides à grains roulants, Sleath a émis en 1976 l'hypothèse que la forme des rides induisait un écoulement secondaire analogue à celui créé par un fond ondulé qui avait été étudié par Lyne en 1971 par une méthode analytique de perturbation. Immergée dans la couche limite, deux cellules contrarotatives sont susceptibles de transporter des grains des creux vers les crêtes des rides. Sur la Figure 1.8 (a) on observe la forme des cellules associées à une perturbation triangulaire rigide qui modélise une rugosité initiale à partir de laquelle une ride à grains roulants peut se former. En faisant varier les paramètres expérimentaux, Sleath a constaté l'existence d'une ou deux paires superposées de cellules de recirculation [Fig. 1.8 (b)].

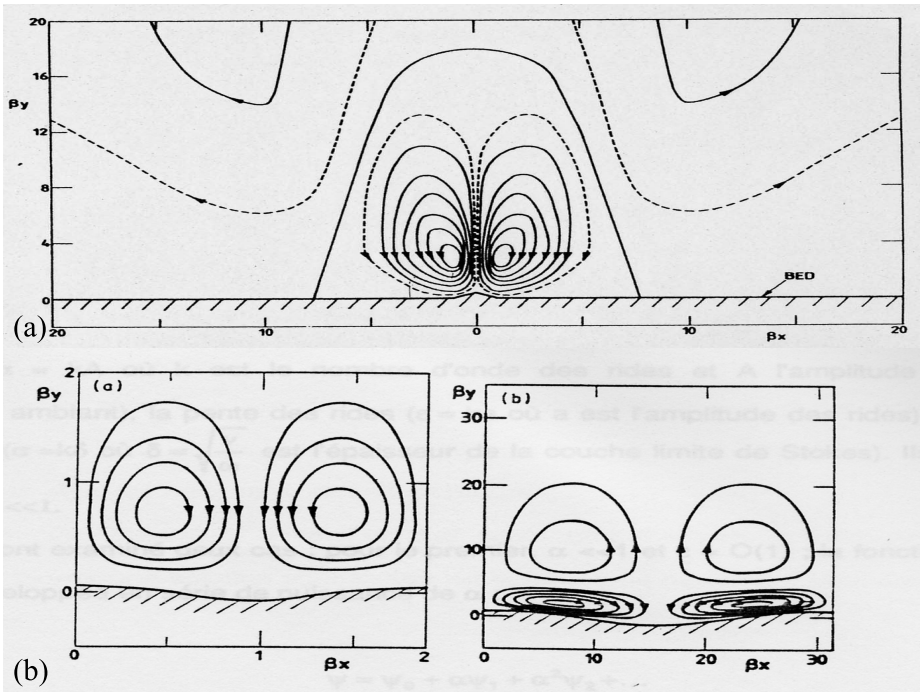
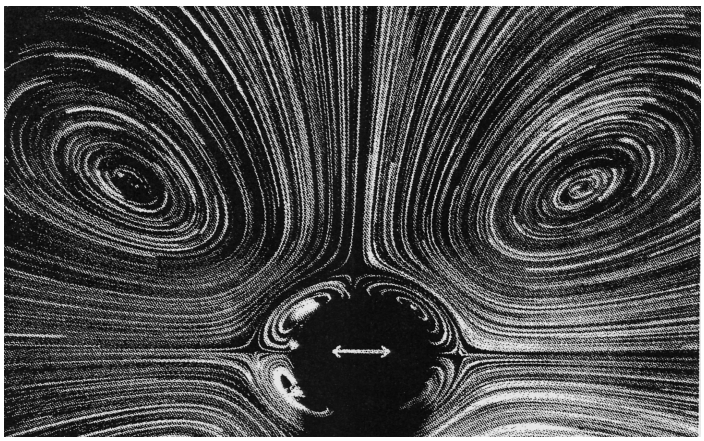


FIG. 1.8 – Cellules de recirculation théoriques prédites par Sleath associées à : (a) une perturbation du fond ; (b) un fond rigide sinusoïdal avec une ou deux paire(s) contrarotatives selon les cas.

Ces études théoriques d'un écoulement périodique sur un fond rigide ondulé rentrent dans le cadre de l'analyse d'écoulements dits redressés initiée par Rayleigh au XIX^{eme} siècle [36]. Celui-ci avait réalisé que le terme non-linéaire de l'équation de Navier-Stokes pouvait à partir d'un écoulement périodique non seulement engendrer des harmoniques d'ordre supérieur mais aussi générer une perturbation indépendante du temps qui se superposerait

à l'écoulement principal. On rapporte sur la Figure 1.9 une visualisation de l'écoulement redressé induit par l'oscillation périodique d'un cylindre dans un fluide au repos. Cette configuration a été étudiée par Schlichting qui a montré que l'intensité de la vitesse de l'écoulement secondaire est proportionnelle au gradient du carré de la vitesse d'oscillation du cylindre divisé par la fréquence [113].



Rayleigh :

$\omega+\omega=2\omega$

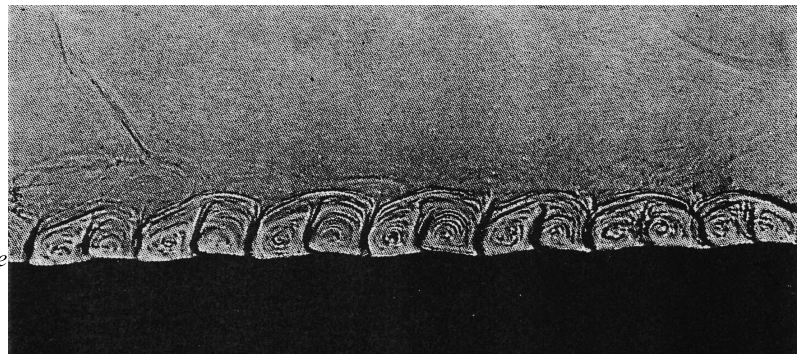
$\omega-\omega=0$ *: steady streamings*

Schlichting :

$$u' \approx \frac{U}{\omega}\frac{\partial U}{\partial x}$$

Recirculations stationnaires induites par un cylindre oscillant dans un fluide au repos

Van Dyke, 1982
An album of fluid motion



Ecoulement de recirculation au-dessus d'un fond ondulé
Kaneko & Honji, 1979
Mélange eau et glycérine (gradient d'intensité optique par variation de densité)

Fig. 1.9 – Cellules de recirculation observées : (en haut) autour d'un cylindre ;(en bas) au-dessus de rides à grains roulants avec de la glycérine dans un tube en U.

En 1979, Kaneko & Honji [69] ont observé des cellules de recirculation associées aux rides à grains roulants dans des mélanges eau-glycérine [Fig. 1.9] tout en développant les théories et les calculs de Lyne et Sleath pour des paramètres plus proches de la réalité expérimentale. Néanmoins, ces auteurs ne rapportent aucune visualisation de l'écoulement au dessus de rides à grains roulants réelles dans l'eau tout au plus une visualisation par méthode électrochimique au-dessus d'un fond ondulé rigide [71] ainsi qu'une visualisation avec de la poudre d'aluminium dans la même configuration avec Matsunaga [87].

En 1990, Blondeaux [19] a étudié l'instabilité à l'origine des rides à grains roulants en

couplant une analyse de perturbation de l'équation de Navier-Stokes à une loi empirique de transport sédimentaire telle que le taux de transport de grains suit une loi de puissance de la vitesse corrigée par un facteur de pente. Le transport de grains est suffisamment faible pendant une période pour considérer que la vitesse est nulle à l'interface eau-granulaire et que la ride est quasi-rigide. Se basant sur les calculs de l'écoulement au-dessus d'un fond rigide ondulé effectués par Vittori [129], Blondeaux décrit l'instabilité d'une perturbation infinitésimale à partir de trois nombres sans dimension F_d, Re_δ et Re_d. Si les nombres de Reynolds basés sur la taille de la couche limite δ et la taille des grains d (Re_δ et Re_d) sont fixés, alors l'interface fluide-granulaire est instable sur une bande de nombres d'onde si le nombre de Froude F_d excède une valeur critique. Le carré du nombre de Froude est égal au nombre de mobilité introduit par Nielsen [93, 94, 95]. Blondeaux rapporte l'ensemble des résultats expérimentaux connus alors dans la littérature sur les rides à grains et conclut sur un bon accord entre sa théorie et les mesures de longueur d'onde avec en particulier une augmentation avec la taille de grains.

Vittori & Blondeaux [130] ont ensuite effectué un développement pour une amplitude finie de la perturbation et ils ont déduit de cette analyse faiblement non-linéaire une équation de Landau décrivant la saturation de l'interface eau-sable. Ces auteurs prévoient dans un espace des phases tridimensionnel construit sur les nombres F_d,Re_δ et Re_d l'existence de zones séparées de stabilité pour les rides à grains roulants et les rides à tourbillon. Pour distinguer les deux types de rides, ils ont employé un critère empirique du à Sleath [118] : si la pente $\eta = h/\lambda$ de la ride de hauteur h et de longueur d'onde λ excède la valeur $0,1$ alors la ride est une ride à tourbillon. Foti & Blondeaux ont étendu l'analyse précédente aux écoulements turbulents pour des nombres Re_δ plus élevés [45].

Blondeaux, Foti & Vittori ont étudié l'influence de la dérive de Longuet-Higgins induite par les vagues sur les rides. Le seuil d'instabilité n'est pas modifié par cet effet mais une migration des structures est prévue à cause de la dissymétrie des cellules de recirculation résultante et cette migration peut modifier le transport par charriage global au niveau de la plage [23].

Andersen a proposé récemment un modèle pour prédire la longueur d'onde finale de rides à grains roulants formées à partir d'une quantité finie de grains. Il suggère que la longueur d'onde soit fixée par une zone d'ombre induit par la ride où l'écoulement est ralentie. La longueur d'onde s'exprime en fonction de l'extension de la zone d'ombre ainsi que de la racine de l'écart au seuil exprimé en fonction du nombre de Shields. Le nombre de grains initial fixe la hauteur des rides connaissant la longueur d'onde à l'équilibre [4]. Cet auteur [2] a aussi réalisé des simulations numériques de l'écoulement associé au rides à tourbillon dans le cas turbulent [Fig. 1.10] en s'intéressant aux valeurs moyennes de la vitesse et de la vorticité. Le transport sédimentaire est décomposé en charriage modélisé par une équation empirique et en suspension déterminée par une équation d'advection-diffusion. Andersen & al. ont introduit théoriquement [3] et mesuré expérimentalement [5] une fonction d'échange caractérisant le transport entre deux rides à tourbillon voisines pour décrire la coalescence de ces structures [73]. D'autres modèles de coalescence des rides à tourbillon ont été proposés par Hellen & Krug [60].

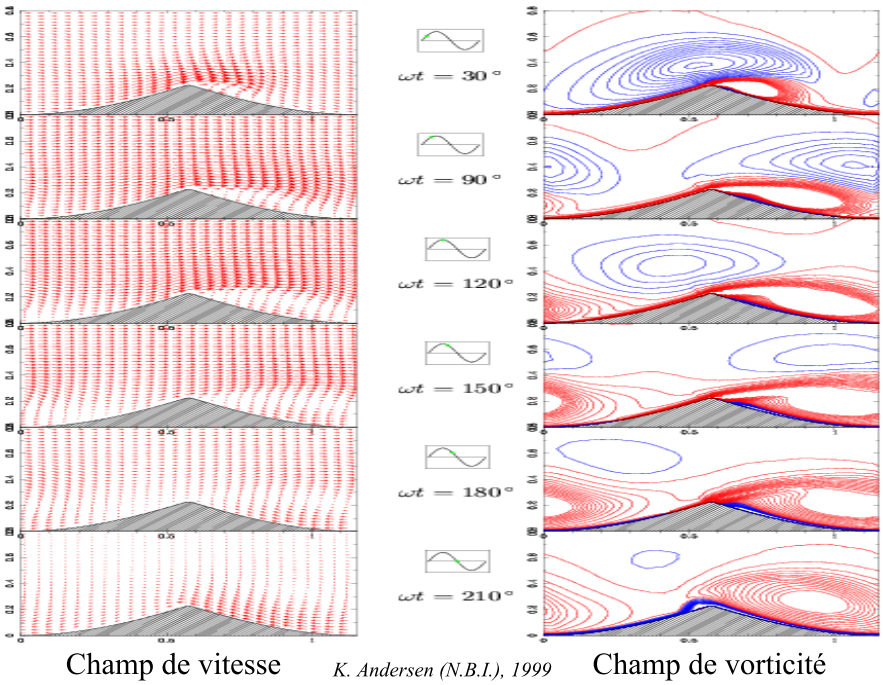


FIG. 1.10 – Simulations numériques de l'écoulement au-dessus d'une ride à tourbillon.

Les corrélations relatives à la géométrie des rides à tourbillon

Selon Nielsen [93, 95], la zone d'existence des rides se situe pour un nombre de Shields compris entre $0,05$ et 1. Les rides à grains roulants sont susceptibles d'apparaître pour une gamme $0,05 < \Theta < 0,1$ c'est-à-dire pour un transport par charriage assez faible alors que les rides à tourbillon se forment pour une gamme $0,1 < \Theta < 1$ et la suspension peut apparaître pour ce type d'écoulement plus rigoureux. Pour une gamme $\Theta > 1$, le lit de sable est fluidisé et le transport par suspension est très important.

Nielsen [93, 95] a proposé les expressions suivantes pour décrire la longueur d'onde λ et la hauteur h des rides à tourbillon en distinguant les expériences en laboratoire où les vagues sont régulières et les expériences en champ où les vagues sont irrégulières :

$$\text{Vagues régulières en laboratoire} \quad \begin{cases} \frac{\lambda}{A} = 2,2 - 0,345\Psi^{0,34} \\ \frac{h}{A} = 0,275 - 0,022\Psi^{0,5} \\ \frac{h}{\lambda} = 0,182 - 0,24\Theta^{1,5} \end{cases} \tag{1.24}$$

$$\text{Vagues irrégulières en champ} \quad \begin{cases} \frac{\lambda}{A} = exp[\frac{693 - 0,37ln^8\Psi}{1000 + 0,75ln^7\Psi}] \\ \frac{h}{A} = 21\Psi^{-1,85} \quad si \quad \Psi > 10 \\ \frac{h}{\lambda} = 0,342 - 0,34\Theta^{0,25} \end{cases} \tag{1.25}$$

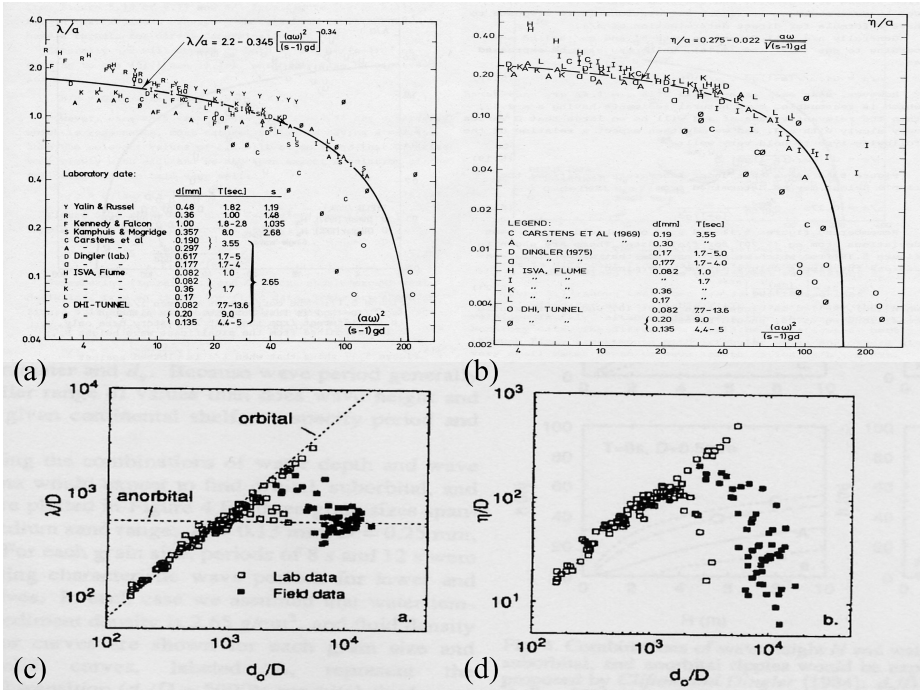


FIG. 1.11 – Quelques exemples de corrélations proposées dans la littérature.

Wiberg & Harris [133] ont remis en cause la distinction introduite par Nielsen se basant sur le nombre de mobilité. Elles préfèrent interpréter les résultats en fonction du rapport entre l'amplitude et la taille de grains A/d.

Pour $A/d < 1000$, les rides principalement rencontrées au laboratoire sont bidimensionnelles et sont appelées orbitales car la longueur d'onde est proportionnelle à l'amplitude d'oscillation :

$$\text{Rides à tourbillon orbitales} \quad \begin{cases} \frac{\lambda}{A} = 1,24 \\ \frac{h}{\lambda} = 0,17 \end{cases} \tag{1.26}$$

Cependant, Mogridge rapporte une déviation à cette loi lorsque l'on se rapproche du seuil de fluidisation en augmentant l'amplitude ce qu'il attribue à l'influence de la suspension qui a été extensivement étudiée par Broker [24].

Pour $A/d > 2500$, les rides sont appelées anorbitales par Wiberg & Harris car la longueur d'onde ne dépend pas de l'amplitude mais du diamètre des grains :

$$\text{Rides à tourbillon anorbitales} \quad \begin{cases} \frac{\lambda}{d} = 535 \\ \frac{h}{\lambda} = exp[-0,095ln^2(\frac{2A}{h}) + 0,042ln(\frac{2A}{h}) - 2,28] \end{cases} \tag{1.27}$$

Les rides anorbitales ont une longueur d'onde plus faible que si la loi de proportionnalité avec A s'appliquait et elles ont une pente plus faible que $0,17$ de l'ordre de $0,12$ au maximum. Selon Wiberg & Harris, elles sont surtout caractéristiques des mesures à la plage et sont tridimensionnelles.

Pour $1000 < A/d < 2500$, les rides sont appelées suborbitales et leurs caractéristiques sont évaluées à partir de moyenne des corrélations pour les rides orbitales et anorbitales [133].

Les expériences récentes en canal hydraulique

Depuis les études de Nielsen [93, 94, 95] et de Wiberg & Harris [133], la majorité des travaux est effectuée en canal hydraulique [Fig. 1.12] avec pour but une caractérisation plus précise et universelle des corrélations liant la géométrie des rides à tourbillon avec l'excitation associée [42, 43, 86]. De plus, la technique de mesure de la géométrie par relevé topographique fait désormais intervenir une nappe laser qui permet de reconstruire la ride en 3D comme dans les expériences de O'Donoghue & Clubb [96]. Pour fixer les idées, la résolution en vue de coté des expériences de Marin & Druaux [86] sont de l'ordre de 170 μm par pixel et en vue de dessus de l'ordre de 400 μm par pixel. Ces derniers auteurs utilisent une transformée de Hilbert avec démodulation du signal complexe pour extraire la longueur d'onde locale et étudier les défauts en vue de dessus. Faraci & Foti [42, 43] rapportent l'évolution de la longueur d'onde et de la hauteur pour des rides prises individuellement [Fig. 1.12]. De plus, ils ont remarqué une différence notable entre leurs expériences et celles de Stegner & Wesfreid [121] sur le temps nécessaire pour atteindre un état final qu'ils attribuent à des effets visqueux dans l'entrefer de la géométrie employée par Stegner & Wesfreid (cf. chapitres 2 et 3).

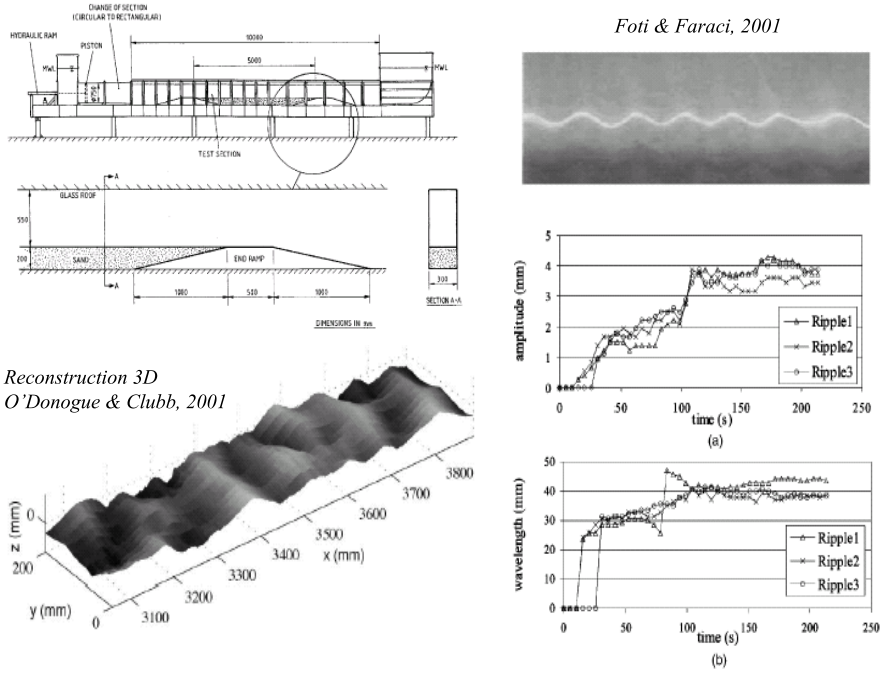


FIG. 1.12 – Expériences récentes en canal hydraulique.

Les expériences récentes en géométrie cylindrique

Deux études particulièrement importantes sont à l'origine de cette thèse. En effet, Scherer & al. [112] ainsi que Stegner & Wesfreid [121] ont montré grâce à l'utilisation d'une géométrie cylindrique innovante (décrite au chapitre 2) que les rides à grains roulants n'étaient pas des structures stables contrairement à l'affirmation de plusieurs auteurs. En effet, elles coalescent avant de transiter vers un état de rides à tourbillon [Fig. 1.13].

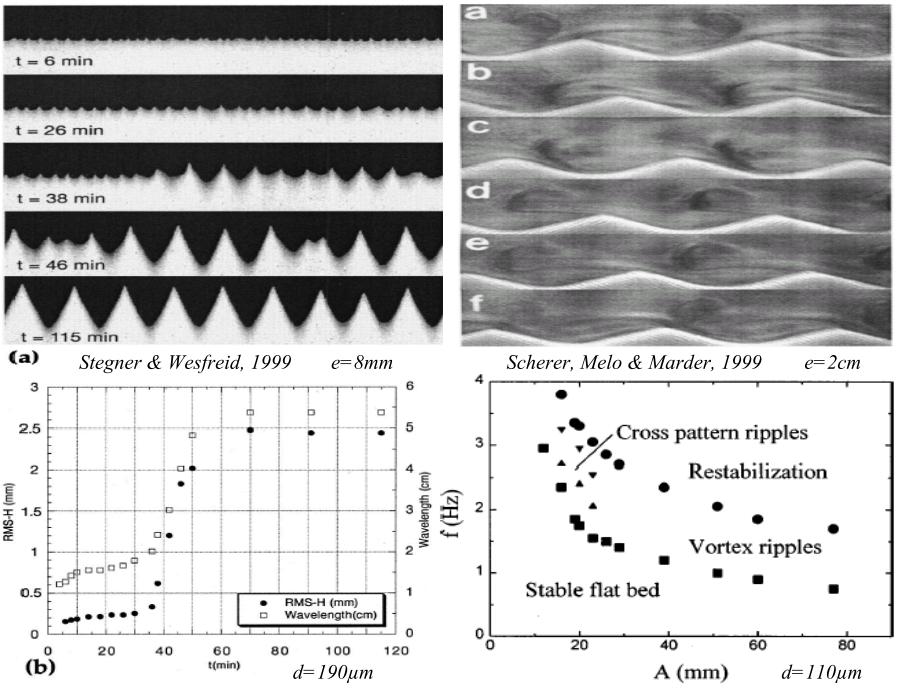


FIG. 1.13 – Expériences récentes en géométrie cylindrique.

Stegner & Wesfreid [121] ont montré que l'angle final des rides à tourbillon est proche de l'angle statique des billes de verre sous l'eau en tenant compte des effets de confinements dus au dispositif expérimental. Scherer & al. [112] rapporte un diagramme de phase amplitude-fréquence délimitant la zone d'apparition des rides à tourbillon par rapport à la zone de fluidisation et à la zone sans mouvement [Fig. 1.13].

Les instabilités secondaires

Depuis les expériences de Bagnold [11] et de Kaneko [71], plusieurs théories ont été proposées pour expliquer la formation des rides en formes de briques mais aucun consensus ne semble émerger. Hara & Mei [58] attribuent l'apparition des structures sédimentaires longitudinales à une instabilité centrifuge due à la courbure des lignes de courant et donc à des tourbillons longitudinaux qui vont éroder la ride perpendiculairement à la crête (instabilité hydrodynamique de type Görtler) alors que Vittori & Blondeaux [131] l'attribue à l'interaction de perturbations bi- et tri-dimensionnelles de la structure sédimentaire (instabilité de type granulaire). Les rides formées par l'interaction entre deux vagues faisant un certain angle et de caractéristiques différentes ont été examinées par Roos & Blondeaux [107]. Les formes de rides en briques sont prédites ainsi que des rides en formes de losanges. Comme souligné par les auteurs, l'analyse non-linéaire s'applique a priori aux rides à grains roulants. Des rides en formes de losanges ont été observées expérimentalement par Kaneko [71] en écoulement oscillant ainsi que par Faraci & Andersen [6] en superposant un écoulement oscillant et un écoulement uni-directionnel incliné l'un par rapport à l'autre.

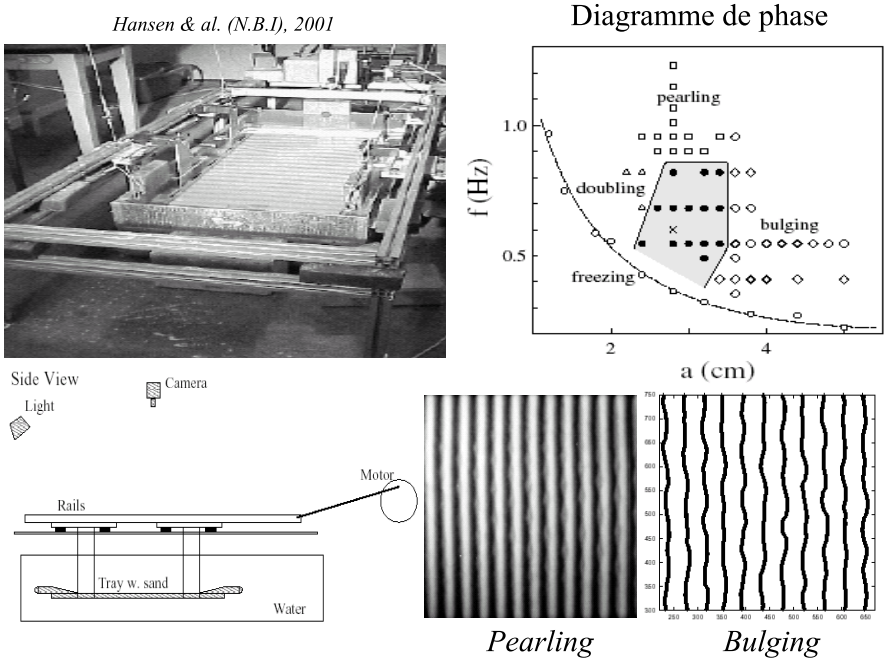


FIG. 1.14 – Instabilités secondaires en géométrie plane.

Hansen & al. à l'Institut Niels Bohr de Copenhague ont étudié les instabilités secondaires qui apparaissent lorsque l'écoulement change au-dessus de rides à tourbillon préformées [55, 56]. La géométrie retenue consiste en une plaque plane recouverte de sable

et plongée dans une cuve d'eau statique. En pratique, ils ont imprimé sur le sable un motif de type rides à tourbillon avec une tôle rigide ondulé afin de rendre reproductibles leurs expériences. La Figure 1.14 montre en particulier le diagramme de phase obtenu qui est caractérisé par l'existence de trois types d'instabilité : apparition de "perles" en quinconce dans l'interstice des rides par augmentation de la fréquence d'oscillation ("pearling" : instabilité supercritique) ; modification de la longueur d'onde par dédoublement par diminution de l'amplitude d'oscillation ("doubling" : instabilité sous-critique) ; ondulation des rides par augmentation de l'amplitude d'oscillation ("bulging" : instabilité sous-critique).

1.4 Les bancs de sable

L'étude des rides à grains roulants a pour application intéressante la compréhension de la formation des bancs de sable qui sont générés par le mouvement oscillatoire de la marée (de l'ordre de 10 km) et pas de la houle contrairement aux rides [126, 122]. Ces grandes structures (de l'ordre de 100 m à 1 km) sont très étudiées par les géomorphologues ou les ingénieurs côtiers qui essayent de prédire leur évolution. Il est en particulier très important de comprendre le mécanisme à l'origine de ces bancs sur lesquels peuvent s'échouer des bateaux et qui déforment les pipe-lines ainsi que les câbles de télécommunication ou bien les enterrent. En effet, plusieurs études récentes tendent à montrer que les mécanismes de formation entre les rides et les bancs de sable sont similaires [68]. Les modèles théoriques prévoient l'existence de cellules de recirculation dirigées des creux vers les crêtes. Bien évidement, la taille des ces structures empêchent de les reproduire en laboratoire et toute information sur les rides à grains roulants peut permettre une compréhension meilleure de ces grandes formations sédimentaires. Néanmoins, Gerkema [49, 50] a fait remarqué que la courbe de stabilité marginale (paramètre de contrôle en fonction du nombre d'onde) est très différente entre le cas des rides (une parabole avec un minimum) et le cas des bancs de sable (fonction croissante du nombre d'onde). En particulier, les grandes longueurs d'onde sont instables dans le cas des bancs de sable contrairement aux rides.

Plan de la thèse

Vu la multiplicité des travaux sur la géométrie finale des rides à tourbillon, il nous a semblé plus judicieux d'étudier la phase antérieure de croissance de rides afin de permettre une interprétation meilleure des résultats obtenus en canal hydraulique. De nombreuses questions soulevées par l'étude bibliographique ont orienté les recherches exposées dans cette thèse :

- Plusieurs types de géométrie ont été employées dans la littérature et le chapitre 2 décrit les dispositifs expérimentaux retenus pour les travaux exposés dans cette thèse en discutant de leurs avantages et de leurs inconvénients.

- La littérature est très peu documentée sur les rides à grains roulants. En particulier, malgré la compilation des mesures de longueurs d'onde de différents auteurs rapportée par Blondeaux, il est clair que de nouvelles expériences sont nécessaires afin de clarifier la situation après la découverte par Scherer & al. [112] et Stegner & Wesfreid [121] du fait que ces structures sont transitoires. En effet, on ne peut que douter des comparaisons entre le modèle théorique introduit par Blondeaux et Vittori [19, 130] et les expériences où des rides à grains roulants sont décrites comme stables : Sleath rapporte même avoir pris des mesures de longueurs sur des rides à grains roulants avant "l'envahissement par des rides à tourbillon" [117]. Or, le modèle de stabilité linéaire de Blondeaux [19] prédit des longueurs d'onde au seuil de l'instabilité qu'il est difficile de comparer à des longueurs d'onde mesurées à la transition après une phase de coalescence. En outre, il n'existe aucune information sur la dynamique de coalescence des rides à grains roulants. En particulier, on ne sait pas comment varie la forme géométrique de ces structures. Il est donc très important en faisant varier les paramètres physiques de comprendre comment plusieurs auteurs ont rapporté des observations de rides à grains roulants stables. Ces questions font l'objet du chapitre 3.

- Depuis les calculs de Sleath [117], le mécanisme de formation semble être bien compris. De plus, les expériences de Kaneko & Honji [69] semblent démontrer l'existence de cellules de recirculation au-dessus de rides à grains roulants dans des mélanges eau-glycérine. Cependant, il n'existe aucune mesure directe des champs de vitesse de l'écoulement au-dessus de ces structures dans l'eau car selon ces derniers auteurs la taille caractéristique des cellules dans l'eau est de l'ordre de la couche limite ($\simeq$ 1mm) ce qui rend les observations très difficiles. En outre, le cas de l'eau est associé au cas pratique de la plage. L'écoulement au-dessus des rides est étudié dans le chapitre 4.

- Les rides de plage sont formées à partir de grains polydisperses. Les phénomènes de ségrégation ont été très peu étudiés en laboratoire et le chapitre 5 expose quelques résultats sur cette caractéristique intrinsèque aux milieux granulaires.

– Les tourbillons observés par Darwin sont très différents des tourbillons classiquement décrits dans la littérature tels que ceux rapportés par Bagnold [11] ou Blondeaux & Vittori [20]. En outre, il n'y a plus eu d'études en géométrie circulaire depuis celle de Darwin, il nous a donc semblé intéressant de pousser plus en avant ses investigations qui font l'objet du dernier chapitre.

Ainsi, nous allons donc surtout nous focalisé sur l'étude des rides à grains roulants.

Chapitre 2

Description des Dispositifs Expérimentaux

> Tout progrès réel de nos connaissances ne peut se fonder que sur les données de l'expérience.
>
> Maurice Allais.

2.1 Revue des dispositifs expérimentaux

Il est complexe de reproduire en laboratoire l'écoulement oscillant d'un fluide au dessus d'une couche de sable "immobile". En effet, les dispositifs expérimentaux employés sont de grands instruments comme les canaux hydrauliques ou les tubes en U. Un canal hydraulique peut faire quelques de mètres de long ce qui oblige à utiliser de grande quantité de sable non tamisé. De plus, des sondes doivent être utilisées pour connaître avec exactitude l'écoulement généré par un batteur. Des phénomènes parasites comme la réflexion des vagues ou des courants de retour dus à la conservation de la masse viennent polluer les expériences. De plus, la dérive de Longuet-Higgins est présente et vient se superposer à la dérive de Rayleigh à l'origine de la formation des rides. Bien entendu, c'est ce type de dispositif qui est le plus proche du cas de la plage et son utilisation est d'un grand intérêt par exemple dans l'étude des défauts bidimensionnels [86]. Un tube en U est plus petit et la partie horizontale est de l'ordre du mètre. Le fluide est mis en mouvement par un piston qui peut limiter la gamme des paramètres accessibles. Kaneko & Honji rapportent que la période maximale des oscillations dans leur dispositif est de $1,1$ s et que l'amplitude est limitée à $5,5$ cm [69]. Il n'y pas de dérive de Longuet-Higgins dans un tube en U et surtout il n'y a pas de forces d'inertie sur les grains comme dans les expériences avec plaque oscillante. Concernant la préparation initiale du lit de sable, les utilisateurs des canaux hydrauliques et des tubes en U aplatissent l'interface en fluidisant le milieu granulaire avec un écoulement violent puis laissent sédimenter les grains. Ainsi, on peut dire que la compacité du milieu est lâche (cf. l'article du chapitre sur la morphologie). De plus, la phase de fluidisation peut entraîner un phénomène de ségrégation dans les mélanges de

grains (cf. l'article du chapitre sur la ségrégation). Ces deux effets peuvent expliquer des différences de comportement ultérieur du système de rides comme remarqués par Faraci & Foti [42] entre leurs expériences et celles de Stegner & Wesfreid [121] concernant la durée de saturation des rides.

Depuis le travail expérimental de Bagnold en 1946 [11] et une justification théorique de Taylor [11], on considère que l'on peut reproduire l'action d'un écoulement oscillant sur un fond sableux en faisant osciller le sable en dessous d'un fluide "immobile". Plus précisément, Taylor a montré qu'au début de l'oscillation du sable le mouvement du fluide était quasiment identique à un cisaillement uniforme sur une distance petite par rapport à l'épaisseur de la couche de Stokes. Ceci avait été corroboré par les expériences de Bagnold qui n'avait pas observé de mouvements turbulents au début de l'oscillation en visualisant des filets de colorants. La plaque sur laquelle Bagnold versait du sable n'était pas plane mais de forme concave car le sable a tendance à couler sur les bords. On ne peut pas mettre de murs en bout des plaques planes pour retenir le sable car alors des tourbillons de coin sont créés et génèrent des rides à tourbillon qui envahissent l'état de rides à grains roulants qui est le sujet principal de notre étude. Nous avons donc repris la géométrie unidimensionnelle cylindrique de Scherer & al. [112] et Stegner & Wesfreid [121] qui nécessite peu de grains (donc tamisables) et qui a des conditions aux limites périodiques telles qu'il y a conservation de la masse.

2.2 Les dispositifs expérimentaux en géométrie cylindrique

2.2.1 L'ancien dispositif expérimental.

La cellule expérimentale montée sur un bâti Norcan en Aluminium est constituée de deux cylindres concentriques, verticaux et rendus solidaires par deux couvercles assurant par ailleurs l'étanchéité du système. Les deux cylindres font 30,5 cm de haut. Entre les cylindres se trouve un anneau rigide de 10 cm sur lequel repose une couche de billes de verre d'environ 5 cm (200 ml) au-dessus de laquelle on a placé une épaisseur d'eau d'environ 15 cm. Les rayons respectifs des cylindres sont $R_1 = 69,25\ mm$ et $R_2 = 77\ mm$. La taille de l'entrefer entre les deux cylindres est $e = 7,75$ mm. A des fins de visualisation, on a anodisé le cylindre intérieur en aluminium noir. Le cylindre extérieur d'épaisseur 10 mm est en Plexiglas.

Le dispositif est monté sur l'axe d'un motoréducteur AC Yaskawa (USAREM 01-CE2K+MRC 300-1/20) asservi de telle manière que la vitesse instantanée de rotation soit proportionnelle à la tension électrique issue d'un générateur de fonctions Hewlett Packard (33120A-15MHz) programmable via un servopack (CACR-SR01AC). Le générateur délivre un signal en tension sinusoïdal :

$$V = \frac{V_{pp}}{2} cos(2\pi f t) \tag{2.1}$$

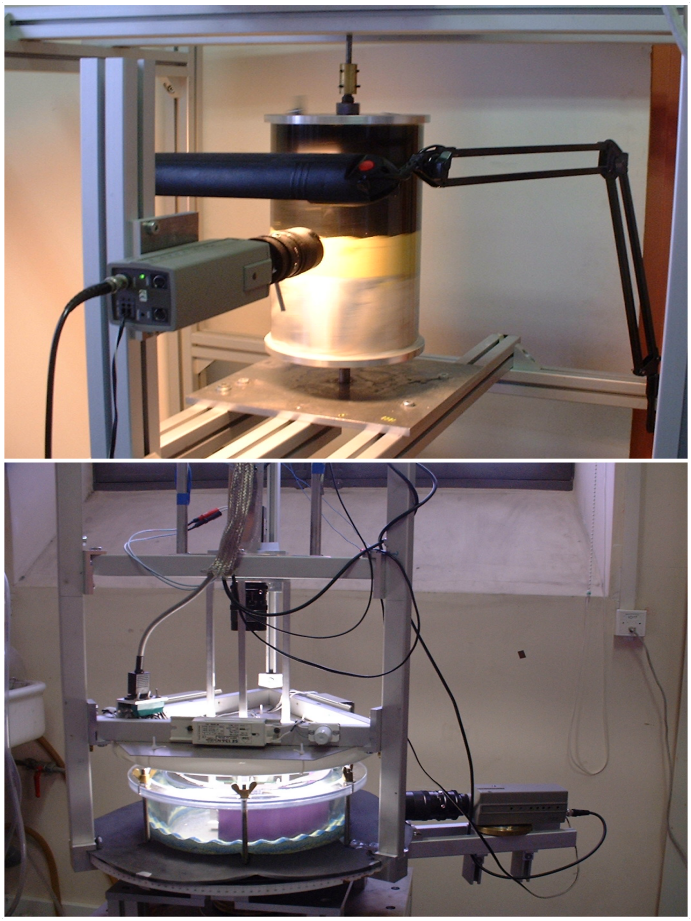


FIG. 2.1 – Dispositifs expérimentaux : (en haut) ancien ; (en bas) nouveau.

où Vpp est la tension pic à pic et f la fréquence.

Physiquement, cette excitation se traduit par un déplacement de la cellule expérimentale :

$$D(t) = \frac{L}{2} cos(2\pi ft) = Acos(2\pi ft) \tag{2.2}$$

où L représente "l'excursion totale du fluide" et $A = L/2$ est l'amplitude maximale du mouvement. L'expression précédente est une approximation unidimensionnelle du déplacement azimutal de la cellule expérimentale.

La fréquence d'excitation est suffisamment élevée (0,5 à 2 Hz) lors des expériences pour que l'épaisseur des deux couches de Stokes (0,4 à 0,8 mm pour une couche) qui se développent sur les parois verticales du dispositif soit petite par rapport à l'entrefer. On rappelle l'expression de la couche de Stokes :

$$\delta = \sqrt{\frac{\nu}{\pi f}} \tag{2.3}$$

On évalue le rapport de l'entrefer sur l'épaisseur des deux couches de Stokes :

$$\gamma = \frac{R_2 - R_1}{2\delta} \tag{2.4}$$

Pour les parois verticales, on a bien $2\delta = 1,13$ mm $< R_2 - R_1 = 7,75$ mm dans un cas typique de nos expériences ($f = 1\ Hz$) : le fluide peut être considéré comme "immobile" dans le référentiel du laboratoire. Concernant la couche de Stokes à l'interface eau-granulaire, celle-ci est plus grande que la taille des grains utilisés expérimentalement : le raisonnement de Taylor est valide. Les grains sont bien soumis à un cisaillement uniforme alternatif.

Les mesures quantitatives ont été réalisées à partir des images issues d'une caméra CCD COHU (768*512 pixels) fixée sur le même bâti que l'axe du servomoteur. L'acquisition s'effectue avec une carte Scion LG3 sur un ordinateur Macintosh Power PC. Les traitements d'images se font sous le logiciel du domaine public NIH-Images (adresse Internet : ftp ://zippy.nimh.nih.gov).

Nous avons optimisé les macros développées initialement par A. Stegner pour pouvoir augmenter la résolution horizontale en couplage à une diminution de la vitesse de rotation de la cuve (par rapport aux expériences de Stegner & Wesfreid [121]) devant la caméra CCD qui construit un diagramme spatio-temporel en enregistrant un ligne verticale à 25 Hz. Le logiciel de traitement d'images permet d'extraire le profil de hauteur des rides avec une précision de l'ordre de la taille des grains. Par décomposition en série de Fourier, on supprime la modulation à grande échelle résiduelle de l'interface $h_{moyenne}(x)$ et on recompose la "perturbation de hauteur" $\delta h(x)$ à partir des modes d'ordres supérieurs correspondants aux rides [Fig. 2.2]. Ce traitement numérique lisse un peu l'interface de départ. Ensuite, on évalue pour chaque instant la valeur quadratique moyenne $RMS - H^2(t)$ de la "perturbation de hauteur" $\delta h(x,t)$ du profil des rides (avec le logiciel d'analyse statistique et de tracé de courbe Kaleidagraph) :

$$RMS - H(t) = \sqrt{\frac{1}{n_p}\sum_{i=1}^{n_p}\delta h^2(x_i,t)} \tag{2.5}$$

où n_p est le nombre de pixels constituant le périmètre discrétisé ($n_p = 534$ dans les expériences de Stegner & Wesfreid [121] et $n_p = 2854$ dans nos expériences pour un périmètre moyen $P = 45,93$ cm dans l'ancien dispositif). On repère chaque position horizontale par un nombre entier x_i correspondant à chaque pixel horizontal. La résolution verticale est identique entre les expériences de Stegner & Wesfreid [121] et nos expériences soit 258 pixels par cm.

La hauteur locale des rides variant tout autour du périmètre, nous avons opté pour une mesure globale permettant de caractériser le profil à un instant donné. Pour un signal purement sinusoïdale d'amplitude B, la valeur quadratique moyenne $RMS - H^2$ est égale à $B^2/2$. Il suffit donc de multiplier $RMS - H$ par $\sqrt{2}$ pour avoir un ordre de grandeur de la hauteur des rides bien qu'elles n'ont pas une forme sinusoïdale (cf. le chapitre sur la morphologie).

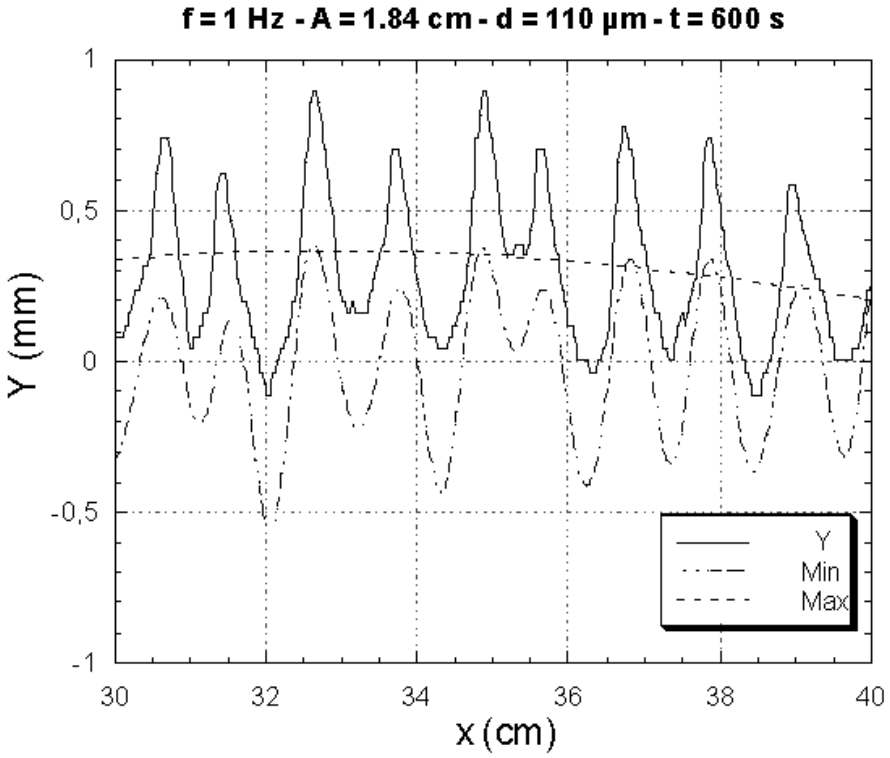


FIG. 2.2 – Extraction de l'interface : Y = hauteur réelle, Max = modulation à grande échelle et Min = hauteur corrigée en fonction de la position pour une fraction du périmètre.

2.2.2 Paramètres physiques.

Paramètres expérimentaux

Les paramètres directement accessibles sont :

- $\boldsymbol{f}$: fréquence d'oscillation des cylindres
- $\boldsymbol{V_{pp}}$: tension maximale du générateur de fonction
- $\boldsymbol{R_1, R_2}$: rayons respectifs des cylindres intérieur et extérieur
- $\boldsymbol{\nu}$: viscosité du fluide
- $\boldsymbol{\rho_f, \rho_s}$: densités respectives du fluide et des billes de verre
- $\boldsymbol{d}$: diamètre des billes de verres
- $\boldsymbol{H}$: hauteur de fluide au-dessus des billes de verre
- $\boldsymbol{e}$: taille de l'entrefer entre les 2 cylindres (le 'gap')
- $\boldsymbol{c}$: compacité du sable

Numériquement : $\rho_f = 1\ kg.L^{-1}$ et $\rho_s = 2,49\ kg.L^{-1}$.

Paramètres physiques.

On peut exprimer les différentes grandeurs pertinentes du problème en fonction des paramètres expérimentaux.

Suite à un étalonnage, la vitesse angulaire maximale des cylindres est reliée à V_{pp} par :

$$\Omega_0 = 2,635\ V_{pp}, \qquad avec\ \Omega_0\ en\ rad.s^{-1}\ et\ V_{pp}\ en\ Volt.$$

La vitesse maximale à une distance égale au rayon moyen $R = (R_1 + R_2)/2$ est alors $V = R\Omega_0 = A2\pi f$

On détermine la longueur d'onde en moyennant sur le périmètre avec la relation $\lambda = 2\pi R/N$, avec $P = 2\pi R = 45,93\ cm$ le périmètre et N le nombre de rides.

Connaissant le périmètre, on en déduit la relation entre l'amplitude d'oscillation A (en cm), la fréquence f (en Hz) et la tension appliquée V_{pp} (en Volt) :

$$A = 3,067\frac{V_{pp}}{f} \tag{2.6}$$

Hypothèses et longueurs caractéristiques

Si l'on dénombre les paramètres physiques ou expérimentaux intervenant dans le problème, on en trouve une dizaine : $d, f, A, \nu, g, \rho_s, \rho_f, R_1, R_2, H, e\,et\,c.$ Mais sous certaines conditions expérimentales, on peut supposer que, parmi tous ces paramètres, certains voient leur influence diminuer :

- pour négliger les effets de courbure, on choisit R_1 et R_2 assez grands,

– on met une hauteur d'eau H suffisamment grande pour négliger son impact sur les rides (des expériences antérieures au laboratoire ont montré que H commençait à avoir une influence sur les rides quand $H \sim \lambda$ avec λ l'espacement entre deux rides),
– on choisit un entrefer assez faible pour pouvoir se ramener à un problème à une dimension,
– pour toujours partir d'un même état initial, afin que la compaction c des grains n'intervienne pas, une méthode de préparation de cet état initial a été mise au point et est appliquée systématiquement.

Après une analyse dimensionnelle, on peut former 4 échelles caratéristiques :

– l'amplitude des oscillations A,
– la taille des grains d,
– l'épaisseur de la couche de Stokes $\delta = \sqrt{\frac{\nu}{\pi f}}$,
– la longueur visqueuse $l_v = (\frac{\rho_f \nu^2}{g\Delta\rho})^{1/3}$.

Cette dernière analyse est indépendante du premier montage et s'applique aussi au nouveau dispositif que nous allons décrire.

2.2.3 Nouveau dispositif expérimental

Le dispositif expérimental décrit ci-dessus ayant atteint ses limites nous avons décidé de développer et de construire un nouveau montage. En effet, l'écueil majeur du premier dispositif est de nécessiter la présence permanente d'un opérateur pour enregistrer les profils d'interface ce qui est d'autant plus contraignant que les expériences peuvent être très longues de quelques heures à quelques semaines !

Nous avons donc voulu automatiser le plus possible un nouveau montage pour résoudre ce problème.

Plus scientifiquement, l'ancien dispositif est problématique lorsque que l'on veut rester dans le cadre des hypothèses qui permettent d'identifier le cas de la plage avec le cas du laboratoire. En effet, on doit s'assurer que le fluide est immobile loin de l'interface et que seul bouge le sable. Or, la petite taille de l'entrefer pose problème lorsque l'on fait varier des paramètres comme la fréquence et la viscosité car alors les couches limites qui se développent au niveau des parois peuvent envahir tout l'entrefer et polluer les expériences. De plus, il faut que la taille des structures observées ne soit pas en compétition avec le rayon des cylindres car alors on peut avoir des phénomènes inertiels qui viennent modifier la physique.

Toutes ces raisons nous ont poussé à construire d'un nouveau dispositif expérimental.

Le principe est le même que pour le précédent dispositif. Les modifications consistent sur le plan technologique en l'augmentation du rayon moyen et de l'entrefer [Figure 6.2].

Une plaque circulaire horizontale est entraîné par un ensemble solidaire moteur+réducteur dont l'axe est vertical via un roulement à galets posé à l'horizontale sur un bâti Norcan en Aluminium fixe par rapport au laboratoire.

La plaque a été usinée afin de recevoir deux jeux de paires de cylindres en Plexiglas (donc transparents). La première paire intérieure a pour rayon intérieur $12,6$ cm et pour rayon extérieur $14,45$ cm soit un rayon moyen $R'_{moyen} = 13,55$ cm, une hauteur de 9 cm et un entrefer de $1,9$ cm. La deuxième paire a pour rayon intérieur 20 cm et pour rayon extérieur $22,3$ cm soit un rayon moyen $R''_{moyen} = 21,1$ cm et un entrefer de $2,3$ cm. Nous avons utilisé uniquement le premier jeu dans nos travaux.

Les billes de verre versées dans l'entrefer (2-3 cm de haut soit 400-500 ml) des deux cylindres avec l'eau sont récupérées via une pompe à vide reliée à un récipient. Ce système permet de gagner beaucoup de temps lorsque l'on change les grains ou le fluide car il suffit uniquement de soulever le capot supérieure pour vidanger contrairement à l'ancien dispositif où l'on devait effectuer un démontage du système d'entraînement de la cuve pour enlever la plaque supérieure.

Description de la technologie employée

La Figure 2.3 décrit la technologie que nous avons utilisée pour créer le mouvement sinusoïdale de la cuve cylindrique.

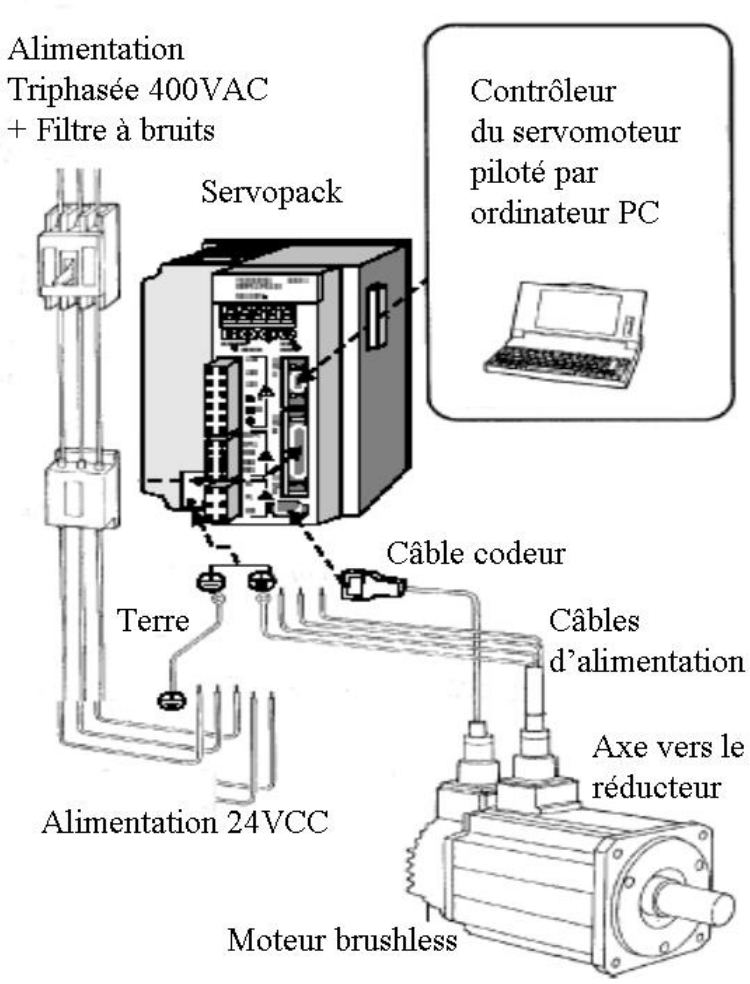


FIG. 2.3 – Diagramme de contrôle du moteur.

Un servomoteur Yaskawa (SGDH-50 DE : 400 VAC) piloté par un contrôleur Trio Motion (Coordinator MC 202) via un logiciel Motion Perfect 2 installé sur un ordinateur PC commande l'amplitude A et la fréquence f d'un moteur brushless Yaskawa (SGMSH 50 DCA 61 : 0,5 kW ; 15,8 N.m ; 13,8 A, 400V, 3000 tr/min, contrôle de la vitesse) sur lequel est monté un réducteur Delabarre (SP 180-MF2-16 : rapport de réduction) lui-même solidaire de la plaque oscillante. L'alimentation se fait par le réseau EDF en triphasé pour le moteur via un filtre à bruit Schaffner (FS 5559-35-33 : 3×480 VAC, 50-60 Hz) et en monophasé (24 VCC) pour le servomoteur et le contrôleur.

Description des techniques de visualisations

Sur la plaque où est fixée les cylindres par un gel via des joints assurant l'étanchéité, nous avons monté un trépied vertical sur lequel nous pouvons attacher un système d'éclairage constitué de trois néons circulaires de différents diamètres (avec ballasts et starters embarqués) ainsi qu'un système permettant d'installer une caméra CCD dirigée vers le centre de la plaque avec un réglage micrométrique. Ces deux systèmes sont réglables en hauteur.

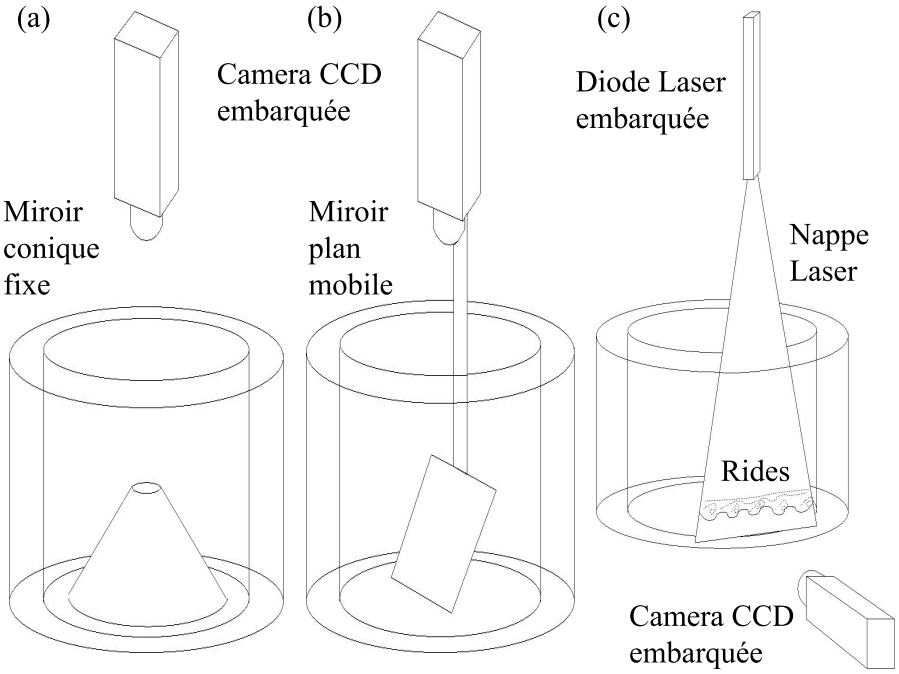


FIG. 2.4 – Configurations possibles du nouveau dispositif expérimental : (a) un miroir conique fixe et une caméra embarquée avec vue de haut (b) un miroir plan mobile solidaire d'une caméra embarquée avec vue de haut (c) une diode laser embarquée avec une caméra embarquée sur un bras latéral.

Pour la visualisation, on utilise un miroir conique placé au centre du cylindre interne qui réfléchit vers la caméra embarquée supérieure toute l'interface [Fig. 2.4 (a) & Fig. 2.5].

Nous avons aussi mis en oeuvre un système de visualisation où la caméra supérieure n'est pas fixe par rapport au trépied donc à la plaque. En effet, la caméra solidaire d'un miroir plan incliné à 45° et placé au centre de la plaque est entraînée via une crémaillère circulaire et une roue dentée mise en rotation par un petit moteur $5V$ à courant continu afin d'enregistrer l'ensemble de l'interface en faisant défiler le miroir sur tout le périmètre alors même que la plaque peut être en oscillation ou à l'arrêt [Fig. 2.4 (b)].

De plus, une caméra supplémentaire est embarquée sur le côté par un bras latéral fixé

par des vis à la plaque qui permet d'avoir accès à une vue dynamique des rides contrairement à l'ancien dispositif expérimental où la caméra sur le côté est liée au référentiel du laboratoire [Fig. 2.4 (c)]. De plus, cette caméra latérale peut être couplée à une diode laser fixée par une tige au trépied vertical pour visualiser l'écoulement (cf. chapitre 4).

L'ensemble de l'installation est alimenté électriquement grâce à un contact tournant ce qui empêche que les fils s'emmêlent au cas où par exemple, il y aurait une dérive du moteur dans un sens, ce que nous n'avons pas constaté contrairement à l'ancien dispositif.

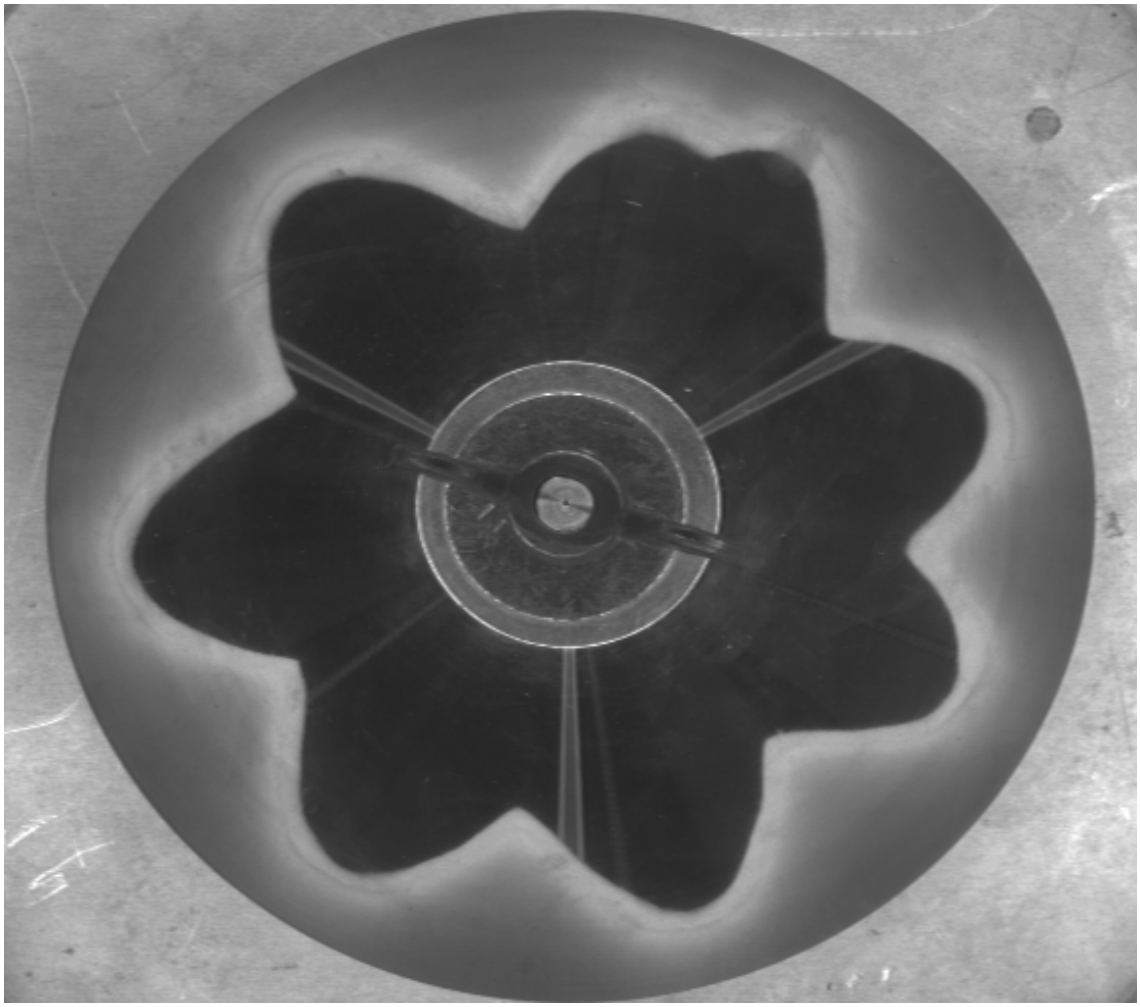


FIG. 2.5 – Interface eau-granulaire en réflexion sur le miroir conique

Traitement d'images et calculs

Nous avons développé en collaboration avec H. Caps du GRASP des programmes de traitements d'images et d'extraction d'interfaces sous le logiciel du domaine public Image Java afin d'accroître la précision des données ainsi que la vitesse de traitement.

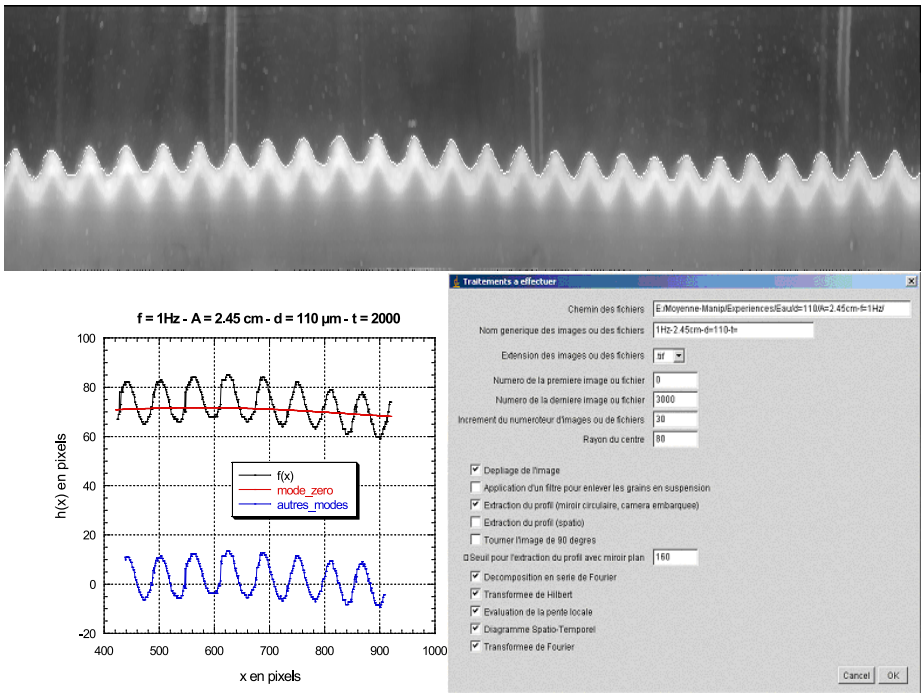


FIG. 2.6 – Dépliage de la réflexion sur le miroir conique puis extraction de l'interface et traitement d'images développé.

Les macros développées sous Image J permettent de déplier l'image issue du miroir conique, d'extraire l'interface même en présence de grains en suspension, de calculer la valeur quadratique moyenne ainsi que la longueur d'onde à partir de la décomposition en série de Fourier de l'interface. De plus, il est possible de calculer les transformées de Fourier et de Hilbert du profil de rides. Enfin, on peut construire un diagramme spatio-temporel de l'évolution des rides. L'analyse de résultats préliminaires exploitant ces programmes montre que le miroir conique est capable de résoudre les rides à grains roulants juste avant la transition vers les rides à tourbillon mais pas les longueurs d'onde initiale ainsi qu'une bonne partie de la coalescence [Fig. 2.7]. Ainsi, seules la transition et la saturation pourront être étudiées dans l'avenir avec le miroir conique tout en sachant que l'acquisition des images et le traitement sont désormais totalement automatisés.

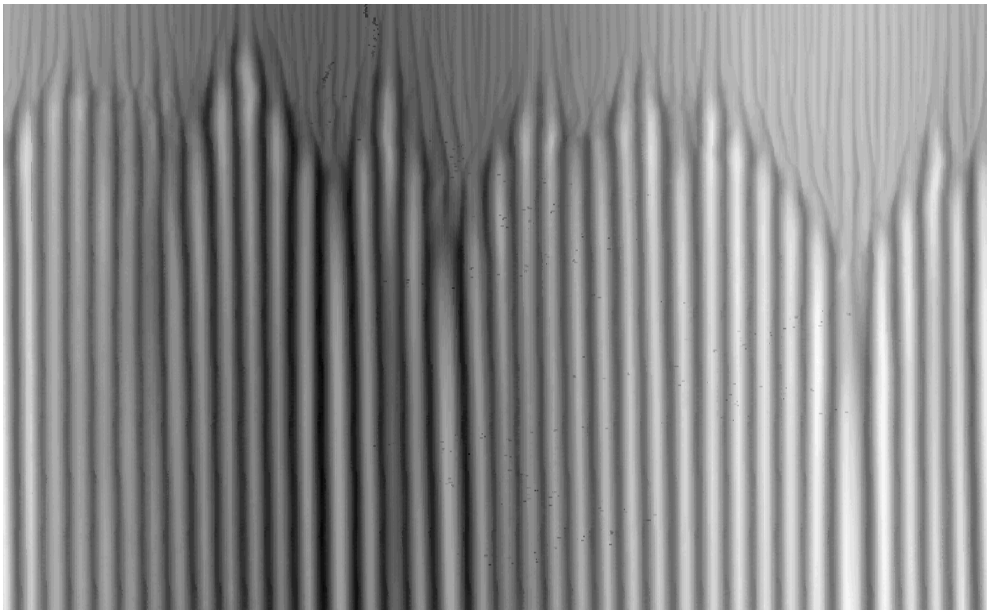


FIG. 2.7 – Diagramme spatio-temporel issu de la réflexion sur le miroir conique. Le temps s'écoule de haut en bas.

Comparaison entre l'ancien et le nouveau dispositif

Nous avons voulu tester le caractère reproductible des expériences entre l'ancien et le nouveau dispositif. Pour les mêmes paramètres et une préparation initiale identique, les évolutions de la longueur d'onde moyenne sont très semblables sur la Figure 2.8 sachant que deux expériences avec les mêmes paramètres dans un des deux dispositifs donnent des écarts similaires. La mesure de la longueur dans le nouveau dispositif s'effectue en enregistrant l'interface grâce au miroir plan mobile interne. Bien entendu, le rayon moyen du nouveau dispositif est plus grand et nous perdons en résolution horizontale ce que l'on peut compenser par une diminution de la vitesse de la caméra mais alors les enregistrements sont très longs. Ainsi, l'ancien dispositif malgré la contrainte due à la présence permanente de l'expérimentateur reste particulièrement adapté au mesure de longueur d'onde moyenne malgré la distorsion entre les échelles verticale et horizontale (cf. Fig. 3.2 du chapitre 3). Le nouveau dispositif est quant à lui très intéressant pour mesurer les longueurs d'onde locales en dynamique sans distorsion des échelles avec la caméra sur le côté et pour pouvoir suivre en temps réel les coalescences entre rides et la transition des rides à grains roulants vers les rides à tourbillon. De plus, le nouveau dispositif est tout à fait adapté au suivi des rides à tourbillon avec le miroir conique en l'absence d'un expérimentateur ce qui est un grand avantage car les temps de saturation vers l'état final peuvent être excessivement longs.

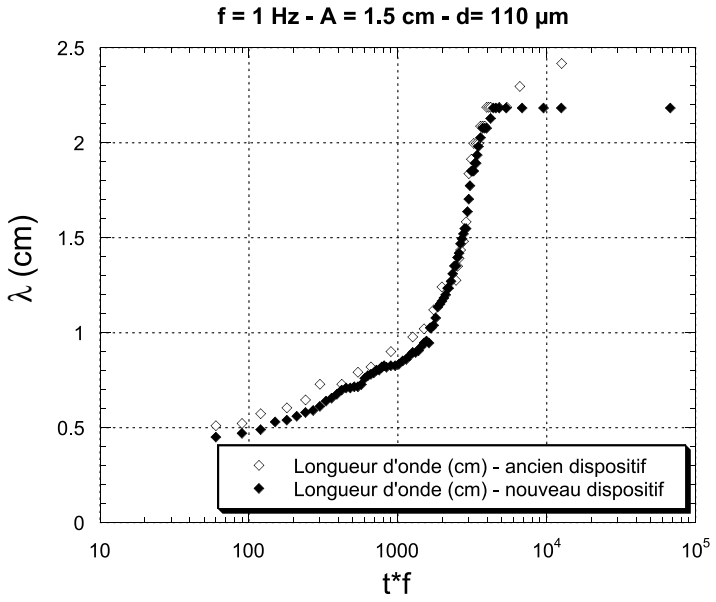


FIG. 2.8 – Comparaison de l'évolution de la longueur d'onde λ en fonction du nombre d'oscillation $t * f$ pour les deux dispositifs expérimentaux cylindriques.

2.2.4 Protocole expérimental

Grains utilisés

Nous avons utilisé des billes de verre dont la densité relative à celle de l'eau est de l'ordre de 2,5 pour constituer le milieu granulaire. On définit habituellement le diamètre moyen des grains d par la valeur d_{50} pour laquelle 50% du volume de l'échantillon a une taille inférieure.

Les tailles des grains pris dans les sacs du commerce (Société Matrasur) ont une grande polydispersité comme on peut le voir sur l'histogramme correspondant à des grains avec la désignation $180 - 300\ \mu m$. On constate sur la Figure 2.9 la présence non négligeable de grains de tailles inférieures à $180\ \mu m$. Ainsi, un tamisage est nécessaire pour éviter les phénomènes de ségrégation et des différences de reproductibilité pour les expériences avec des grains polydisperses. Nous avons utilisé une tamiseuse mécanique constituée de tamis superposés mis en ébranlement par un plateau oscillant verticalement délimité par deux tiges verticales autour desquelles les tamis s'emboîtent. Les temps de tamisage sont très longs pour obtenir des grains monodisperses. Nous avons regardé la forme des grains au microscope et à la caméra CCD. En général, les billes de verre sont bien sphériques. Cependant, il arrive que des excroissances en forme de microbilles se collent aux billes ou que les billes aient une forme de vase ou de cacahuète voire qu'elles soient totalement difformes. Ces écarts proviennent entre autre de la technique de fabrication où un jet liquide de verre est fragmenté en gouttes par une instabilité de Rayleigh. Il peut ainsi arriver que deux gouttes restent collées entre elles.

De plus, l'usure éventuelle des mailles des tamis peut laisser passer des tailles supérieures au normes des tamis (Merck Eurolab) ce qui nécessite une étude granulométrique fine.

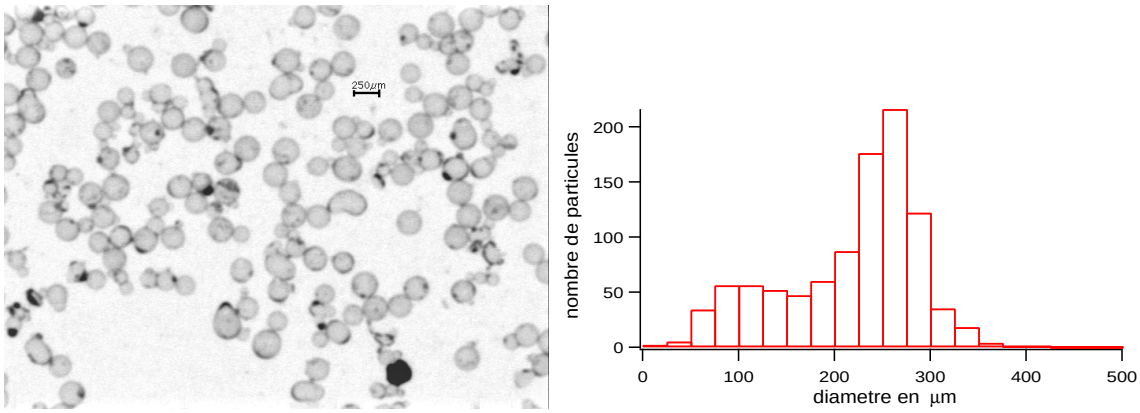


FIG. 2.9 – Analyse des grains : (à gauche) vue à la caméra CCD de la forme des grains ;(à droite) histogramme des tailles de grains.

H. Caps s'est chargé de cette analyse pendant notre collaboration sur l'étude de la ségrégation et grâce à un granulomètre laser de l'Université de Liège nous avons pu avoir accès à la distribution en taille des grains tamisés. Nous reportons pour information les

distributions obtenues pour les tailles typiques utilisées dans nos travaux $d = 100 - 125$ μm,$d = 250 - 280$ μm et $d = 315 - 355$ μm sur la Figure 2.10. Les distributions sont bien piquées et l'on obtient par exemple une taille moyenne de $d_{moyen} = 108$ μm pour l'échantillon $d = 100 - 112$ μm. D'une manière générale, la taille moyenne mesurée au granulomètre est légèrement supérieure à la moyenne des tailles basées sur les indications des tamis. Pour la suite, on désignera l'échantillon $d = 100 - 125$ μm par $d = 110$ μm, l'échantillon $d = 250 - 280$ μm par $d = 265$ μm, etc...

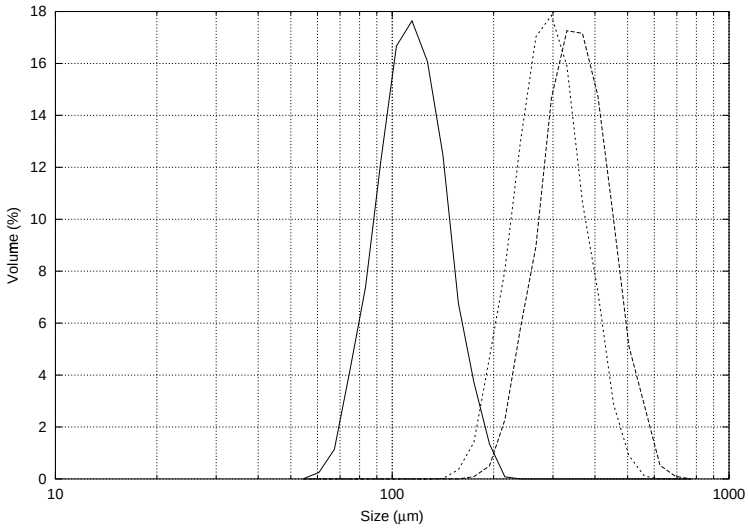


FIG. 2.10 – Analyse granulométrique laser des tailles de grains : $d = 100 - 125$ μm,$d = 250 - 280$ μm et $d = 315 - 355$ μm.

Problèmes rencontrés lors du mélange des grains avec le fluide.

On a utilisé de l'eau déminéralisée (viscosité $\nu = 10^{-6}$ $m^2.s^{-1}$). Les expériences étant très longues (de l'ordre de la journée), nous n'avons pas pris en compte les variations possibles de la viscosité avec les modifications de température (pendant la journée, la nuit, etc...) de la salle d'expérience qui est d'environ 20°.

Les grains issus des sacs du commerce sont des grains souvent sales et chargés électriquement. Après tamisage, il convient de les laver avant de les utiliser afin d'éliminer les poussières. De plus, il arrive que des bulles d'air soient entourées de billes de verres et forment des corps peu denses et de taille quelques diamètres de grains qui sont d'autant d'objets mobiles qui viennent modifier le transport sédimentaire. La Figure 2.11 montre un exemple avec des billes de couleurs qui sont plus sujettes à ce type de problème du fait du traitement surfacique pour la coloration. Nous avons donc rajouté un peu de tensio-actif en l'occurrence du savon dans l'eau pour éviter un tel écueil.

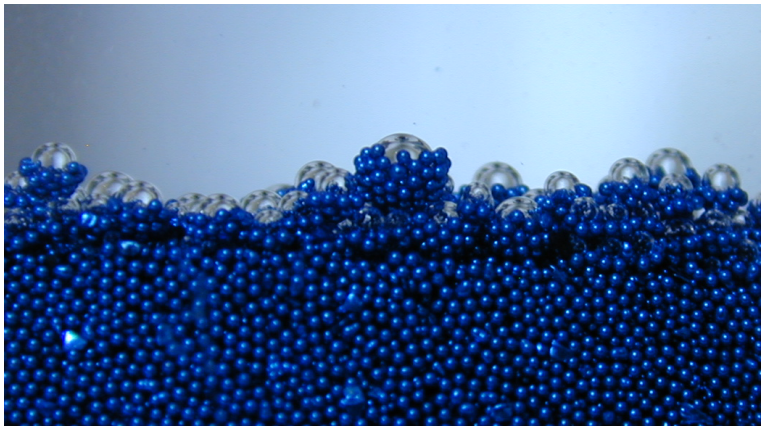


FIG. 2.11 – Bulles d'air emprisonnées par les billes de verres.

2.2.5 Critère pour pouvoir négliger les instabilités centrifuges

L'instabilité d'un écoulement pulsé dans une géométrie de Taylor-Couette avec la même rotation angulaire des deux cylindres a été étudiée par Aouidef & al. [7]. L'apparition de tourbillons transitoires dans l'entrefer dépend du paramètre de contrôle appelé nombre de Taylor $Ta = Ve/\nu\sqrt{e/R_1}$ qui est une sorte de nombre de Reynolds calculé sur l'entrefer $e = R_2 - R_1$ et la vitesse de l'oscillation $V \simeq A\omega$ corrigé par le facteur géométrique $\sqrt{e/R_1}$. L'étude de stabilité montre que ce nombre est relié au rapport σ entre l'entrefer e et l'épaisseur δ d'une couche de Stokes $\sigma = e/\delta$ par la relation $Ta = 15,28\sigma^{3/2}$ pour une gamme de paramètres telle que $\sigma > 6$ ce qui correspond à nos expériences où le fluide est immobile dans l'entrefer excepté dans les couches limites latérales attachées aux deux cylindres. L'étude a été adaptée au cas des rides par A. Stegner dans l'ancien dispositif ($e = 7,75$ mm) qui trouve la relation $Vpp_c = 1,48f^{3/4}$ entre la tension critique appliquée au servomoteur et la fréquence d'oscillation. Dans un diagramme tension en fonction de la fréquence tous les points situés au-dessus de cette courbe sont potentiellement instables. Pour fixer les idées, une fréquence de 1 Hz impose une amplitude critique maximum pour l'instabilité centrifuge de $4,5$ cm. Des tentatives d'expériences avec des mélanges eau-glycérine 4 fois plus visqueux que l'eau dans l'ancien dispositif ont révélé des comportements étranges des rides à tourbillon avec des apparitions puis disparitions et vice-versa sans atteindre d'état final que nous avons attribué à la petite taille de l'entrefer pour des grandes couches limites visqueuses. Le nouveau dispositif disposant d'un gap plus grand ($e = 1,9$ cm) repousse la valeur du nombre de Taylor critique mais en raison de son plus grand rayon moyen $R'_{moyen} = 13,55$ cm, il est possible de faire apparaître des effets inertiels.

2.2.6 Critères pour pouvoir négliger les forces d'inertie

Il est important de souligner une différence entre le cas de la mer où le sable est "immobile" et nos expériences où le sable "oscille". En effet, un grain de sable est soumis aux forces de frottement visqueux, à la gravité réduite et aux collisions intergranulaires/interactions hydrodynamiques dans les deux cas. Mais, il est aussi soumis aux forces d'inertie dans le deuxième cas. L'expression générale des forces d'inertie qui agissent sur un grain est :

$$\mathbf{F}_{inertie} = -\rho_s[\frac{d\mathbf{U}}{dt} + 2\mathbf{\Omega} \times \mathbf{v}' + \mathbf{\Omega} \times (\mathbf{\Omega} \times \mathbf{r}') + \frac{d\mathbf{\Omega}}{dt} \times \mathbf{r}'] \tag{2.7}$$

où $\mathbf{U}$ et $\mathbf{\Omega}$ sont la vitesse et la vitesse angulaire du référentiel en mouvement (la cellule) par rapport au référentiel fixe du laboratoire. $\mathbf{v}'$ et $\mathbf{r}'$ sont la vitesse et la position d'un grain par rapport au référentiel en mouvement. Dans cette expression, on retrouve la force d'accélération linéaire, la force de Coriolis, la force centrifuge et la force d'accélération angulaire.

Dans notre cas, $d\mathbf{U}/dt = \mathbf{0}$. En première approximation, c'est la force d'accélération angulaire qui est le facteur limitant mais cette hypothèse doit être examinée avec rigueur car on a par exemple constaté dans les expériences un effet dû à la force centrifuge : les grains sont poussés vers la paroi externe du dispositif. La force de Coriolis agit dans le même sens en moyenne que la force centrifuge c.à.d. suivant le rayon si $\mathbf{v}'$ est azimutale.

On peut faire un raisonnement en ordre de grandeur sur un grain, la force d'accélération angulaire a pour expression :

$$\rho_s \Omega \omega R \simeq \rho_s V \omega \simeq \rho_s A \omega^2 \simeq \rho_s a_i \tag{2.8}$$

où l'on a utilisé $V \simeq R\Omega \simeq A\omega$ avec R le rayon moyen de la cellule. On compare maintenant pour un grain l'accélération angulaire avec le poids réduit qui doit être prépondérant pour reproduire le cas de la plage ($\Delta\rho = \rho_s - \rho_f$) :

$$\rho_s a_i << \Delta\rho g \tag{2.9}$$

et en introduisant le paramètre d'accélération Γ_{acc} et la gravité réduite $g^* = g(\rho_s - \rho_f)/\rho_s$, on en déduit le critère :

$$\Gamma_{acc} = a_i/g^* << 1 \tag{2.10}$$

qui est vérifié dans les expériences. On s'attend à ce qu'il existe un paramètre d'accélération critique Γ^*_{acc} au-delà duquel la force d'accélération angulaire devient prépondérante sur la gravité réduite.

Si on compare la force centrifuge avec le poids réduit d'un grain, on trouve :

$$\rho_s R \Omega^2 << \Delta\rho g \tag{2.11}$$

Ainsi, il vient le critère suivant pour négliger la force centrifuge :

$$\Gamma_{acc} \frac{A}{R} << 1 \tag{2.12}$$

qui est aussi vérifié car $A \leq R$ expérimentalement.

Si on compare la force de Coriolis avec la force centrifuge pour un grain, on arrive à :

$$v'_s << V \simeq R\Omega \tag{2.13}$$

ce qui semble être une hypothèse justifiable pour un grain mais pas pour le fluide. En effet, la force de Coriolis peut être à l'origine de cellules de recirculation dans les plans méridiens du dispositif.

Si on compare la force de Coriolis avec la force centrifuge pour le fluide, il vient alors :

$$v'_f \simeq V \simeq R\Omega \tag{2.14}$$

Cependant, dans le cas du fluide il faut comparer les termes inertiels avec le terme convectif non-linéaire et pas avec la gravité du fluide qui peut être négligée :

$$(\mathbf{v'}_f \cdot \nabla)\mathbf{v'}_f \simeq \frac{v'^2}{\lambda} \tag{2.15}$$

On a retenu la longueur d'onde λ entre les rides de sable comme échelle caractéristique. En toute rigueur, il faudrait faire intervenir une échelle caractéristique verticale de l'écoulement. Or, un tourbillon de recirculation est associée à chacune des rides (ici on considère les rides à tourbillon). Expérimentalement, la hauteur et la largeur du tourbillon est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde ce qui justifie l'approximation.

On introduit donc le nombre de Rossby R_o et le critère suivant pour pouvoir négliger la force de Coriolis :

$$R_o \simeq \frac{\frac{v'^2}{\lambda}}{\Omega v'} \simeq \frac{R}{\lambda} \geq 1 \tag{2.16}$$

De même, si on compare le terme convectif avec la force centrifuge, on obtient le critère suivant :

$$\frac{\frac{v'^2}{\lambda}}{R\Omega^2} \simeq \frac{R}{\lambda} \geq 1 \tag{2.17}$$

Le non respect de ces critères permettant de négliger en première approximation les forces d'inertie peut se traduire par une fluidisation de la couche de sable. En outre, nous avons observé une tendance des rides à tourbillon à avoir une hauteur sur le cylindre extérieur un peu plus grande que sur le cylindre intérieur due à l'accumulation de grains associée aux forces centrifuges.

Chapitre 3

Morphologie des rides

> When a viscous material in contact with a less viscous liquid experiences an oscillatory or intermittent friction, arising from the relative motion of the liquid layer, 1st, the surface of the viscous material is rippled perpendicularly to the direction of motion ; and 2nd, the wave-length is directly proportional to the amplitude of the oscillation.
>
> Casimir de Candolle, *Rides formées à la surface du sable déposé au fond de l'eau*, 1882, cité par G. Darwin.

Contrairement aux rides à tourbillon sur lesquelles nous rappellerons quelques caractéristiques bien connues, il existe très peu d'informations dans la littérature sur les rides à grains roulants. Nous allons présenter des résultats sur les moyens de visualiser ce type de rides sur des temps longs afin d'observer la dynamique de coalescence. La longueur d'onde initiale est étudiée dans l'article. Puis, nous décrirons la transition vers les rides à tourbillon.

3.1 Evolution d'une interface fluide-granulaire sous écoulement oscillant

La forme des rides

La caméra embarquée du nouveau dispositif permet d'avoir accès facilement à la forme réelle des rides sans distorsion due à l'acquisition des images par défilement dans l'ancien dispositif [Fig. 3.1]. On peut suivre la dynamique de formation des structures.

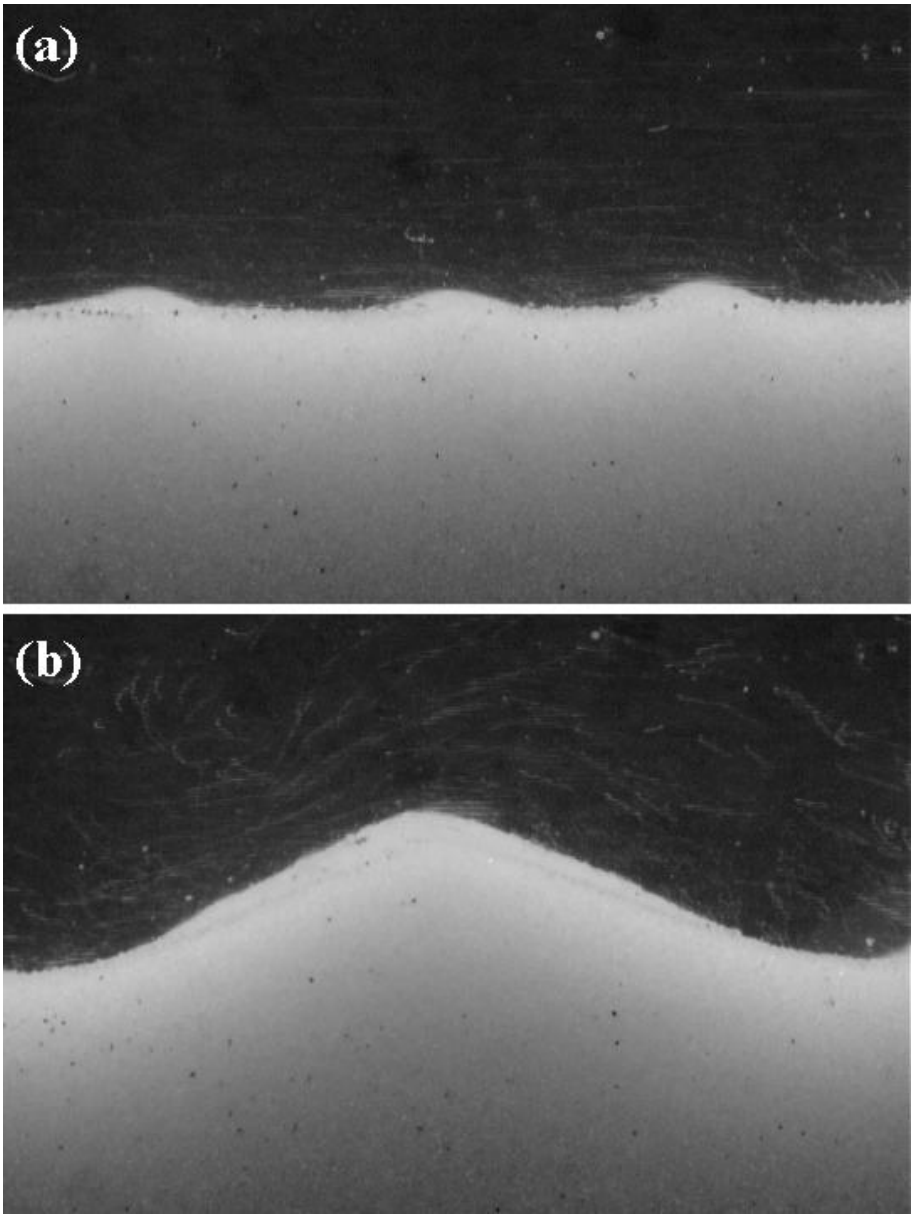


FIG. 3.1 – Forme des rides (échelle réelle) : (a) rides à grains roulants ; (b) ride à tourbillon. Les paramètres sont : $f = 1Hz - A = 1,5cm - d = 110\mu m$. La largeur de l'image est de $2,7$ cm.

Diagramme spatio-temporel de l'interface

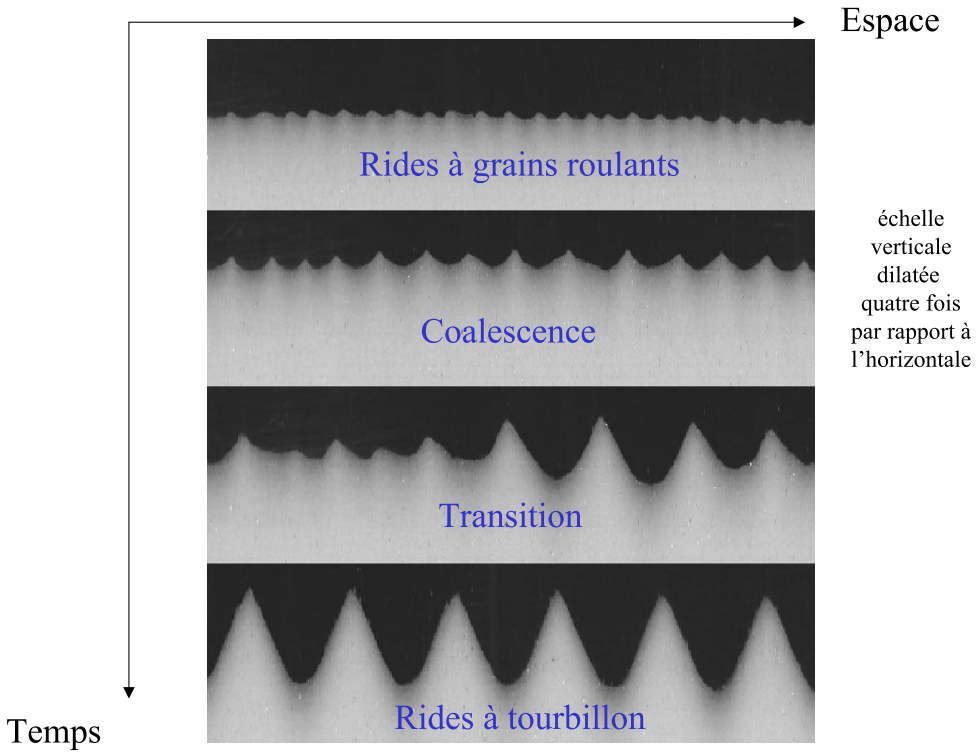


FIG. 3.2 – Evolution d'une interface eau-granulaire sous écoulement oscillant à différents instants. L'échelle est dilatée $4,16$ fois dans la direction verticale.

On reporte sur la Figure 3.2 une succession d'images prises dans l'ancien dispositif illustrant le passage de l'état transitoire des rides à grains roulants à l'état stable des rides à tourbillon (seulement une partie du périmètre est représentée). On observe que l'espacement entre les petites rides augmente en fonction du temps. Corrélativement, leur hauteur augmente car ces rides fusionnent entre elles. Puis, on constate l'émergence rapide des rides à tourbillon à partir d'une certaine durée d'oscillation. On constate sur la Figure 3.2 au moment de la coalescence l'existence d'une rupture de pente au niveau de la crête des rides à grains roulants. Les grandes rides à tourbillon croissent par fusion ou annihilation puis saturent. La résolution est bien meilleure que celle des expériences de Stegner & Wesfreid dans le même dispositif à cause de l'optimisation des programmes d'acquisition développés initialement par A. Stegner et à l'augmentation de la durée d'acquisition par diminution de la vitesse de rotation de la cuve devant la caméra fixe dans le laboratoire

[à comparer avec la Fig. 1.13 du chapitre 1]. Cette augmentation de résolution a pour contre-partie une augmentation de la durée des expériences déjà très longue à cause de la dynamique lente des rides à grains roulants.

Ondulations des crêtes

Comme indiqué par Bagnold [11], les rides à grains roulants sont des structures granulaires qui sont caractérisé par une forte variation de la forme de la crête à chaque demi-période alors que l'espace entre les rides semble assez passif. La crête oscille et on ne peut donc pas dire que la ride est strictement symétrique car en cas d'arrêt du mouvement du fluide l'orientation de la crête est toujours dans le sens de l'écoulement avant l'arrêt. Il serait intéressant d'étudier finement l'influence de la forme de la crête sur l'apparition de l'hydrodynamique associée à une ride à grains roulants (cf. le chapitre sur l'écoulement).

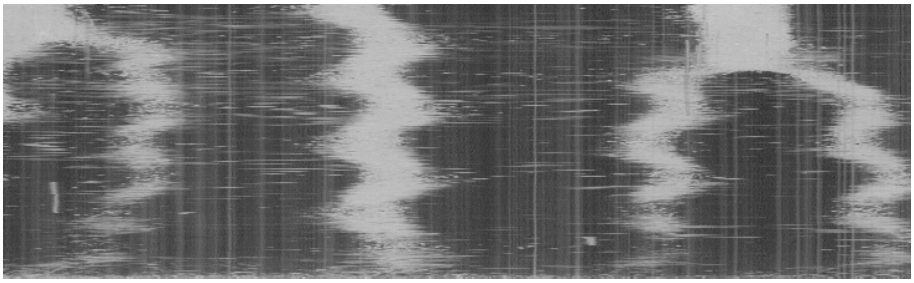


FIG. 3.3 – Diagramme spatio-temporel pris dans le nouveau dispositif avec la caméra embarquée suivant une ligne horizontale parallèle à l'interface plane de départ et située juste au-dessus. Le temps s'écoule de bas en haut.

Sur la Figure 3.3, on distingue très clairement l'oscillation de plusieurs crêtes ainsi qu'une coalescences entre deux rides à grains roulants.

Le même effet existe pour les rides à tourbillon mais il est moins marqué surtout que la protubérance a tendance à être détruite par sa mise en suspension par l'écoulement à chaque demi-période.

Méthodes de comptage des rides

Nous avons rencontré plusieurs problèmes pour évaluer la longueur d'onde initiale des rides à grains roulants. Tout d'abord, on mesure une longueur d'onde moyenne en comptant le nombre de rides et en divisant le périmètre par le nombre de rides. Ensuite, il existe un temps de démarrage de l'instabilité qui diverge en se rapprochant du seuil de mise en mouvement. Ainsi, l'expérimentateur doit attendre un certain temps avant d'observer les premières structures. Dans l'ancien dispositif nous avons choisi un intervalle de temps entre chaque mesure de trente secondes pour ne pas perturber le système de rides par les arrêts et les redémarrages de l'oscillation. En effet, la mise en mouvement du dispositif dure deux ou trois secondes pour tourner la molette du générateur de fonction qui contrôle la tension

d'entrée du moteur donc sa vitesse. Ainsi, la première mesure de longueur d'onde est réalisée au bout de trente secondes. Si le temps de démarrage est supérieur à ces trente secondes alors on est sûr que la première longueur d'onde mesurée est la longueur d'onde initiale. Si le transport des grains est important en s'éloignant du seuil de mise en mouvement, il arrive que les premières rides apparaissent avant les trente secondes. La première longueur d'onde mesurée est donc un peu supérieure à la longueur d'onde initiale car le phénomène de coalescence opère tout de suite après la formation des rides. Néanmoins, dans ce dernier cas les rides à grains roulants qui apparaissent sont extrêmement transitoires et évoluent très vite vers les rides à tourbillon. En définitive, ces mesures ne sont pas intéressantes car elles sont éloignées du seuil de mise en mouvement et donc ne correspondent pas vraiment à des rides à grains roulants susceptibles de coalescer sur des temps longs.

En outre, il arrive que les rides n'apparaissent pas simultanément tout autour du périmètre du dispositif expérimental comme on peut le constater sur la Figure 3.4.

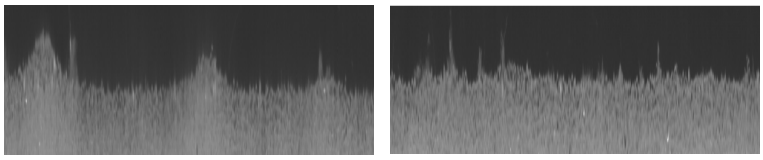


Fig. 3.4 – L'apparition des rides n'est pas homogène le long du périmètre. A gauche : portion du périmètre où les rides se sont formées. A droite : portion où les rides ne sont pas encore présentes.

Il existe une source d'erreur additionnelle pour le comptage des rides qui dépend de l'inclinaison de la caméra et qui est une conséquence de la géométrie cylindrique. En effet, quand la caméra CCD est perpendiculaire à la paroi du cylindre externe, il est possible de ne pas observer de rides alors que le fait d'incliner la caméra en visionnant l'interface par dessous permet de constater la présence de rides [Fig. 3.5].

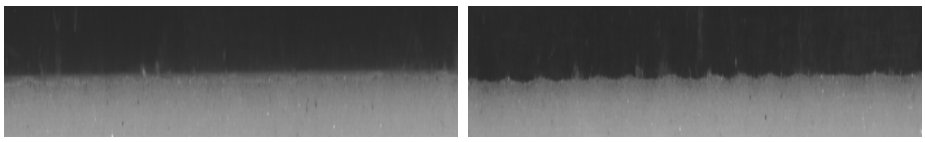


Fig. 3.5 – Source d'erreur pour le comptage des rides. A gauche : la caméra est horizontale. A droite : la caméra est inclinée.

La cause de la disparition des rides est due au fait que les structures apparaissent sur le cylindre extérieur pour le plus grand rayon c'est à dire pour la plus grande amplitude. Ainsi, le caractère cylindrique de notre géométrie se rappelle à nous car il existe un gradient d'amplitude dans l'entrefer qui est suffisant pour créer des rides à l'extérieur et pas à l'intérieur comme sur la Figure 3.6. Pire, il arrive que des coalescences aient lieu dans l'entrefer ce qui se traduit par la présence de rides en forme de Y en vue de dessus. Dans

ce dernier cas on surestime la longueur d'onde car on compte moins de rides sur le cylindre extérieur par rapport au cylindre intérieur.

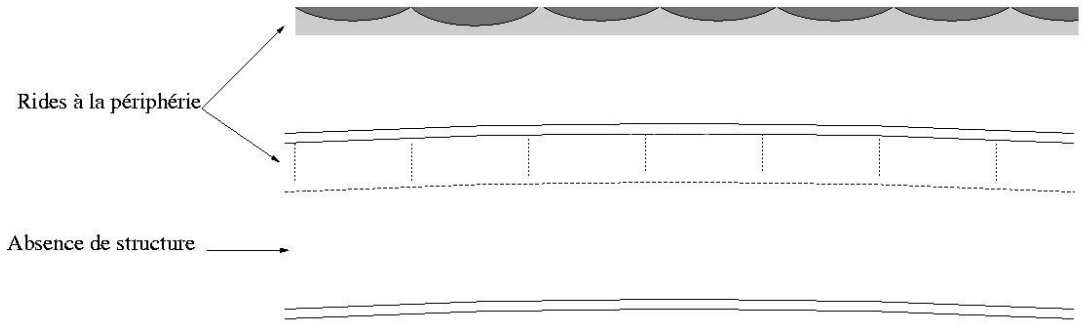


FIG. 3.6 – Apparition des rides sur le cylindre extérieur. En haut : vue de côté ; en bas : vue de dessus dans l'entrefer.

On peut comprendre maintenant pourquoi lorsque la caméra est perpendiculaire on a l'impression de ne pas voir de rides. Lorsqu'elles se forment, la hauteur des rides est de l'ordre d'une fraction d'un diamètre de grains c'est à dire de la rugosité initiale de l'interface. De plus de nombreuses observations nous ont montré que le niveau moyen diminue légèrement au début de l'instabilité. En simplifiant, les pics des rides se retrouvent au niveau de l'interface de départ et les vides au-dessus des creux apparaissent remplis par les grains en arrière qui n'ont pas été mis en mouvement.

Il est possible de mesurer la longueur d'onde à partir d'une décomposition en série de Fourier de l'interface. Nous avons essayé cette technique avec un succès relatif. En effet, le graphique de l'amplitude A_k des modes en fonction du nombre d'onde k montre l'existence d'une bande de modes instables initialement dont il est très difficile d'extraire un mode dominant. Tout au long de la coalescence, la bande se rétrécit et son centre se décale vers les grandes longueurs d'onde. Le passage vers les rides à tourbillon est caractérisé par un pic de moins en moins large au fur et à mesure de la saturation [108]. La technique est donc bien adaptée pour les rides à tourbillon mais pas pour les rides à grains roulants. Il est difficile de mesurer le taux de croissance de l'instabilité dans l'ancien dispositif car il faut pouvoir suivre la croissance en continue de la longueur d'onde initiale ce qui est très difficile puisque l'on enregistre l'interface toute les trente secondes.

Nous avons donc mesuré manuellement l'histogramme des longueurs d'onde initiale en se basant sur la distance crête à crête pour avoir une idée de la largeur de la bande instable et nous présentons les résultats dans l'article.

3.2 Article

Soumis à Physical Review E

3.3 Autres Résultats

Sauf indications contraires, tous les résultats présentés dans cette section ont été obtenus en utilisant l'ancien dispositif.

3.3.1 Les rides à tourbillon

Nous allons rappeler quelques résultats bien connus dans la littérature relatifs aux rides à tourbillon. Quel que soit l'état de départ de l'interface initiale (plane, accidentée, présence d'une déformation à grande échelle), l'état final d'une interface fluide-granulaire sous écoulement oscillant (avec mouvement des grains et sans fluidisation) est un état de rides à tourbillon.

L'influence de l'amplitude d'oscillation sur la longueur d'onde finale des rides à tourbillon

On sait depuis les expériences plus que centenaires de Casimir de Candolle que la longueur d'onde finale des rides à tourbillon est proportionnelle à l'amplitude d'oscillation A [26]. De nombreux auteurs ont corroboré ce fait en proposant différents coefficients de proportionnalité pour les expériences en laboratoire : $1,2-1,24$ pour [24, 133] et $4/3 = 1,33$ pour [121]. Longuet-Higgins explique la loi de proportionnalité en indiquant que la longueur d'onde de la ride à tourbillon est fixée par la taille caractéristique du tourbillon qui est un peu plus grande que l'amplitude à cause de l'advection par l'écoulement principal [75].

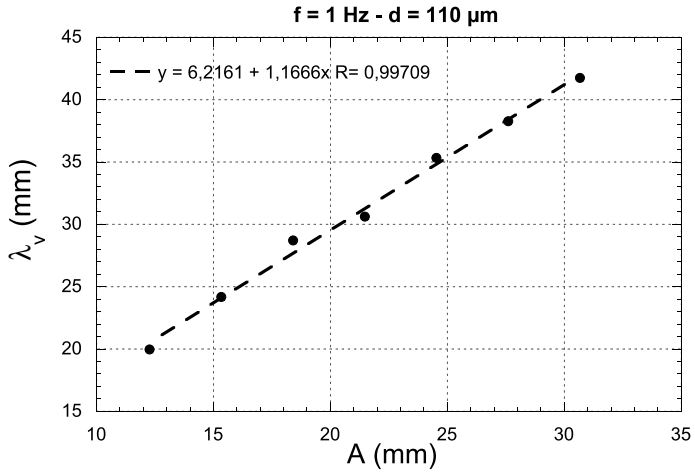


FIG. 3.7 – Variation de la longueur d'onde finale des rides à tourbillon avec l'amplitude d'oscillation.

Nous avons mesuré la longueur d'onde du dernier plateau observé en fonction de différentes amplitudes pour $d = 110\mu m$ et $f = 1Hz$ [Fig. 3.7]. Nous constatons la loi

de proportionnalité avec un coefficient proche de $1,16$. Une autre série de mesure non reportée ici pour des grains cohésifs de diamètre $d = 65\mu m$ donne un coefficient de $1,33$. Ainsi, il semble y avoir des écarts entre les auteurs sur la valeur du coefficient et même en changeant la taille des grains ! Nous reviendrons sur ces remarques.

Nous montrerons une preuve indiscutable de la loi de proportionnalité dans le dernier chapitre avec l'utilisation des dispositifs circulaires. Enfin, nous rapporterons que le système peut décider de dériver plutôt que de modifier sa longueur d'onde ce qui peut expliquer certains écarts entre les expérimentateurs.

L'élasticité des rides à tourbillon

> Vortex ripples are capable of considerable compression when overcrowded. When generated directly from a smooth sand surface, vortex-ripple nuclei are formed at several haphazard places at once. At each of these develop and multiply, the separate groups compete with one another for space ; and the resulting pattern, though regular and apparently stable, has in reality a shorter pitch than would be the case if each ripple has adequate "living room". Thinning out can only occur if two ripple crests happen to incline towards one another and to coalesce. So, since the transverse arrangement seems to be very stable, accidental coalition can occur but rarely and one has to wait a very long time. The uncertainty as to the true natural pitch can be overcome by ensuring that the ripple system start from a single nucleus only. From this nucleus the ripples can multiply freely in both directions.
>
> Ralph Alger Bagnold, *Motion of waves in shallow water. Interaction between waves and sand bottoms.*, 1946.

Cette citation de Bagnold est très importante car elle illustre une difficulté majeure que nous avons rencontrés pour déterminer la longueur d'onde finale des rides à tourbillon. En effet, bien que nous n'avons pas voulu refaire de mesures systématiques de longueur d'onde de rides à tourbillon qui sont bien documentées dans la littérature, nous avons constaté de temps en temps des écarts avec la loi en $4/3A$ qui résulte du comportement du système de rides à tourbillon que nous qualifierons d'"élastique" en suivant en cela Bagnold.

Sur la Figure 3.8, on a reporté une évolution typique de la longueur d'onde moyenne des rides. Un expérimentateur pressé qui aurait arrêté de faire des mesures au bout de 4000 oscillations voyant que le système de rides n'évoluait pas depuis 1000 oscillations, mesurerait une longueur d'onde de rides à tourbillon toujours en évolution mais sur des temps très long. En effet, on constate que la longueur d'onde saute par palier alors que le système semble stabilisé "à l'œil". L'erreur de mesure est de l'ordre de 20% sur la longueur finale réelle que l'expérimentateur attentif mesure en attendant au moins 100000 oscillations.

Il semble que cette évolution par plateaux successifs soit la marque de ce que Bagnold a appelé l'"élasticité" du système de rides. Au moment de la transition des rides à grains roulants vers les rides à tourbillon, il arrive que plusieurs rides à grains roulants deviennent en même temps des rides à tourbillon et donc que le nombre de site de nucléation soit important. Si tel est le cas, alors plusieurs systèmes de rides sont en compétition pour occuper toute la place disponible et il arrive que le système complet se bloque : la longueur

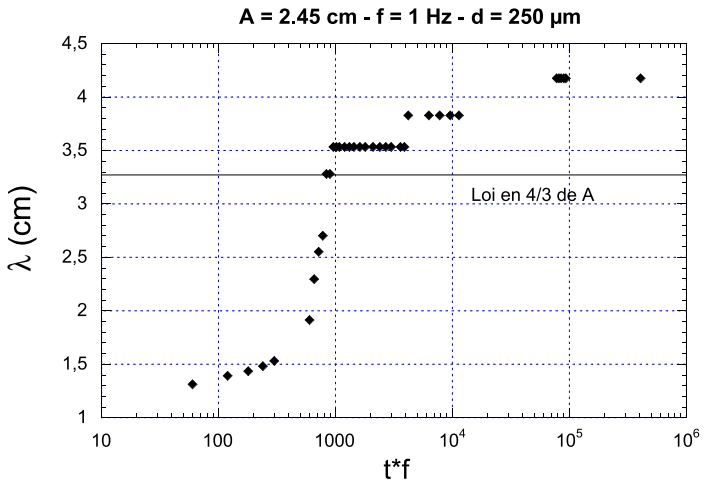


FIG. 3.8 – Evolution par plateaux de la longueur d'onde des rides.

d'onde moyenne ne change pas mais la forme des rides subit des variations et localement la longueur d'onde varie en accordéon. Ce comportement de la longueur d'onde locale n'est pas s'en rappeler un type d'instabilité secondaire des motifs unidimensionnels que l'on nomme instabilité d'Eckhaus [83]. Localement, le motif subit des compressions ou des dilatations jusqu'à ce qu'une ride soit annihilée afin d'adapter la longueur d'onde locale. Il arrive aussi que non seulement la longueur d'onde locale varie mais que la hauteur soit caractérisée par une modulation à grande échelle ce qui peut être un moyen pour le système de s'adapter temporairement à la compression sachant que ces variations de longueurs d'onde et de hauteurs sont bien entendu influencées par le caractère périodique des conditions aux limites.

La hauteur des structures a été décomposée en module et phase et nous avons effectué une étude de l'évolution de la phase en fonction du temps. On sait que la phase relaxe vers zéro pour une instabilité d'Eckhaus lorsque le système atteint un état final or nous avons constaté que la phase redevenait non-nulle après chaque saut d'un palier de longueur d'onde à un autre et nous n'avons pas constaté de relaxation. Ainsi, bien que qualitativement le comportement des rides à tourbillon est semblable à une instabilité d'Eckhaus, il apparaît que quantitativement la phase n'a pas le comportement attendu [108].

Contrairement à Bagnold qui utilisait une marque profonde dans le sable comme site de nucléation d'un unique système de rides à tourbillon, nos expériences sont souvent caractérisées par la présence des plateaux car nous nous sommes principalement focalisés sur les rides à grains roulants en partant d'un état plat. Nous verrons quelques exemples dans la suite.

En outre, l'erreur sur la mesure de la longueur d'onde introduite par l'élasticité des rides peut expliquer une partie des écarts observés entre les expérimentateurs qui doivent donc absolument préciser l'état initial (plat ou avec site de nucléation initial).

Néanmoins, du fait des conditions aux limites périodiques, on sait que l'évolution du nombre de rides est discrète et que proche de l'état final il est de plus en plus difficile d'annihiler une ride : le système perdure plus longtemps sur des paliers de longueur d'onde en attendant une prochaine annihilation.

L'influence de la fréquence d'oscillation sur la longueur d'onde finale des rides à tourbillon

> There is fairly definite evidence that at high speeds the vortex mechanism begin to fail... The characteristic steep-sided vortex ripple, with its plume of whirling grains, gave place to a very flat streamline undulation over which a dense layer of moving grains glided low and smoothly like an oily liquid. There is also evidence of an increase of pitch.
>
> Ralph Alger Bagnold, *Motion of waves in shallow water. Interaction between waves and sand bottoms.*, 1946.

Bagnold semble avoir été le premier à montrer que la longueur d'onde finale des rides à tourbillon est indépendante de la fréquence d'oscillation [11]. Nous montrons ce comportement sur la Figure 3.9 pour deux fréquences différentes. On retrouve bien l'indépendance de la longueur d'onde finale avec la fréquence mais il est clair que l'évolution et plus précisément la forme de la courbe dépend de la fréquence. Nous reviendrons sur l'influence de la fréquence sur la zone de pseudo-stabilité des rides à grains roulants...

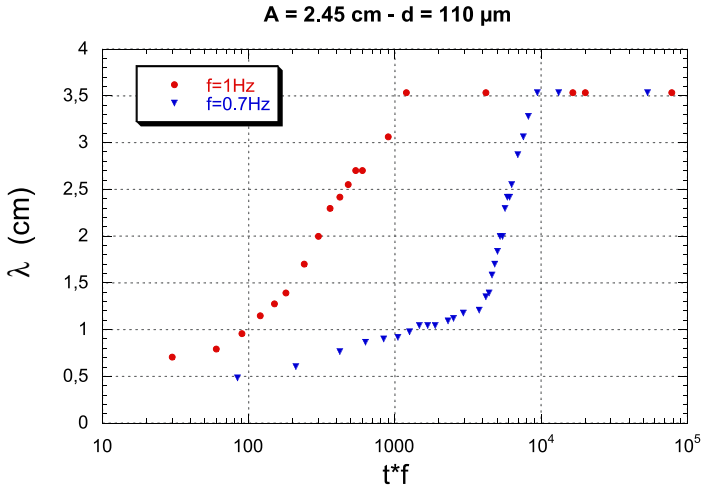


FIG. 3.9 – Variation de la longueur d'onde finale des rides à tourbillon avec la fréquence d'oscillation.

Cependant, comme rappelé dans la citation en début de la sous-section, nous avons observé que la longueur d'onde avait tendance à augmenter typiquement d'une ride pour

des fréquences juste en dessous du seuil de fluidisation. Dans l'article sur la ségrégation, nous avons fait varier la fréquence pour un mélange binaire et l'on peut constater sur la Figure 6 (f) de l'article la présence d'une ride supplémentaire. En outre, il arrive que cette ride disparaisse puis réapparaisse car l'état final n'est pas rigide pour ces hautes fréquences proches du seuil de fluidisation ce qu'illustre Bagnold en parlant d'un comportement liquide en faisant référence à des monticules "d'huile" qui ondulent horizontalement.

L'hystérésis sur la longueur d'onde finale des rides à tourbillon

Stegner & Wesfreid [121] ont étudié l'influence d'une modification de l'amplitude sur un système de rides à tourbillon préformées en géométrie cylindrique. Ils ont montré qu'une diminution de l'amplitude n'avait aucune influence sur la longueur d'onde du motif préformé. Ce comportement est curieux car des expériences plus récentes et réalisées par Hansen & al. [55, 56] montrent qu'au delà d'une gamme d'amplitude où le motif ne varie pas, il y a une instabilité secondaire dite de doublement telle qu'un nouveau système de rides apparaît en interstices lorsque l'amplitude diminue. En fait, la différence est due au fait que les expériences de Hansen & al. sont bidimensionnelles contrairement aux expériences de Stegner & Wesfreid qui sont unidimensionnelles en raison des géométries employées (plaques ou cylindres concentriques) et ce type d'instabilité est bloqué dans le petit entrefer des cylindres. Nous reviendrons sur cette instabilité de dédoublement dans le dernier chapitre...

Par contre, une augmentation de l'amplitude s'accompagne d'une augmentation de la longueur d'onde en suivant la loi en $4/3A$. Stegner & Wesfreid [121] et Hansen & al. [55, 56] n'ont pas rapporté de résultats quantitatifs quant à la variation de la forme et en particulier de la hauteur des rides à tourbillon pendant ce processus.

On constate sur la Figure 3.10 que la longueur d'onde augmente classiquement par palier après une phase assez longue (20000 oscillations) où elle demeure constante jusqu'à atteindre un état final. Est-ce à dire qu'il ne se passe rien pendant la phase où la longueur d'onde moyenne ne varie pas ? Non. En effet, la Figure 3.11 montre clairement que la valeur quadratique moyenne de la hauteur diminue pendant cette phase avant d'atteindre un minimum puis d'augmenter jusqu'à l'état final. Le minimum de hauteur correspond exactement au nombre d'oscillations à partir duquel la longueur d'onde augmente. Visuellement, cette diminution de la hauteur se traduit par un "amaigrissement" de la ride caractérisé par le fait que des grains de sable situés sur les crêtes et les pentes de la structures tombent dans les creux des rides.

Nous n'avons pas poussé plus en avant ce type d'étude dans l'ancien dispositif car il est difficile de suivre "à l'oeil" dans le référentiel du laboratoire l'évolution de possibles instabilités secondaires issues d'un motif primaires. Cette remarque supplémentaire justifie d'autant plus le développement du nouveau dispositif 1D avec caméra embarquée ainsi que d'une extension 2D présentée dans le dernier chapitre.

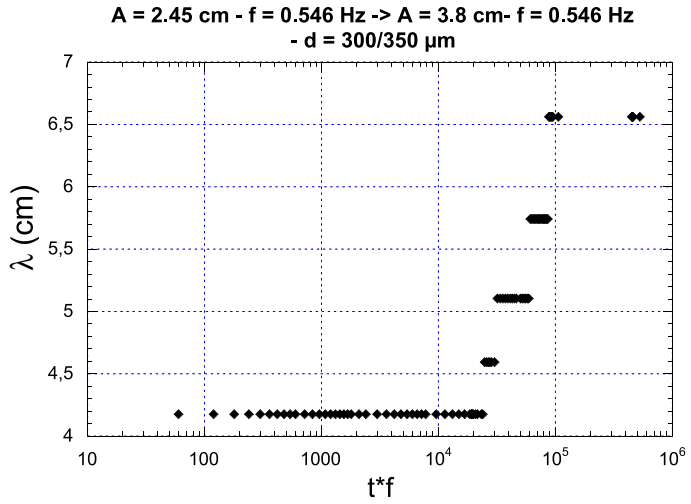


FIG. 3.10 – Variation de la longueur d'onde finale des rides en fonction d'une augmentation de l'amplitude d'oscillation.

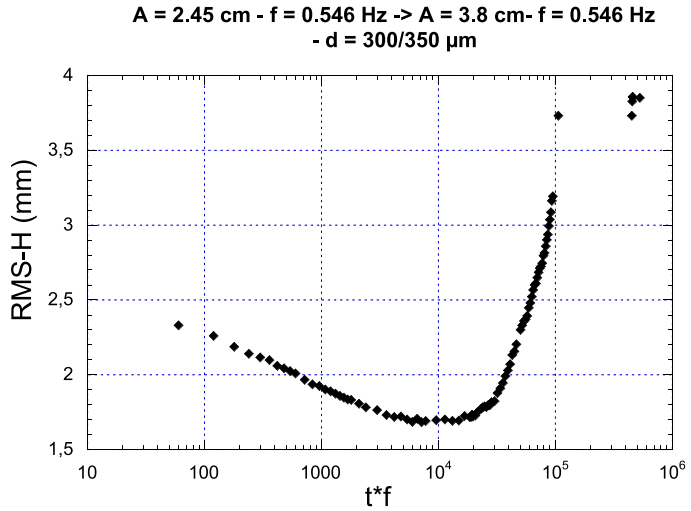


FIG. 3.11 – Variation de la valeur quadratique moyenne de la hauteur des rides en fonction d'une augmentation de l'amplitude d'oscillation.

3.3.2 La zone de pseudo-stabilité des rides à grains roulants

Scherer & al. [112] ainsi que Stegner & Wesfreid [121] ont montré que les rides à grains roulants sont des structures transitoires qui évoluent toujours vers un état stable de rides à tourbillon. Néanmoins, plusieurs auteurs comme Bagnold [11], Sleath [117] ou bien Blondeaux [19] affirment avoir observé des rides à grains roulants stables. Chan & al. affirment même avoir observé uniquement des rides à grains roulants et pas des rides à tourbillon dans des liquides très visqueux [29]. Nous nous sommes attachés à comprendre comment ces expérimentateurs ont été induit en erreur. En particulier, Bagnold fait remarquer que les rides à tourbillon apparaissent grosso-modo pour une vitesse double de celle nécessaire à l'observation des rides à grains roulants. Nous avons fait varier plusieurs paramètres expérimentaux comme la taille des grains, l'amplitude ou bien encore la fréquence d'oscillation afin d'explorer la zone de pseudo-stabilité des rides à grains roulants. En pratique, nous avons cherché à allonger la longueur du plateau incliné correspondant aux rides à grains roulants et à comprendre comment celui-ci pouvait être raccourci dans certains cas.

L'influence de la taille des grains sur la zone de pseudo-stabilité

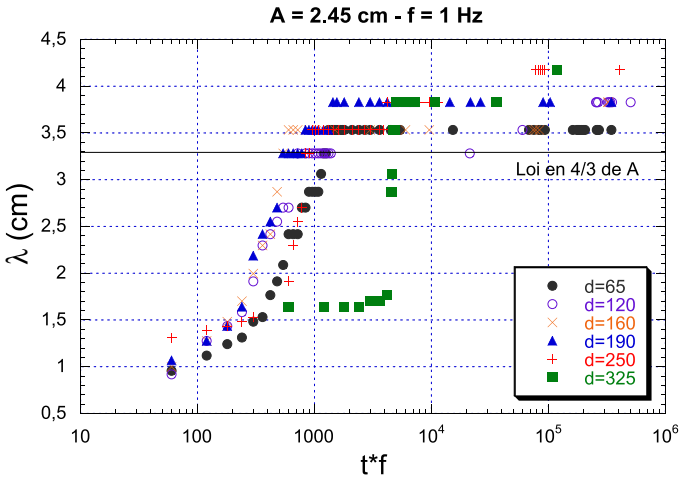


FIG. 3.12 – Longueur d'onde des rides en fonction de la taille des grains.

Afin de délimiter la zone de pseudo-stabilité des rides à grains roulants, nous avons d'abord fixé l'amplitude ($A = 2,45cm$) et la fréquence ($f = 1Hz$) pour différentes tailles de grains $d = 65, 120, 160, 190, 250$ et $350\mu m$. Nous discuterons le cas des grains de $65\mu m$ à part. Sur la Figure 3.12, le comportement de la longueur d'onde des rides en évolution est très semblable pour les tailles $d = 120, 160$ et $190\mu m$ entre 60 et 600 oscillations. Les longueurs d'onde initiales sont proches avec une légère tendance à l'augmentation avec la taille des grains. La transition vers les rides à tourbillon se fait vers 250 oscillations pour

ces trois tailles. Au delà de 600 oscillations, on constate que plus la taille est petite plus la longueur d'onde reste bloquée sur des paliers pendant un certain temps. Par exemple, la longueur d'onde passe de $3,3cm$ à $3,5cm$ puis à $3,8cm$: pour $d = 120\mu m$, le saut entre le premier palier se fait vers 20000 oscillations alors qu'il se fait à 800 oscillations pour $d = 190\mu m$ et ainsi de suite. On retrouve cette tendance pour les deux plus grandes tailles $d = 250$ et $325\mu m$: plus la taille augmente moins le système passe de temps dans les plateaux intermédiaires. Par exemple, pour $d = 325\mu m$ le système passe directement au plateau à $3,8cm$. De plus, la longueur d'onde initiale augmente fortement pour ces plus grandes tailles et il est plus difficile d'observer les premières structures car on ne les détecte qu'au bout d'un certain temps.

Cependant, on observe que l'accroissement de la taille augmente le temps typique t_T de transition vers les rides à tourbillon : $t_T \times f = 500$ oscillations pour $d = 250\mu m$ et $t_T \times f = 4500$ oscillations pour $d = 325\mu m$. En définitive, plus la taille des grains augmente plus on observe longtemps les rides à grains roulants et moins les rides à tourbillon évoluent par des paliers intermédiaires. Il est facile de comprendre que l'augmentation de taille rapproche du seuil de mise en mouvement décrit par le nombre de Shields ($\Theta \simeq 1/d$). Ainsi, en jouant sur les autres paramètres comme l'amplitude ou la fréquence pour se rapprocher du seuil de mise en mouvement, on devrait pouvoir observer des rides à grains roulants sur des temps de plus en plus long. On constate que pour les petites tailles, le transport est si important que le système évolue très vite vers les rides à tourbillon sans se soucier réellement de la taille puisque l'on ne décèle pas de différences notables entre les différentes évolutions.

Comme discuté dans la sous-section précédente, nous pensons que les plateaux sont la marque de l'élasticité des rides c.à.d. de la difficulté d'annihiler des rides supplémentaires à cause de la compétition entre systèmes de rides issus de différents sites de nucléation. Comme remarqué par Bagnold, la présence d'un unique site de nucléation empêche le blocage de l'évolution de la longueur d'onde. Or, plus la taille est petite plus la longueur d'onde est petite donc plus le nombre de rides initiales est important. En évoluant, ces rides sont autant de sites de nucléation potentiels pour des rides à tourbillon. On comprend alors que le fait d'augmenter la taille des grains diminue le nombre de rides donc le nombre de nuclei c.à.d. la probabilité de blocage du système de rides dans des paliers intermédiaires. De plus, pour les plus grandes tailles, le transport est ralenti puisque l'on est proche du seuil de mise en mouvement. Or, si une ride à grains roulants transite un peu avant les autres vers une ride à tourbillon alors on sait que le transport est plus important pour ce type de ride et il est donc logique que le système de ride créé par ce noyau initial envahisse plus vite les rides à grains roulants restantes qui évoluent moins vite vers l'état à tourbillon dans le même temps ce qui diminuent donc la probabilité de voir apparaître de nouveaux systèmes de rides qui entreraient en compétition avec le premier.

Pourtant, ces conclusions devraient être tempérées par le comportement de la plus petite taille qui ne ressemble pas aux autres. En effet, bien que la longueur d'onde initiale est petite et proche de $d = 120\mu m$, la transition vers les rides à tourbillon se fait en un temps comparable à celui pour une taille $d = 250\mu m$. Nous pensons que c'est le caractère cohésif de grains de $65\mu m$ qui peut expliquer ce dernier constat. En effet, on a vu qu'il

suffit d'augmenter la taille des grains non-cohésifs pour se rapprocher du seuil de mise en mouvement et donc observer les rides à grains roulants sur des temps plus longs. Pour des grains cohésifs, le nombre de Shields n'est plus un bon paramètre de contrôle car en plus de la gravité les forces de cohésions interparticulaires doivent être pris en compte pour contrebalancer le cisaillement du fluide. Pour résumer simplement, le fait d'utiliser des grains cohésifs rapproche du seuil de mise en mouvement car il est plus difficile de les faire se mouvoir par rapport à des grains un peu plus gros mais non-cohésifs comme par exemple, ceux de $120\mu m$.

Concernant la dépendance de la longueur d'onde finale avec la taille des grains, un observateur pourrait conclure que cette longueur augmente avec la taille des grains en se basant sur les temps longs (> 100000 oscillations). Nous préférons suivre Wiberg & Harris [133] qui concluent à l'absence de dépendance pour les rides de laboratoires en précisant que l'apparente dépendance est de notre point de vue un artefact dû au temps d'observation. De plus, physiquement nous pensons comme Longuet-Higgins que c'est l'hydrodynamique qui fixe la forme des rides à tourbillon et sous cette hypothèse on ne voit pas comment la longueur d'onde finale pourrait dépendre de la taille des grains. Néanmoins, il ne faut pas oublier que la taille détermine si les grains sont mis en mouvement pour un écoulement donné : par exemple de trop gros grains ne forment pas de rides car ils ne sont pas transportés...

L'influence de la fréquence d'oscillation sur la zone de pseudo-stabilité

On remarque la présence de plateaux intermédiaires dans le régime de rides à tourbillon sur la Figure 3.13 ce qui a pour conséquence une variation importante sur la mesure de la longueur d'onde finale selon la patience de l'expérimentateur ce qui nous le rappelons n'est pas le sujet de cette étude car nous savons par ailleurs que la longueur d'onde finale est indépendante de la fréquence.

Maintenant, il est facile de constater qu'en diminuant la fréquence la coalescence des rides à grains roulants est beaucoup plus longue lorsque l'on se rapproche du seuil de mise en mouvement (croix à 45° sur la Figure 3.13). La coalescence dure de quelques secondes à plusieurs jours suivant la valeur de la fréquence et on comprend pourquoi les rides à grains roulants ont pu être considérées comme des structures stabilisées. Pour les hautes fréquences (triangle vers le haut sur la Figure 3.13), on passe très rapidement d'un état plat vers un régime de rides à tourbillon et l'on conçoit aisément que de précédents expérimentateurs n'ont pas observé de rides à grains roulants.

Le comportement de la valeur quadratique moyenne de la hauteur est similaire à celui de la longueur d'onde. On remarque que la transition entre le régime de rides à grains roulants et le régime de ride à tourbillon s'effectue pour une valeur constante de la valeur quadratique moyenne qui est égale à $0,25mm$ ce qui peut servir de critère gobal pour savoir pour un profil donné si des rides à tourbillon sont apparues ou pas.

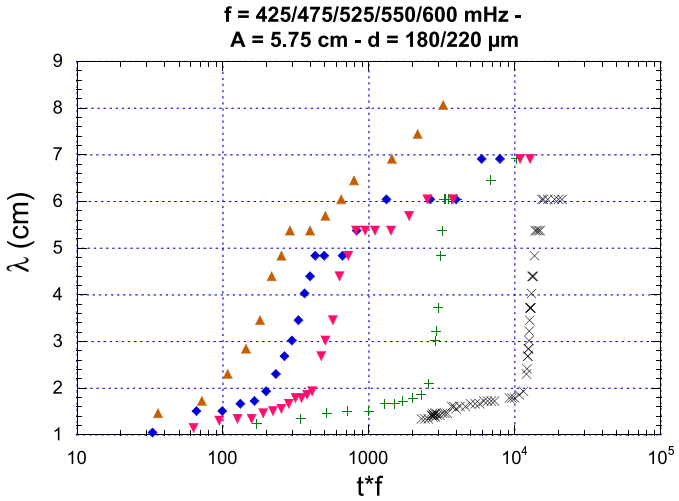


FIG. 3.13 – Longueur d'onde des rides en fonction de la fréquence d'oscillation.

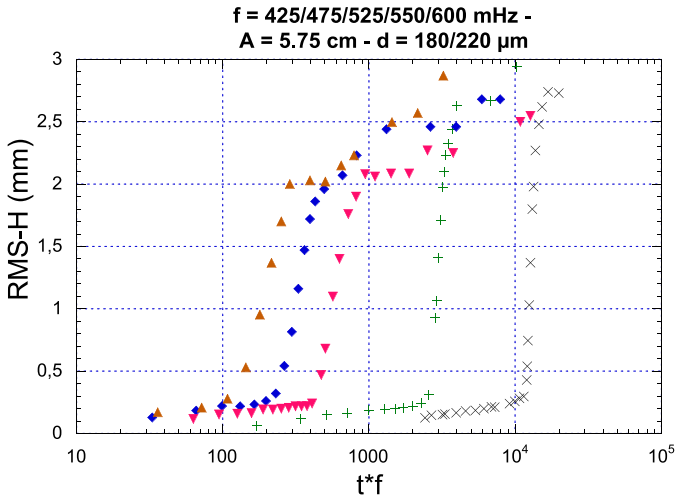


FIG. 3.14 – Valeur quadratique moyenne de la hauteur des rides en fonction de la fréquence d'oscillation.

L'influence de l'amplitude d'oscillation sur la zone de pseudo-stabilité

Nous avons voulu rajouter des courbes correspondantes à des amplitudes supplémentaires par rapport aux résultats présentés dans l'article [Fig. 3.15]. Une nouvelle fois, on constate que l'amplitude la plus faible (rond plein) augmente le temps de vie des rides à grains roulants et que pour l'amplitude la plus forte (croix inclinée à 45°) les rides à grains roulants sont à peine visibles.

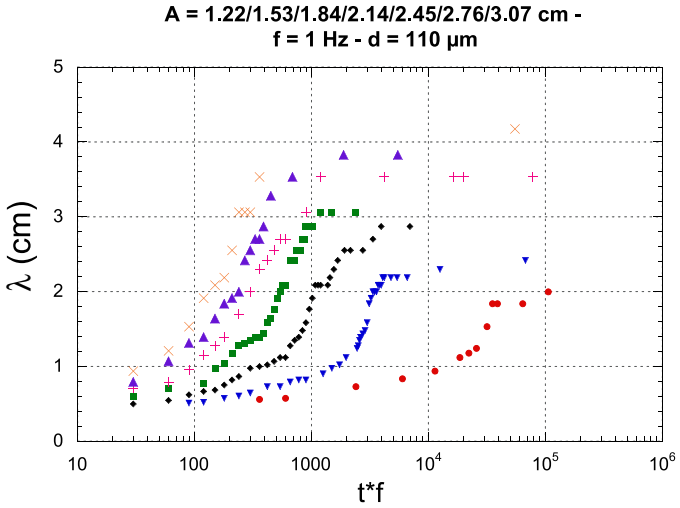


FIG. 3.15 – Longueur d'onde des rides en fonction de l'amplitude d'oscillation.

De plus, nous rapportons l'évolution de la valeur quadratique moyenne de la hauteur en fonction de l'amplitude d'oscillation. On constate que la hauteur finale augmente fortement avec l'amplitude [Fig. 3.16].

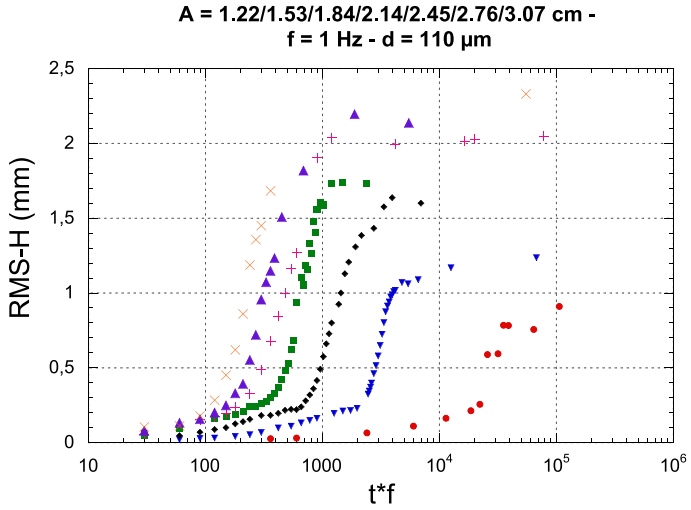


FIG. 3.16 – Valeur quadratique moyenne de la hauteur des rides en fonction de l'amplitude d'oscillation.

3.3.3 La description théorique de la coalescence des rides

Jusqu'à présent, il n'existait aucun résultat dans la littérature sur la coalescence des rides à grains roulants. Sur le plan expérimental, ceci s'explique par le fait qu'il était difficile d'observer des rides à grains roulants sur des temps longs voire même de les observer. Sur le plan théorique, il est très difficile de modéliser l'évolution de la hauteur ou de la longueur d'onde des rides car on ne dispose pas d'équation simple décrivant le transport des grains donnant des résultats analytiques simples. Deux alternatives ont été envisagées : l'équation d'amplitude à la Landau par Vittori & Blondeaux [130] ou l'utilisation d'équations modèles [32, 73].

En se basant sur des arguments de symétrie, on peut déduire la forme d'une équation modèle décrivant la hauteur des rides en suivant Csahok & al. (application aux rides éoliennes) et Krug (application aux rides à tourbillon) :

– La conservation de la masse implique la forme conservative suivante :

$$\partial_t h = \partial_x F(\partial_x h, \partial_{x^2} h, ...) \tag{3.1}$$

– Le caractère symétrique des rides impose la forme des termes de l'équation qui doivent être invariants par la transformation $x \longrightarrow -x$.

– L'invariance de la hauteur de sable par la transformation $h \longrightarrow h + h_0$ élimine les termes proportionnels à h.

– On sait que les rides à tourbillon ont tendance à être pointues au niveau des crêtes et arrondies dans les creux et ceci implique la possibilité de termes quadratiques qui ne respectent pas la transformation $h \longrightarrow -h$.

– Enfin, on peut introduire des termes supplémentaires pour modéliser une saturation

éventuelle.

Krug aboutit à une équation de la forme suivante :

$$\partial_t h = -\partial_{xx} h - \partial_{xxxx} h + h_{xx}^3 - b(h_x)^2{}_{xx} \tag{3.2}$$

où b est une constante positive. Le premier terme est un terme de diffusion négative. En effet, les grains remontent les pentes des rides grâce à l'écoulement sinon une perturbation disparaîtrait. Le deuxième terme est appelé hyperdiffusif. Le troisième terme sélectionne la pente à + ou - 1. Le quatrième terme rend compte de la forme des crêtes et des creux. Les solutions de ce type d'équation ont été étudié par Politi [103] pour la croissance de surface cristalline en nanophysique en relation avec l'équation de Cahn-Hilliard qui décrit la démixtion de mélange binaire, par Csahok & al. [32] pour la croissance de rides éoliennes et par Krug [73] pour la coalescence des rides à tourbillon. D'une manière générale, ces auteurs prévoient une croissance logarithmique de la longueur d'onde à une dimension et une croissance en loi de puissance à deux ou trois dimensions avec un exposant différent. Cependant, nous avons vu dans l'article que la pente des rides à grains roulants varie pendant la coalescence ce qui est une différence majeure avec ce type de modèle où la pente est fixée. De plus, concernant l'application aux rides à tourbillon la forme des crêtes peut-être ronde et pas pointue pour la même longueur d'onde en changeant la fréquence.

La loi de mûrissement expérimentale des rides à grains roulants

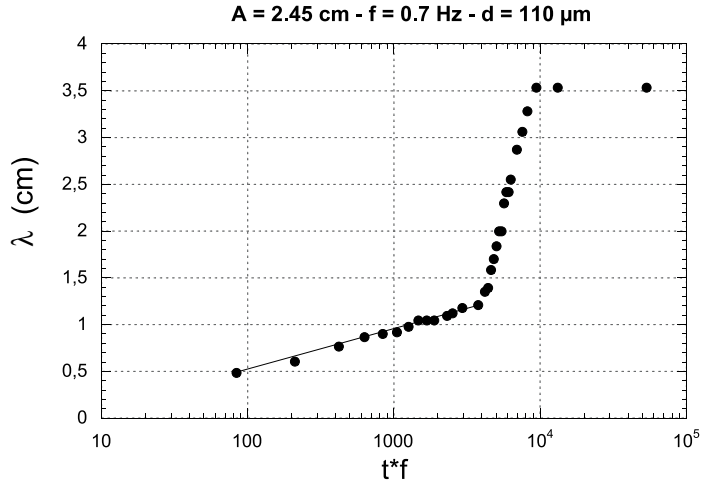


FIG. 3.17 – Evolution typique de la longueur d'onde des rides dans la zone de pseudo-stabilité.

Nous avons montré dans l'article que la longueur d'onde moyenne peut se représenter par une fonction logarithme du temps dans la phase de coalescence des rides à grains

roulants [Fig. 3.17]. Plus précisément, on devrait plutôt parler d'évolution logarithmique par morceaux car on compte le nombre de rides sur tout le périmètre et celui-ci évolue par nombre entier de manière discrète. D'ailleurs, il arrive qu'il y ait quelques écarts car la croissance peut se bloquer sur un palier de longueur d'onde dans la phase de rides à grains roulants mais ceci est assez rare.

Pour résumer, on peut décrire la coalescence des rides à grains roulants par la loi suivante :

$$\lambda = \lambda_0 + (\lambda_t - \lambda_0)\frac{ln(t \times f)}{ln(T_t \times f)} \tag{3.3}$$

où λ_0 est la longueur d'onde initiale, λ_t la longueur d'onde à la transition et T_t le temps à la transition. Ces trois grandeurs dépendent a priori des paramètres comme l'amplitude, la fréquence, la taille des grains...

Il est difficile d'appliquer cette loi au cas des rides à tourbillon comme suggéré par Krug [73] car l'évolution est très rapide pour ce type de structures sur moins d'une décade temporelle sur la Figure 3.17. De plus, la transition correspond à l'apparition d'une ou plusieurs rides à tourbillon. Or, il reste néanmoins des rides à grains roulants jusqu'à un certain temps ce qui est une limitation importante de la description en terme de longueur d'onde moyenne qui ne fait pas la distinction entre les deux types de rides pendant la phase de coexistence.

On observe sur la Fig. 3.18 le même comportement logarithmique pour la valeur quadratique moyenne de la hauteur. La courbe est plus lisse que pour la longueur d'onde moyenne car elle est obtenue à partir de la décomposition en série de Fourier après élimination du mode à grande échelle.

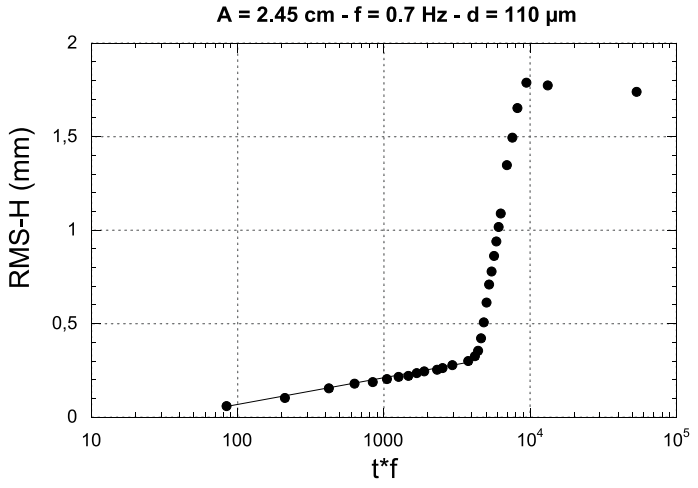


FIG. 3.18 – Evolution typique de la valeur quadratique moyenne de la hauteur des rides dans la zone de pseudo-stabilité.

La phénoménologie de la coalescence des rides à grains roulants

La Figure 3.19 montre la coalescence par fusion de deux rides à grains roulants. Nous avons souligné l'existence du phénomène d'ondulation des crêtes des rides à grains roulants. Cette alternance est symétrique si l'intensité de l'écoulement est identique dans les deux sens. Maintenant, si une ride est proche d'une autre alors on peut raisonnablement penser que la vitesse est ralentie dans le creux qui devient une sorte de zone d'ombre pour le cisaillement alternatif. Les crêtes des deux rides ont donc tendance à s'orienter vers le creux car le cisaillement principal n'est plus symétrique. Les grains s'accumulent au fur et à mesure jusqu'à remplir le creux et les rides ont alors coalescé.

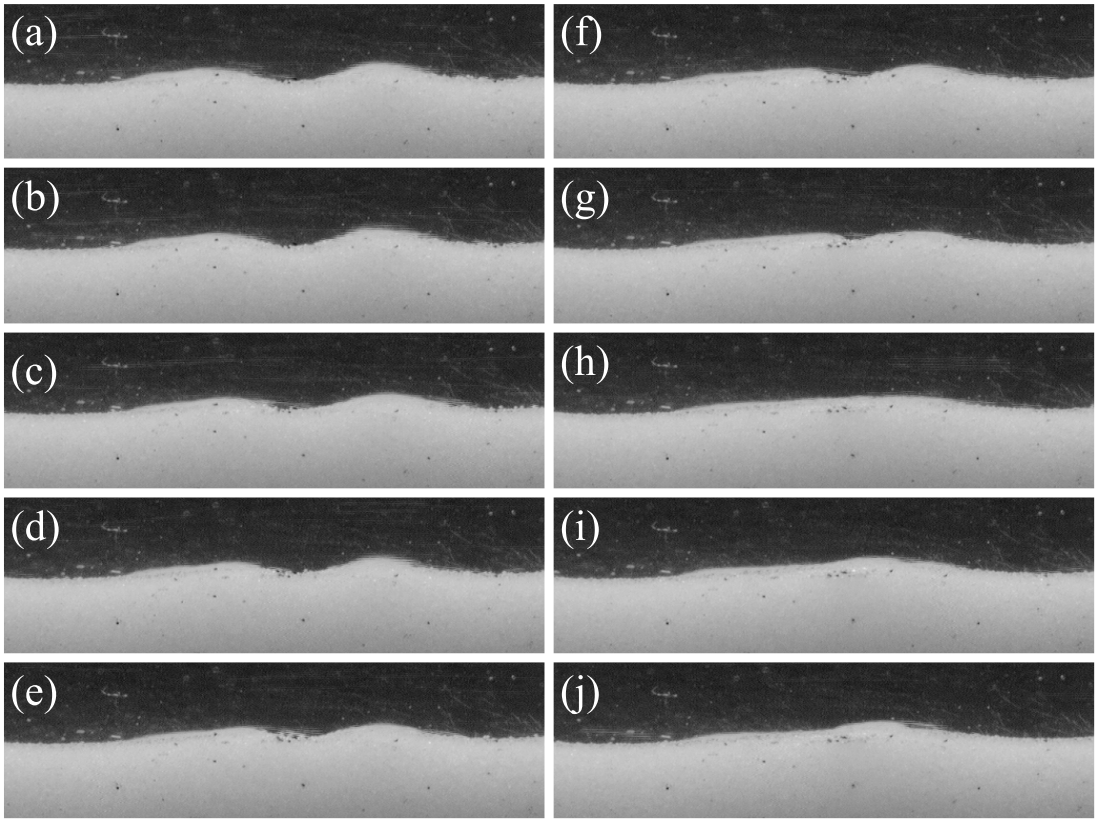


FIG. 3.19 – Successions d'images rapportant la coalescence de deux rides à grains roulants (l'intervalle de temps est de 20 secondes entre chaque image pour les paramètres $f = 1Hz$, $A = 1,5cm$ et $d = 110\mu m$).

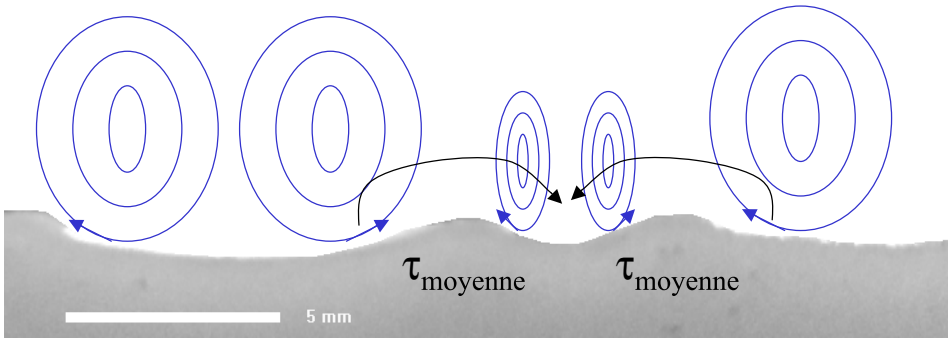


FIG. 3.20 – Variation de l'intensité des cellules de recirculation avec la longueur d'onde des rides à grains roulants.

Un autre scénario possible est qu'une modification de la longueur d'onde locale à hauteur constante des rides entraîne un déséquilibre de la contrainte moyenne de part et d'autre de la crête d'une ride par changement de l'intensité des cellules de recirculation [Fig. 3.20].

Dans les deux cas de figure envisagés, une augmentation de la longueur d'onde moyenne s'effectue par une diminution de la longueur d'onde locale.

3.3.4 La transition des rides à grains roulants vers les rides à tourbillon

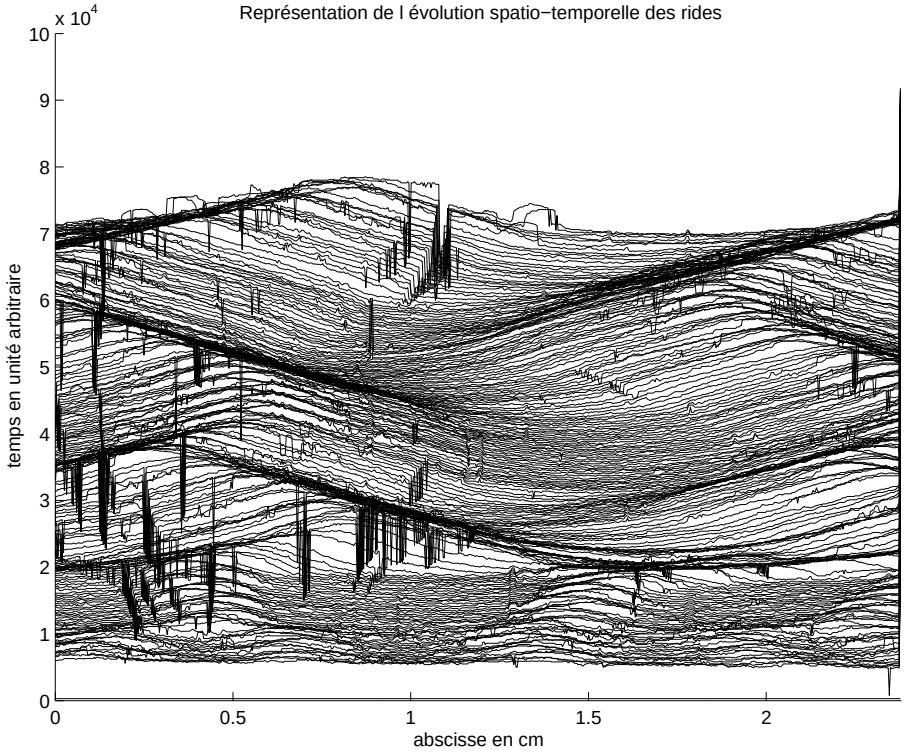


FIG. 3.21 – Diagramme spatio-temporel de l'évolution de l'interface en vue de côté avec la caméra embarquée dans le nouveau dispositif. Les paramètres sont : $f = 1Hz - A = 1,2cm - d = 110\mu m - dt = 300s - t_{final} = 18h30$.

Un des avantages du nouveau dispositif expérimental est de pouvoir suivre l'évolution de l'interface en temps réel et de pouvoir enregistrer une partie du périmètre en continue sans arrêter l'oscillation. La Figure 3.21 montre l'extraction de l'interface enregistrée avec la caméra embarquée (les "bavures" sont dues aux grains en suspension principalement dans l'état de rides à tourbillon). On remarque en bas à gauche de la Figure 3.21 une coalescence entre deux rides à grains roulants et une augmentation de la longueur d'onde moyenne avant la transition vers les rides à tourbillon ($\sim 2.10^4$ unité arbitraire en temps sur la Figure 3.21). Ensuite, on remarque une migration avec changement de sens des structures.

L'influence de la fréquence d'oscillation sur la longueur d'onde à la transition

La fréquence d'oscillation n'a aucune influence sur la longueur d'onde moyenne à la transition comme on peut le constater sur la Figure 3.22. Cette constatation est assez mystérieuse et nous n'avons pas trouvé d'explication à ce fait.

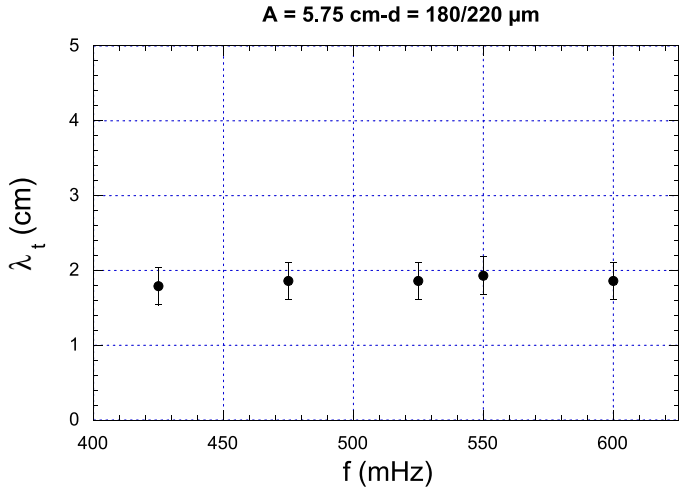


FIG. 3.22 – Longueur d'onde à la transition en fonction de la fréquence d'oscillation.

L'influence de l'amplitude d'oscillation sur la longueur d'onde à la transition

La longueur d'onde moyenne à la transition augmente clairement sur la Figure 3.23 avec l'amplitude d'oscillation. Ceci paraît logique si l'on se rappelle que le déplacement des particules donc la longueur d'onde augmente a priori avec l'amplitude.

L'influence de l'amplitude d'oscillation sur la hauteur réelle à la transition

Nous avons mesuré manuellement à partir des profils enregistrés la hauteur réelle des rides à grains roulants à partir de la distance entre la crête et le creux de la ride. On observe une diminution de la hauteur avec l'amplitude d'oscillation sur la Figure 3.24.

L'influence de l'amplitude d'oscillation sur la pente à la transition

La pente d'une ride à grains roulants est difficile à évaluer. En effet, il y a une rupture de pente avec augmentation de cette dernière juste au niveau de la crête. Nous sommes donc basés sur la hauteur de la ride évaluée entre la crête et le creux. On constate sur la Figure 3.25 que la pente à la transition diminue avec l'amplitude et qu'elle respecte sauf aux très basses amplitudes le critère empirique de Sleath qui permet de distinguer les rides à grains roulants des rides à tourbillon pour lesquelles la pente est supérieure à $0,1$.

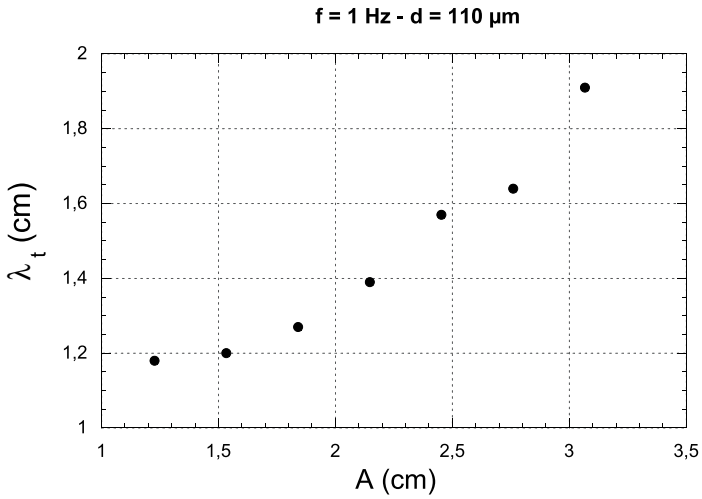


FIG. 3.23 – Longueur d'onde à la transition en fonction de l'amplitude d'oscillation.

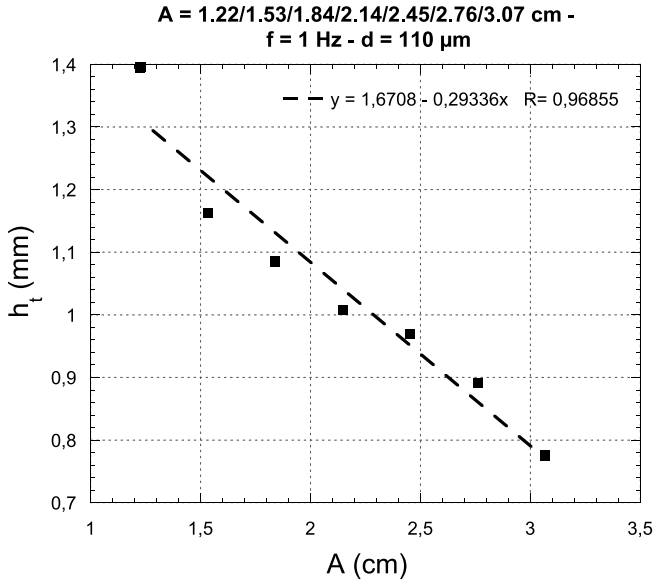


FIG. 3.24 – Hauteur réelle à la transition en fonction de l'amplitude d'oscillation.

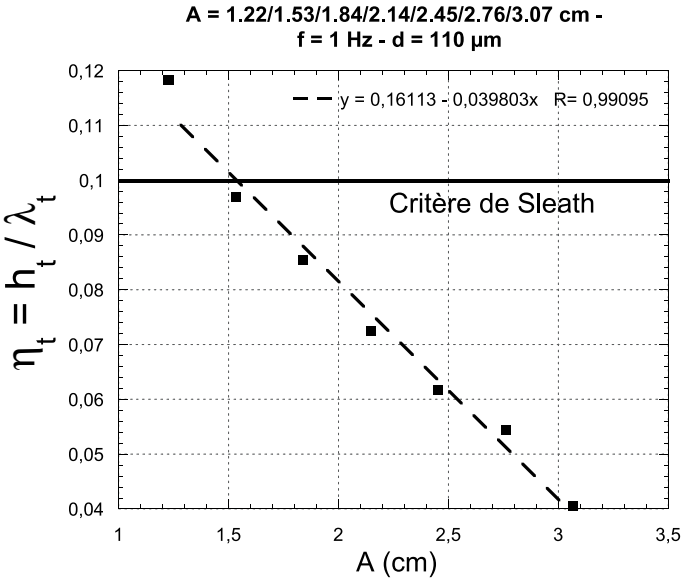


FIG. 3.25 – Pente à la transition en fonction de l'amplitude d'oscillation.

Ce comportement semble logique car une augmentation d'amplitude correspond à une augmentation de l'intensité de l'écoulement et on peut penser que la séparation de la couche limite engendrant le tourbillon puisse se faire à plus faible pente pour un écoulement plus fort.

L'influence de l'amplitude d'oscillation sur le temps de transition

Lorsque l'on se rapproche du seuil de mise en mouvement, le temps de transition des rides à grains roulants vers les rides à tourbillon devient très important.

Nous rapportons sur la Figure 3.26 la divergence observée aux faibles amplitudes correspondante aux paramètres de la Figure 3.15. Nous avons remarqué le même comportement avec la taille des grains [Fig. 3.12] et la fréquence [Fig. 3.13].

Bien entendu, ce temps de transition est la marque du ralentissement des phénomènes de transport proche du seuil de mise en mouvement. Ce temps ne doit pas être confondu avec le temps de démarrage de l'instabilité, temps au bout duquel les premières structures apparaissent qui lui aussi diverge en se rapprochant du seuil. Ce dernier comportement est typique des instabilités et est analogue aux transitions de phase : on parle alors de ralentissement critique.

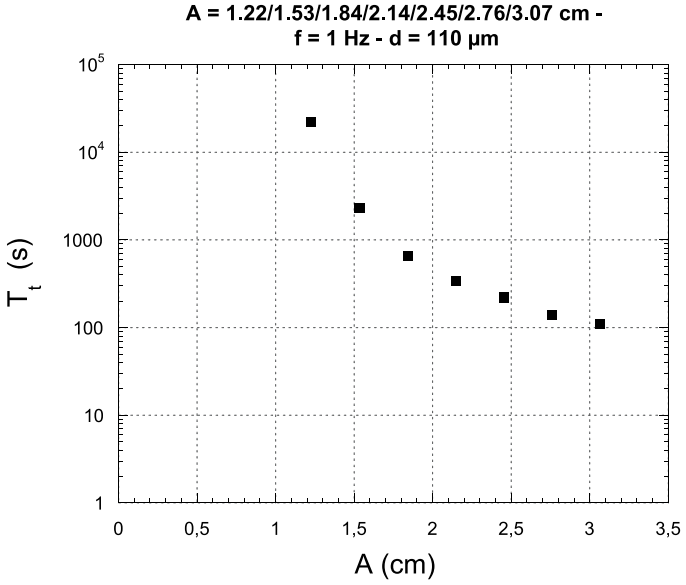


FIG. 3.26 – Temps de transition en fonction de l'amplitude d'oscillation.

3.4 Le seuil de mise en mouvement et le seuil d'instabilité

On a vu que Shields a introduit un nombre sans dimension pour caractériser le seuil de mise en mouvement des grains. Dans une note attachée au papier de Bagnold, Taylor a tenté d'expliquer les mesures de seuil effectuées par Bagnold. Il a fait l'hypothèse que l'écoulement près du lit de sable était proche du problème de Stokes (plaque plane oscillante dans un fluide au repos) et il en a déduit le gradient de vitesse $\dot{u}_0$:

$$\dot{u}_0 = \frac{\partial u}{\partial z}\rfloor_{z=0} = \nu^{-1/2} A\omega^{3/2} sin(\omega t + \frac{\pi}{4}) \tag{3.4}$$

Taylor a introduit la condition fondamentale suivante que nous avons respecté dans toutes nos expériences : si le diamètre des grains d est plus petit que l'épaisseur de la couche limite $\delta = \sqrt{\nu/\pi f}$ alors le grain est soumis à un cisaillement uniforme et l'ordre de grandeur de la vitesse impactante sur le grain est $\dot{u}_0 d$ avec pour nombre de Reynolds associé $Re = \dot{u}_0 d^2/\nu$. Taylor définit le seuil de mise en mouvement par l'équilibre entre la force de traînée (C_D est le coefficient de traînée adimensioné) et le poids réduit des grains :

$$d^2 \rho (\dot{u}_0 d)^2 C_D \simeq d^3 \Delta\rho g \tag{3.5}$$

En remplaçant $\dot{u}_0$ par son maximum temporel, il vient en utilisant $\gamma = \Delta\rho/\rho_f$:

$$\frac{d\omega^3 A^2 C_D}{\gamma\nu g} = constante \tag{3.6}$$

Ensuite, Taylor distingue deux cas suivant que le nombre de Reynold est faible ($C_D \simeq 1/Re$) ou élevé ($C_D \simeq constante$). Dans le premier cas, on obtient la loi suivante (cas laminaire) :

$$\frac{\nu^{1/2} A\omega^{3/2}}{\gamma g d} = constante \tag{3.7}$$

alors que dans le deuxième cas la loi (cas turbulent) pour l'amplitude et la fréquence est identique mais une inversion majeur apparaît dans la dépendance avec la taille des grains et la viscosité du fluide :

$$\frac{d^{1/2} A\omega^{3/2}}{\gamma g \nu^{1/2}} = constante \tag{3.8}$$

Les résultats de Bagnold sont plus proches du cas laminaire en particulier à cause de la dépendance avec la taille des grains mais Taylor a fait remarqué que la plupart des expériences de Bagnold ne respectent pas le critère $d < \delta$ et sont donc sujettes à caution.

En 1972, Chan & al. ont effectué une étude très complète des seuils de mise en mouvement à la suite de Bagnold et ont comparé leurs résultats à plusieurs autres auteurs [29]. Ils ont en particulier fait varier la viscosité et ont proposé la corrélation suivante [Fig. 3.27] :

$$\frac{A\omega^{3/2}}{(\gamma g)^{3/4} d^{1/4}} = 0,37 \tag{3.9}$$

Cette corrélation est indépendante de la viscosité ce que Chan & al. expliquent en postulant la forme du coefficient de traînée $C_D \simeq Re^{-2/3}$ motivés par des mesures expérimentales de la traînée autour d'une sphère en écoulement turbulent dont le coefficient de traîné s'exprime par $C_D \simeq 18,5 Re^{-0,6}$.

Cependant, comme remarqué par ces auteurs il est très difficile de définir le seuil de mise en mouvement. Ils distinguent le seuil de mise en mouvement sporadique de grains (A_{12}) du seuil de mise en mouvement général d'une couche supérieure (A_{23}) obtenu en augmentant l'amplitude et tel que des rides se forment [Fig. 3.27 (b)]. Donc, stricto sensu ils ont mesuré un seuil d'instabilité et pas un seuil de mise en mouvement qui doit être plus faible [30].

Ces auteurs ont aussi étudié les seuil de fluidisation partielle (de la couche superficielle : A_{34}) et totale (de l'ensemble des grains dans leur dispositif : A_{45}). Ils ont comparé leur résultats avec la courbe de Shields reliant la contrainte de mise en mouvement au nombre de Reynolds turbulent [118, 48, 95]. Leur conclusion est que pour une vitesse donnée l'écoulement oscillant de Stokes met plus difficilement en mouvement les grains qu'un écoulement permanent ce qui a été confirmé récemment par les expérience de Mouilleron [92] pour un écoulement de Couette plan oscillant.

Nous avons voulu nous rendre compte des problèmes associés à la mesure de ce seuil. Avec le nouveau dispositif, nous avons utilisé la caméra embarquée avec une taille de grains fixée à $d = 110\ \mu m$ dans l'eau, nous avons balayé l'espace amplitude-fréquence. Il est en effet très difficile de dire si des grains bougent. Nous avons en particulier essayé de faire des

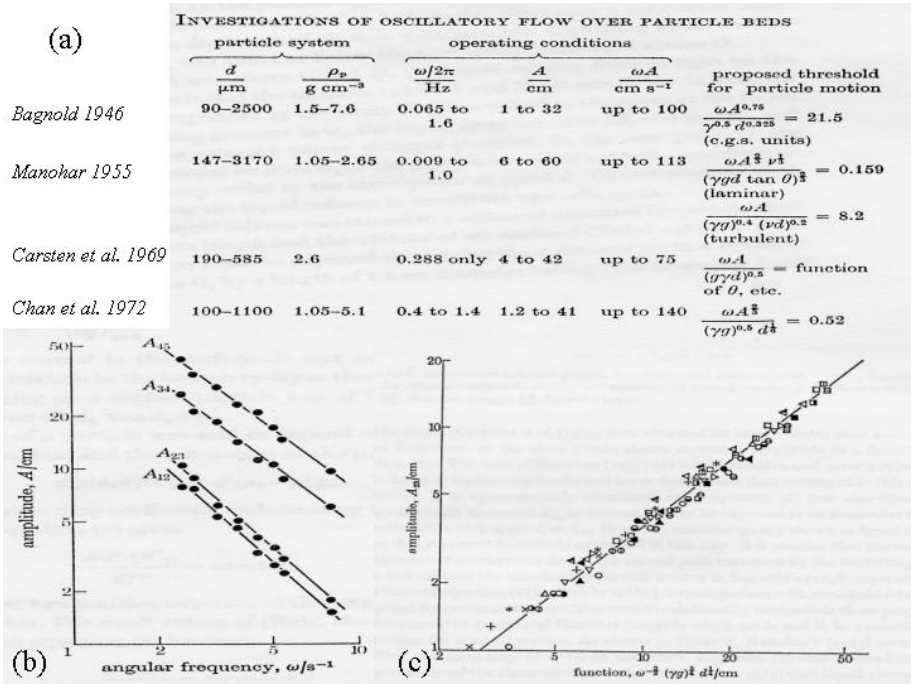


FIG. 3.27 – Expériences de Chan & al. : (a) les corrélations ; (b) les différents seuils pour $d = 505\mu m$ dans l'eau ; (c) le seuil d'instabilité.

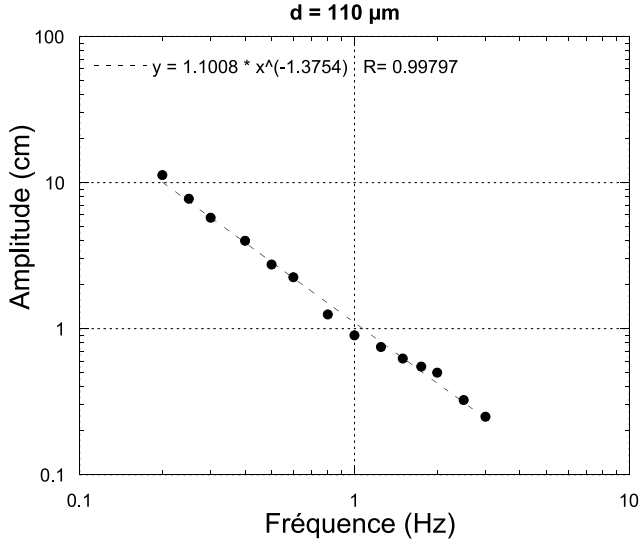


FIG. 3.28 – Seuil d'instabilité mesuré avec la caméra embarquée dans le nouveau dispositif.

soustractions d'images pour voir les déplacements éventuels cependant il existe toujours des poussières ou des (éclats de) grains de petites tailles qui peuvent bouger alors que la taille moyenne est immobile. Nous avons donc attendu la formation de rides à grains roulants sur des temps de l'ordre de deux heures et nous avons donc mesuré un seuil d'instabilité plutôt qu'un seuil de mise en mouvement [Fig. 3.28]. Néanmoins, il arrive que des structures apparaissent sur des temps de l'ordre de la journée et l'incertitude sur la mesure dépend donc de la patience de l'expérimentateur. Enfin, si l'on compare le diagramme obtenu avec celui de Scherer & al. [112] dans les mêmes conditions, il est clair que d'un expérimentateur à l'autre les différences sont énormes [Chap. 1, Fig. 1.13].

Il est clair que ce type de technique n'est pas adaptée car en définitive il suffit de regarder les corrélations proposées dans la littérature pour se rendre compte qu'elles ne convergent pas vers une loi universelle. Il est indéniable que le temps d'attente c'est à dire le temps de démarrage de l'instabilité qui diverge lorsque l'on se rapproche du seuil de mise en mouvement est certainement une cause importante des écarts observés ainsi que l'absence totale dans la littérature d'une discussion sérieuse sur l'influence de la préparation initiale sur la compacité du milieu granulaire. En effet, il est évident qu'il plus difficile de mettre des grains en mouvement à partir d'un lit compacté. De plus, le nombre de Shields ne décrit pas tous les phénomènes microscopiques relatifs à la mise en mouvement. Ce nombre compare la force exercée par le fluide au poids nécessaire pour soulever un grain sur une hauteur égale à son diamètre sous-entendu pour sortir le grain d'un trou de la taille d'un diamètre formé par les autres grains. Le nombre de Shields ne fait pas intervenir les forces intergranulaires comme celles de cohésion qui jouent un rôle pour les tailles inférieures à environ $100\mu m$. De plus, comme remarqué par Bagnold [11], on pourrait remplacer le poids du grains par son frottement de Coulomb sous-entendu que la présence de l'eau modifie certainement la valeur du coefficient de frottement.

Il nous semble vain de répéter les expériences passées dans les mêmes conditions. Par contre, nous présenterons dans le dernier chapitre un dispositif circulaire qui de par sa géométrie impose un gradient d'amplitude donc de nombre de Shields au lit de sable. Ainsi, le seuil pourra être déterminé de manière indiscutable.

Conclusions partielles

Nous avons présenté des résultats principalement avec une taille de grains égale à 110 μm. Nous avons fait les mêmes constations pour des grains non-cohésifs de 190 μm et des grains cohésifs de 65 μm. Nous ne présentons pas ces résultats redondants dans ce manuscrit.

La dynamique de coalescence des rides à grains roulants a été fort peu étudié. La raison principale était de trouver un jeu de paramètre expérimentaux permettant une observation sur des temps longs de ces rides.

Nous avons observé une croissance logarithmique de la longueur d'onde des rides à grains roulants en fonction du nombre d'oscillation en se rapprochant du seuil de mise en mouvement par une modification des paramètres expérimentaux qui permettaient une observation des structures. Par exemple, nous nous sommes placés à fréquence fixée ainsi qu'à taille de grains fixées et nous avons diminué l'amplitude d'oscillation. En effet, à forte amplitude les rides à grains roulants sont très transitoires et parfois à peine observables. L'évolution de la forme des rides à grains roulants n'est pas auto-similaire pendant l'évolution ce qui se traduit par une variation de la pente de ces structures. Cependant, il est difficile expérimentalement de discriminer une loi d'évolution en logarithme avec une loi de puissance.

Nous avons mis en évidence une loi d'échelle indicative reliant la longueur d'onde initiale en fonction de la taille des grains et de la couche de Stokes : $\lambda_0 \simeq (\delta\ d)^{3/4}$. Cependant, dimensionnellement cette relation est insuffisante car il manque une troisième longueur caractéristique. Nous suspectons l'influence de la longueur visqueuse. C'est pourquoi de nouvelles expériences sont nécessaires en faisant varier la viscosité et la densité des grains pour tester l'impact de cette longueur caractéristique.

La conclusion partielle de cette étude est que pour les trois paramètres que nous avons fait varié (amplitude, fréquence, taille des grains) l'observation des rides à grains roulants n'est possible que proche du seuil de mise en mouvement. Ce dernier fait ainsi que la non-stabilisation des rides à grains roulants rendent caduques les théories de Blondeaux & Vittori [130] et d'Andersen [4] qui prévoient une zone de stabilité en l'occurrence des longueurs d'onde finales pour les rides à grains roulants. De plus, l'équation de transport utilisée par Blondeaux ne fait pas intervenir de seuil de mise en mouvement ce que Blondeaux justifie en affirmant que le nombre de Shields est beaucoup plus grand que le nombre de Shields critique c'est à dire qu'on est loin du seuil ce qui est contradictoire avec nos expériences.

Ainsi, le travail futur des théoriciens devra tenir compte dans l'avenir de ce seuil qui impose un mouvement des grains pendant une fraction de la demi-période d'oscillation.

Chapitre 4

L'écoulement au-dessus des rides

> Hence, the whole phenomena of the vortex ripple suggests that there is a conflict between the end-of-stroke retardation, which appears to be responsible for the vortex which heightens the ripple crest, and the mid-stroke velocity of flow which tends to flatten out the crest.
>
> Ralph Alger Bagnold, *Motion of waves in shallow water. Interaction between waves and sand bottoms.*, 1946.

Comme rappelé en introduction, il existe jusqu'à présent très peu de visualisations de l'écoulement au-dessus de rides à grains roulants dans l'eau rapportées dans la littérature [69, 65]. Grâce au nouveau dispositif expérimental, il est possible de visualiser dans le référentiel des rides les structures hydrodynamiques associées.

4.1 Techniques de visualisations de l'écoulement au-dessus des rides utilisées antérieurement

La visualisation des structures hydrodynamiques peut se faire de différentes façons : Darwin a utilisé de l'encre et des colorants [37] pour visualiser l'écoulement à faible amplitude au-dessus de rides à tourbillon préformées (cf. dernier chapitre) ; Bagnold a utilisé des particules argentées réfléchissantes [11] avec un fond rigide ondulé (cf. premier chapitre) ; Marin a utilisé la vélocimétrie Doppler laser ainsi que de la fluorescéine pour visualiser les tourbillons et mesurer des champs de vitesse et de vorticité au-dessus d'un fond rigide ondulé [84] ; Earnshaw & Greated ont utilisé la vélocimétrie par images de particules pour suivre le déplacement de tourbillons crées au-dessus d'un fond rigide ondulé mais ils ne rapportent aucune visualisation [40] ; Scherer & al. ont utilisé du kalliroscope [112] et rapportent des visualisations de tourbillons en forme de "ν " uniquement à basses fréquences ; Kaneko, Honji & Matsunaga semblent avoir visualisé des cellules de recirculation au-dessus de rides à grains roulants dans de la glycérine [54] au-dessus de rides à grains roulants [69] et dans l'eau avec une technique électrochimique ou avec des particules réfléchissantes sur un fond rigide ondulé [69, 65, 87].

Nous avons testé des colorants (fluorescents ou non) ainsi que de l'iriodine qui se sont révélés de notre point de vue inefficaces pour visualiser correctement non seulement les cellules de recirculation des rides à grains roulants mais aussi les tourbillons des rides à tourbillon en particulier à hautes fréquences comme discuté par Darwin [37] et Scherer & al. [112]. Nous avons donc opté pour une technique de vélocimétrie par image de particules avec caméra rapide utilisée par Earnshaw & Greated [40].

4.2 Montage expérimental et traitement des données

4.2.1 Principe de la vélocimétrie par images de particules (P.I.V.)

La vélocimétrie par images est une technique non intrusive permettant d'avoir accès au champ de vitesse instantané à deux dimensions dans un plan d'un écoulement ensemencé de particules réfléchissantes [12].

Habituellement, on éclaire l'écoulement par deux nappes laser de forte intensité lumineuse séparées d'un court intervalle de temps pendant lequel les particules réfléchissantes se sont déplacées. Une caméra CCD haute résolution synchronisée avec un laser pulsé est placée perpendiculairement à l'écoulement.

Les particules forment une tâche lumineuse sur les images issues de la caméra. Le principe de la mesure consiste à évaluer le déplacement des particules entre la première et la seconde image capturées par la caméra lors des impulsions laser séparées d'un intervalle de temps connu a priori. On divise l'image pixelisée en cellules de forme carrée et toutes identiques. Pour chaque cellule de la première image on identifie grâce à un processus mathématique la cellule de la seconde image qui est la mieux "corrélée" avec la première. En pratique, on calcule une fonction dite d'intercorrélation dont on identifie le maximum qui permet de mesurer le déplacement des particules initialement dans la cellule primaire. L'expression théorique de cette fonction est :

$$C(dx, dy) = \sum_{x=0,y=0}^{x<n,y<n} I_1(x, y) * I_2(x + dx, y + dy) \tag{4.1}$$

avec

$$-\frac{n}{2} < dx < \frac{n}{2} \quad et \quad -\frac{n}{2} < dy < \frac{n}{2} \tag{4.2}$$

où $I_1(x, y)$ et $I_2(x, y)$ sont les intensités d'un pixel (x,y) respectivement de la première et de la seconde cellule d'interrogation. Les déplacements dans le plan des particules sont notés dx et dy. n correspond à la taille de la cellule en pixel.

On obtient un pic dit de corrélation situé sur la surface de la cellule et dont la distance au centre est une mesure du déplacement des particules. Pour accélérer les temps de calcul, on utilise plutôt une transformée de Fourrier rapide des deux cellules et l'on multiplie le complexe conjugué d'une transformée par l'autre puis la transformée inverse du produit donne la fonction de corrélation recherchée.

On déduit le vecteur vitesse de la connaissance de la longueur et de la direction du déplacement ainsi que de l'intervalle de temps entre les deux images. On répète le calcul de la fonction de corrélation pour chaque cellule et l'on obtient autant de vecteurs qu'il y a de cellules.

Précisons que la résolution sur le déplacement peut être inférieure à la taille d'un pixel. En effet, l'intensité lumineuse d'une tache est interpolée par une fonction spline à condition que l'étendue de la tache soit plus grande qu'un pixel (typiquement de l'ordre de 3x3 pixels). Le maximum de la fonction spline correspond au maximum d'intensité lumineuse qui n'est donc pas nécessairement localisé sur la taille d'un pixel ce qui diminue la résolution spatiale à moins d'un pixel. On calcule donc la fonction de corrélation à partir de ces positions des maxima interpolés.

4.2.2 Spécificités de notre montage

Nous n'avons pas pu utiliser le système optimal laser pulsé+caméra haute résolution dans nos expériences. En effet, un laser pulsé est très encombrant or nous devons embarquer le système d'éclairage sur le dispositif ce qui impose d'utiliser une petite diode laser [77] d'une dizaine de cm de long et d'un poids de quelques grammes (longueur d'onde 685 nm ; puissance maximale 50 mW distribuée sur un angle d'ouverture de 45°). Cependant, cette miniaturisation impose un éclairage en continu nettement moins puissant qu'avec un laser pulsé. De plus, la caméra CCD est elle aussi embarquée sur le côté par un bras porteur et nous n'avons pas pu utiliser la caméra Lavision encombrante haute résolution (1280x1024 pixels) couplée au logiciel Davis 6.2 et utilisée au laboratoire. Nous avons donc employé une caméra rapide Fastcam plus légère et de résolution 540x480 pixels qui a l'avantage d'avoir une fréquence d'acquisition allant jusqu'à 250 Hz dans nos expériences contrairement à la caméra de Lavision qui est limitée à 4 Hz pour une paire d'images. La taille d'un pixel est de l'ordre de 47 μm dans nos expériences. Du fait des capacités de stockage de la caméra rapide, on ne peut enregistrer que quelques périodes suivant la résolution sélectionnée.

On injecte dans l'entrefer du nouveau dispositif 4 à 5 cuillères à café de mélange de particules en plastique de taille $d_p = 60\ \mu m$ [97] et de densité $\rho_p = 1,03\ g/cm^3$ avec du mouillant "photo". Selon la quantité de particules, les images sont adaptées soit à la visualisation simple (forte quantité) soit à la vélocimétrie ("nuit étoilée"). Nous avons essayé d'utiliser des particules de tailles plus petites ($d_p = 10\ \mu m$) mais la diode laser n'éclaire pas suffisamment ces particules pour que le logiciel de PIV arrive à les distinguer. Ainsi, la résolution de nos champs de vitesse est limitée par notre technologie embarquée ce qui a pour conséquence directe que les grandeurs dérivées comme la vorticité ou la contrainte de cisaillement ne sont pas mesurables avec notre dispositif.

Nous n'avons pas corrigé la modification de la trajectoire des rayons lumineux induite par la courbure de notre dispositif car la taille typique des structures observées est centimétrique ce qui est un ordre de grandeur plus petit que le rayon moyen ($R'_{moyen} = 13,55\ cm$).

L'ensemble du montage est recouvert d'une couverture noire pour éviter que des éclairages externes viennent parasiter l'illumination par la diode laser embarquée qui crée la nappe

laser dans l'entrefer à 90° de la caméra.

4.2.3 Réglage pour les calculs sous le logiciel Lavision

En raison de la disparition ou de l'apparition de particules réfléchissantes dans la cellule de calcul, il arrive que plusieurs pics de corrélation soient détectés donc le calcul des vecteurs vitesse est erroné. On peut limiter ce type d'erreur en adoptant une technique dite à passages multiples et calculer une fonction de corrélation-test sur une cellule plus grande que la taille optimale puis on diminue la taille de la cellule et on cherche le maximum de la fonction de corrélation dans la direction du déplacement trouvée pour la cellule précédente [Fig. 4.1]. En pratique, la plus grande cellule est de 64x64 pixels et la plus petite est de 12x12 pixels.

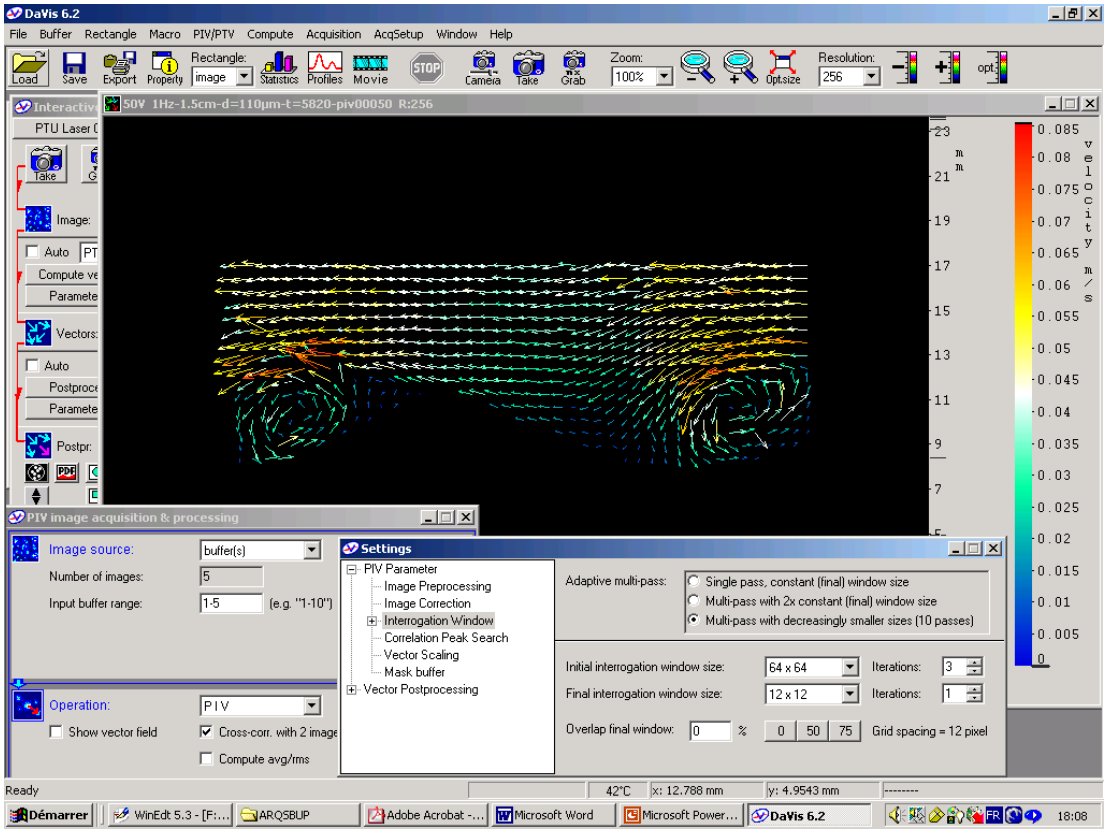


FIG. 4.1 – Capture d'écran du logiciel Davis de Lavision.

On peut évaluer la qualité de chacun des vecteurs du champ de vitesse grâce au rapport Q entre l'intensité du premier pic de corrélation sur le second. On vérifie sur l'histogramme

des valeurs de Q que celui-ci est plus grand que 1. Dans nos expériences, 98% des vitesses correspondent au premier pic et le reste se redistribue entre le second pic et les résultats incorrects. En cas de problème, on calcule l'écart-type du vecteur avec son entourage (8 voisins en pratique) et s'il dépasse un certain seuil fixé par l'expérimentateur on remplace le vecteur calculé à partir du premier pic par celui correspondant au second, au troisième sinon il est supprimé. On détermine donc toujours un vecteur qui est soit le vecteur réel soit la résultante du mouvement de son entourage mais l'on supprime systématiquement les artefacts.

Comme une partie de l'image correspond au milieu granulaire, nous avons appliqué un masque pour ne garder que la partie correspondant à l'écoulement. En effet, il arrive que le logiciel calcule des vecteurs vitesse sous la ride. Nous nous sommes focalisés sur l'écoulement mais nous avons constaté que le logiciel arrive à capturer le mouvement individuel des grains surtout en surface ce qui montre en particulier l'existence d'une vitesse de glissement à l'interface. Ceci démontre la possibilité future d'une étude couplée du mouvement du fluide ainsi que des grains.

Des champs de vitesse, on peut extraire facilement les lignes de courant qui sont particulièrement intéressantes pour une comparaison avec les simulations numériques.

4.3 Article

Soumis à Physics of Fluids

4.4 Résultats complémentaires

4.4.1 L'écoulement au-dessus des rides à grains roulants

> Lord Rayleigh has considered the formation of aerial vortices over a vibrating plate. It seems possible that an application might be made of similar modes of approximation to the question of water oscillating over a corrugated bottom. Even a very rough solution would probably throw much light on the exact changes which the ripple-making vortices undergo, and any guidance from theory would much facilitate observations.
>
> George Darwin, *On the formation of ripple-mark in sand*, 1883.

Contexte théorique

Chladni a publié en 1787 un traité sur la vibration de plaques métalliques. Chacune de ces plaques, saupoudrée de sable, est frottée en un point de son pourtour au moyen d'un archet de violon. La plaque vibre et émet un son en agitant les grains de sable qui se trouvent en surface. Ceux-ci s'arrangent en figures géométriques. Plus précisément, ils sont éjectés des régions de la plaque où l'amplitude des vibrations est maximale (lignes ventrales), et se rassemblent le long des endroits où l'amplitude est faible ou nulle (lignes nodales). Savart en 1820, puis Faraday en 1831 ont constaté une anomalie lorsque l'on saupoudre la plaque avec une poudre plus légère que le sable. En effet, la poudre s'accumule sur les lignes ventrales et s'écartent des lignes nodales. Cet effet disparaît dans le vide alors que les figures de Chladni sont toujours observées. Rayleigh a expliqué cette anomalie en 1883 grâce à l'action de courants d'air qui sont expulsés au niveau des lignes ventrales et qui sont aspirés au niveau des nœuds. Il a résolu l'équation de Navier-Stokes de manière perturbative en prenant en compte le terme non-linéaire et en considérant une onde plane monochromatique et stationnaire pour le mouvement de la plaque. L'écoulement est confiné dans une couche limite d'épaisseur δ et le maximum de la vitesse induite est proportionnel à U_0^2/c où U_0 est la vitesse maximale de la plaque et c est la célérité des ondes progressives dont la superposition donne l'onde stationnaire. Rayleigh a fait la remarque fondamentale suivante [36] : "There are kindred problems relating to the behavior of a viscous fluid in contact with walls for which it can be proved that certains features of the motion which could not enter into the solution, were the viscosity ignored from first, are nevertheless independent of the magnitude of the viscosity, and therefore not to be eliminated by supposing the viscosity to be infinitely small. We cannot therefore, avoid considering this motion by supposing the coefficient of viscosity to be very small, the maintenance of the vortices becoming easier in the same proportion as the forces tending to produce the vortical motion diminish."

Comme rappelé dans la citation liminaire, c'est Darwin qui en 1883 a supposé le premier que la formation des rides pouvaient s'expliquer par un mécanisme proche de celui décrit par Rayleigh. En présence d'un fond ondulé, l'amplitude de la vitesse d'un fluide en oscillation $u_{//} = U_0(x)cos(2\pi ft)$ varie dans la direction longitudinale. La continuité du fluide $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$ induit l'existence d'une vitesse $u_\perp$ transverse à l'interface dont l'ordre de grandeur

est $u_\perp \sim -\delta \frac{\partial u_{//}}{\partial x}$ à une distance δ de la paroi. En conséquence, chaque couche de fluide parallèle au fond ondulé est soumise à une contrainte de cisaillement non-linéaire qui a pour origine le transfert de quantité de mouvement par unité de surface et de temps $(\rho u_{//})u_\perp$ où ρ est la densité du fluide. On dit alors que la vitesse transverse transporte une quantité de mouvement longitudinale avec elle. La moyenne temporelle sur une période $T = 1/f$ de cette contrainte de cisaillement $\overline{\rho u_{//} u_\perp}_T$ augmente la vitesse longitudinale dans la couche limite d'une quantité non-oscillante $u_{Rayleigh}$ qui croit jusqu'à ce que la contrainte de cisaillement visqueuse l'équilibre :

$$\overline{\rho u_{//} u_\perp}_T \sim \rho\nu \frac{u_{Rayleigh}}{\delta} \tag{4.3}$$

où l'on a évalué $u_{Rayleigh}$ à une distance δ de la paroi. Si on utilise le fait que $\overline{cos^2(2\pi ft)}_T = 1/2 \sim O(1)$ ainsi que l'expression de la couche limite dans un écoulement oscillant $\delta = \sqrt{\nu/\pi f}$, on peut estimer l'ordre de grandeur de l'écoulement de recirculation (loi de Rayleigh) :

$$u_{Rayleigh} \sim -\frac{U_0}{f}\frac{\partial U_0}{\partial x} \tag{4.4}$$

Cet écoulement redressé (en suivant la terminologie de [102]) peut s'étendre ou non suivant la valeurs des paramètres au-delà de la couche limite de Stokes sur une épaisseur que l'on appelle couche de Stuart. Comme pour la dérive de Longuet-Higgins, la vitesse de dérive de Rayleigh résulte du caractère périodique en temps du phénomène ainsi que de la prise en compte des non-linéarités et plus précisément de la variation longitudinale de la vitesse longitudinale qui est l'expression du non-parallélisme de couches de fluide induit par la présence des rides. Pour un cylindre oscillant dans un fluide au repos, Schlichting [113] a montré que la valeur du coefficient de proportionnalité de la loi de Rayleigh qui est d'ordre un par analyse dimensionnelle est égale à 3/4. Cuevas et al. ont étendu le calcul au cas des rides de faibles hauteurs et pour des faibles amplitudes par rapport à la longueur d'onde d'un fond sinusoïdal tel que l'amplitude d'oscillation est beaucoup plus grande que la couche limite de Stokes. Ils ont corrigé la loi de Rayleigh par une modulation de vitesse proportionnelle à la hauteur de la ride [34].

Nous retrouvons facilement la vitesse de dérive de Longuet-Higgins induite par la non-uniformité spatiale des vagues en prenant comme ordre de grandeur du gradient de vitesse longitudinale :

$$\frac{\partial U_0}{\partial x} \sim \frac{U_0}{\lambda_v} \tag{4.5}$$

où λ_v est la longueur d'onde de la vague.

De manière assez paradoxale, la valeur de la vitesse de Rayleigh juste au-dessus de la couche limite de Stokes est indépendante de la viscosité malgré le fait que le phénomène soit créé dans la couche limite visqueuse. Pour la dérive induite par les vagues, M. Longuet-Higgins explique ceci de la manière suivante (Communication personnelle) : " the limit of the flow as the viscosity tends to zero is not the same as the flow in a perfect fluid with zero viscosity. If there is any viscosity at all (as there is in water) another boundary-condition must be satisfied, the condition that the horizontal velocity at the bottom be

zero. The thickness of the boundary-layer, in the case of small but non-zero viscosity does indeed tend to zero, but the velocity near the bottom but just outside the boundary-layer tends to a non-zero value, independent of the viscosity. At first glance, this does indeed seem paradoxical, but it is less so when you consider that you must solve a fourth-order differential equation, and how reliable is one's intuition in that case ? "

On peut donner des explications alternatives à l'origine de la vitesse de dérive dont je dois la première à une discussion avec O. Cadot. Imaginons qu'une couche de fluide soit courbée par la présence de la paroi. Pendant la première demi-période, considérons que l'écoulement va de la gauche vers la droite. Une particule de fluide qui passe au-dessus de la crête d'une ride devrait suivre une trajectoire courbée en suivant la courbure convexe de la crête mais à cause de son inertie, la particule préfère suivre une trajectoire rectiligne ce qui induit une vitesse transverse vers le haut. Plus simplement, la particule de fluide est éjectée vers le haut par la force centrifuge dans sa trajectoire convexe. Le même argument prévaut pendant l'autre demi-période et on peut dire qu'en moyenne le fluide est pompé vers le haut. Dans le creux où la trajectoire idéale est concave, le pompage est inversé. La vitesse près de la paroi est dirigée des creux (où le fluide est pompé) vers les crêtes (où le fluide est expulsé). Maintenant, le jet de fluide qui est pompé vers le creux de la ride doit par continuité se séparer et l'on se retrouve donc avec deux cellules contra-rotatives qui se superposent à l'écoulement principal. On doit préciser les conditions limites loin de la paroi car les cellules de recirculation doivent se refermer. Pour l'instant, cette explication ne fait pas intervenir la viscosité. Or, si le fluide était parfait il n'y aurait pas de mécanisme limitant l'accélération continue de la recirculation par le mécanisme de pompage-expulsion. C'est ici que la viscosité joue et vient contrebalancer la force centrifuge dans la couche limite.

On peut aussi en suivant F. Charru [30] considérer qu'une région de vorticité créée au-dessus d'une crête dans le sens horaire est advectée par l'écoulement principal dirigé vers la droite. Au cisaillement sur la pente descendante de la ride, dirigé vers la droite et causé par l'écoulement principal vient se superposer un cisaillement en sens inverse induit par la zone de vorticité advectée pour pouvoir satisfaire la condition de non-glissement à la paroi caractéristique d'un fluide visqueux. Le même argument est valable dans l'autre sens et on peut dire qu'en moyenne le fluide cisaille la ride des creux vers les crêtes.

Visualisation de l'hydrodynamique associée aux rides à grains roulants

Nous avons montré une visualisation de l'écoulement au-dessus de rides à grains roulants pendant une coalescence dans l'article. La Figure 4.2 montre le tourbillon transitoire pleinement développé au moment du changement de sens de l'écoulement principal de Stokes en l'absence de coalescence. En pratique, c'est une visualisation indirecte des lignes de courant. En effet, une image à $25Hz$ issue d'une caméra CCD via une carte d'acquisition est en fait la superposition de deux images prises à $50Hz$ correspondantes aux trames paires et impaires. Certes ce petit défaut technologique de notre montage peut être corrigé par traitement d'images mais le tourbillon apparaît plus clairement car une particule ensemencée dans l'écoulement se déplace entre l'image paire et l'image impaire et sa trace constitue le début d'une ligne de courant.

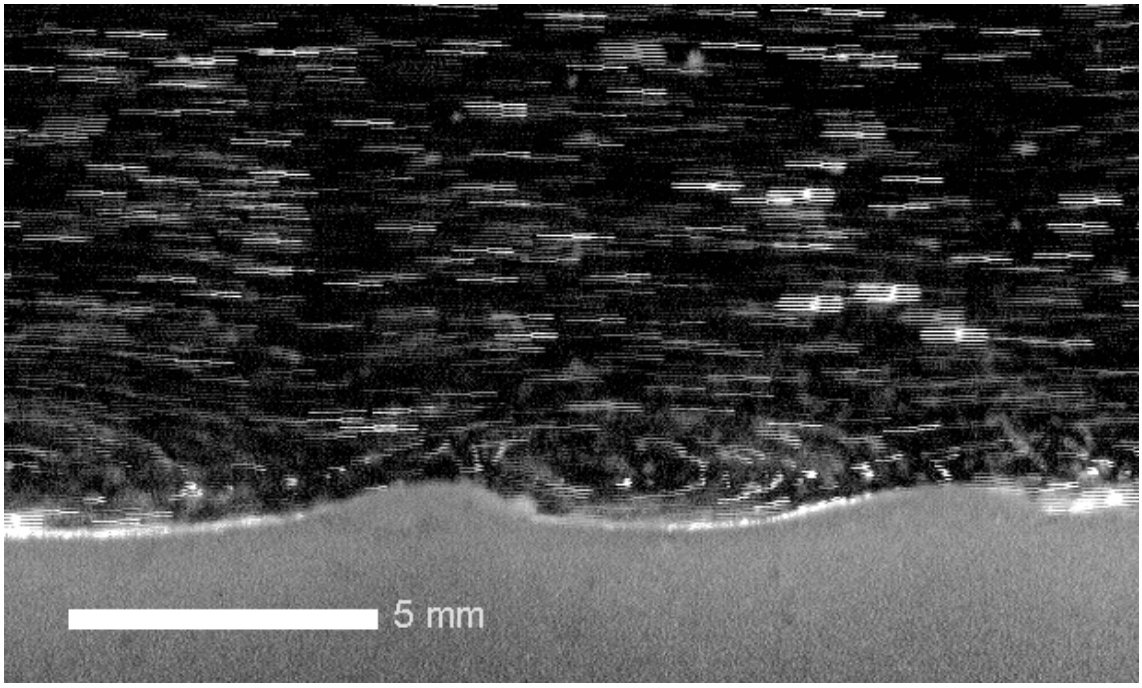


FIG. 4.2 – Visualisation de l'écoulement au-dessus d'une ride à grains roulants avec des traceurs en éclairage laser. L'écoulement principal va de la gauche vers la droite. Les paramètres sont : $1Hz - 1,5cm - 110\mu m$.

Nous rapportons un film correspondant au temps de vie du tourbillon transitoire sur la Figure 4.3. L'écoulement va de la droite vers la gauche sur la Figure 4.3 (a). On constate sur les Figures 4.3 (a) et (b) que la structure hydrodynamique apparaît sur le bord gauche de la ride de droite en accord avec les simulations numériques [Fig. 9 de l'article]. Le tourbillon occupe toute la place entre les deux rides [Fig. 4.3 (c)], monte [Fig. 4.3 (d)] puis disparaît au profit d'un courant de fluide rapide qui épouse la forme du fond [Fig. 4.3 (e)] avant que le cisaillement soit l'unique caractéristique de l'écoulement renversé [Fig. 4.3 (f)].

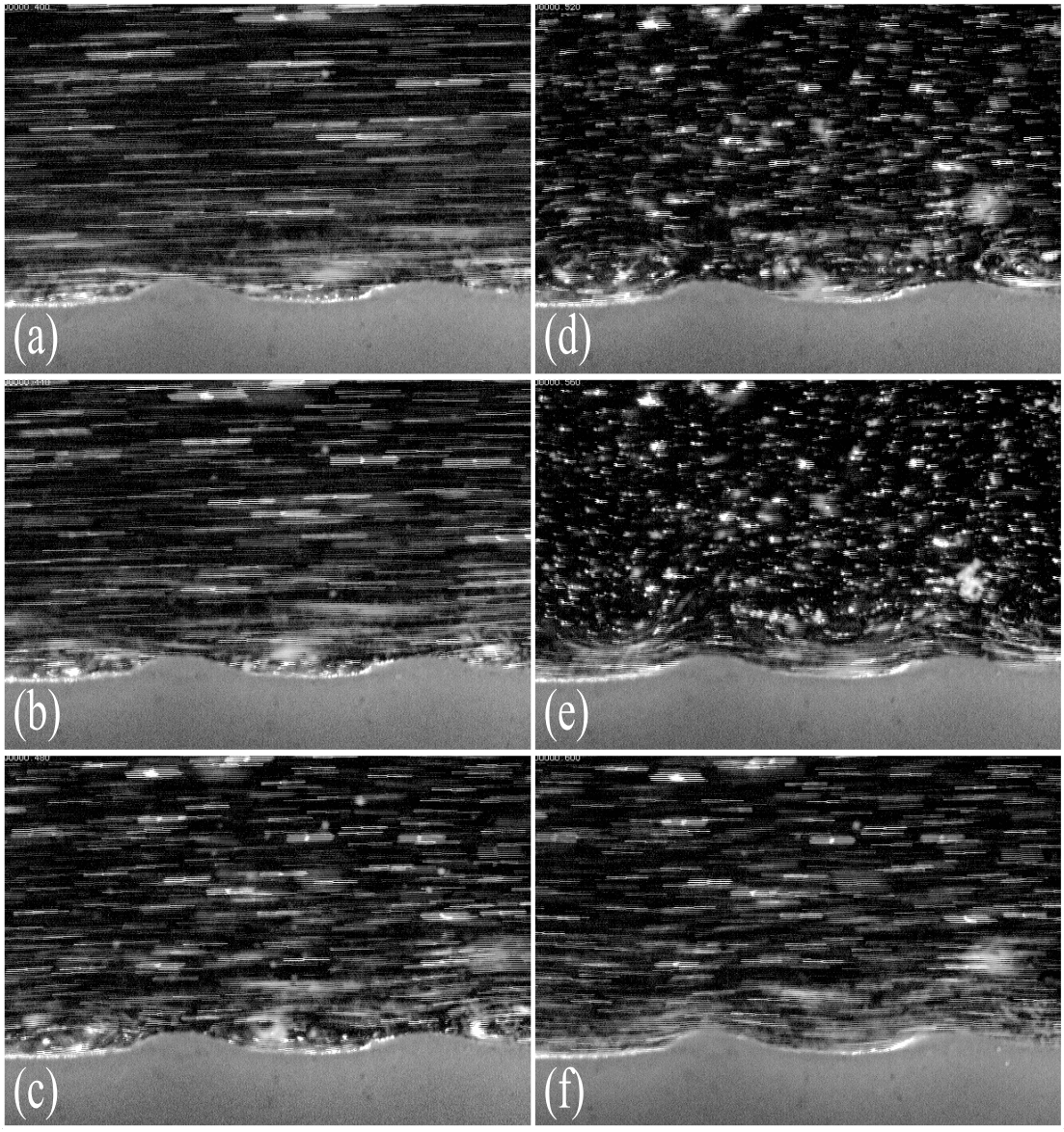


FIG. 4.3 – Film de l'écoulement au-dessus d'une ride à grains roulants avec des traceurs en éclairage laser. Les paramètres sont : $1Hz - 1,5cm - 110\mu m - dt = 40ms$.

Velocimétrie par images de particules du tourbillon transitoire

Nous montrons sur la Figure 4.4 pour la première fois à notre connaissance le champ de vitesse au-dessus de rides à grains roulants réelles. L'écoulement est dirigé de la gauche vers la droite sur la Figure 4.4 (a) et on constate que la vitesse est quasi-nulle dans le creux de la ride. Ensuite, l'écoulement ralentit plus vite dans le creux où le champ de vitesse s'inverse par rapport à la zone supérieure aux rides [Fig. 4.4 (b)]. Un tourbillon transitoire se développe [Fig. 4.4 (c)] en occupant toute le creux de la ride ; il est ensuite expulsé puis disparaît au profit d'un jet épousant la forme des rides et dont la vitesse est maximale dans les creux [Fig. 4.4 (e)]. Enfin, le cisaillement diffuse dans toute la partie supérieure et il est bientôt maximal au niveau des crêtes [Fig. 4.4 (f)].

Lignes de courant associée aux rides à grains roulants

Pour compléter les résultats de l'article sur l'écoulement, nous reportons sur les Figures 4.5 et 4.6 les lignes de courant colorées par le module de la vitesse avec un intervalle de temps plus court (jusqu'à 4ms).

La forme de l'écoulement obtenue en termes des lignes de courant est très similaire à l'écoulement oscillant dans des tubes ondulés ou entre des plaques ondulées voire entre une tôle ondulée et une plaque plane. Ces travaux ont été réalisés principalement par Sobey [119, 120] et Ralph [105] dans l'étude de mélangeurs utilisés en médecine pour oxygéner des échantillons sanguins avec les géométries précédentes. Ces auteurs ont observé un tourbillon transitoire issue de la séparation de la couche limite ayant les mêmes caractéristiques que celui associé aux rides à grains roulants.

On peut désormais questionner les résultats de Kaneko & Honji [69]. En effet, comme rapporté par Hagerty [54] l'utilisation de la glycérine permet d'observer des structures hydrodynamiques sans que l'on ne comprenne vraiment ce que l'on visualise. On constate que les lignes qui constituent les cellules ne sont pas fermées contrairement aux lignes de courant qui sont closes. Ainsi, il nous semble possible que les lignes observées dans la glycérine correspondent plus à des lignes d'émission. En tout cas, les visualisations de Kaneko & Honji ne correspondent pas à l'écoulement réel (le tourbillon transitoire) que nous avons mis en évidence pour la première fois à notre connaissance.

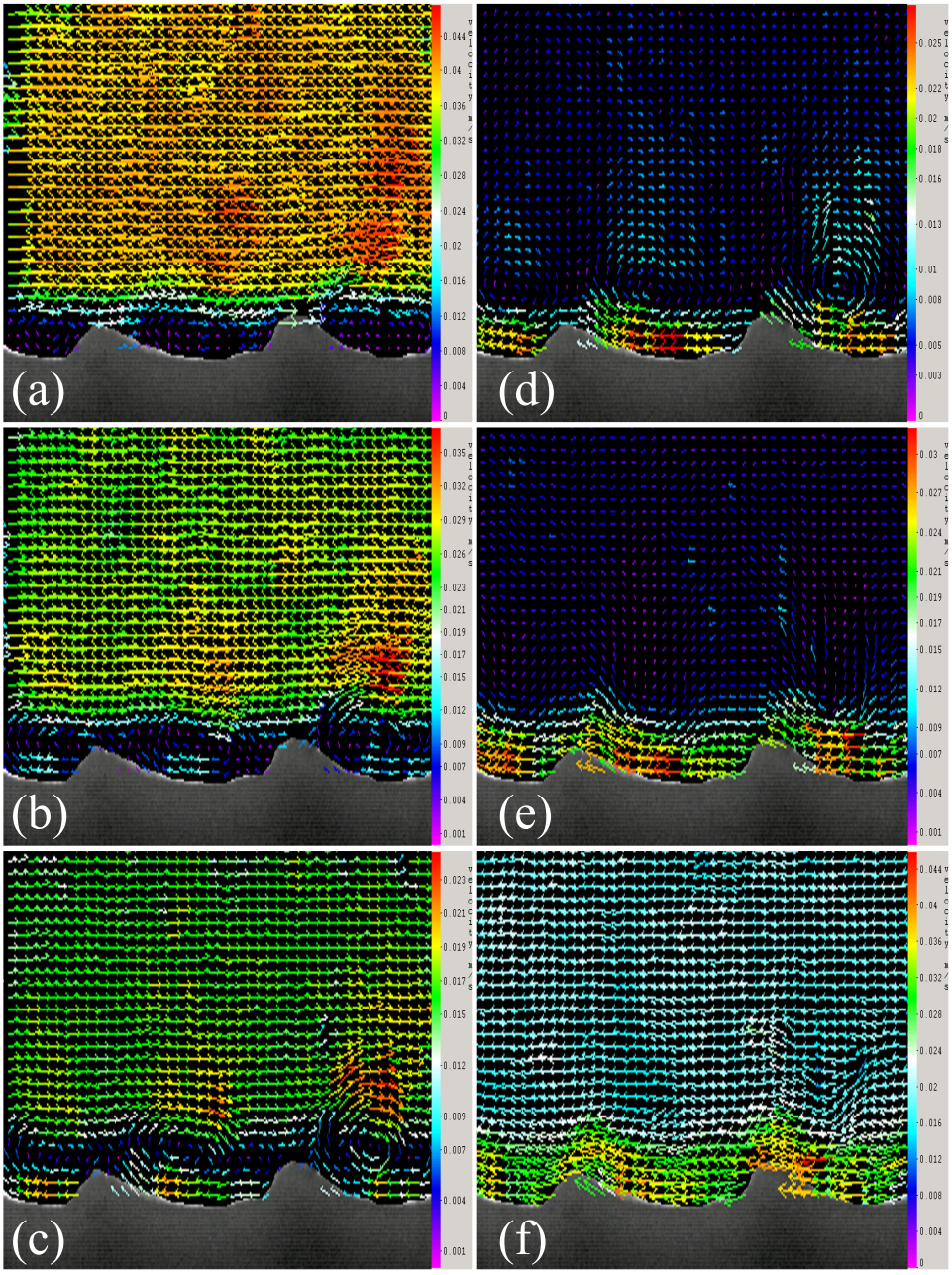


FIG. 4.4 – Champ du vecteur vitesse du tourbillon transitoire. Les couleurs correspondent au module de la vitesse. Les paramètres sont : $1Hz - 1,5cm - 110\mu m - t = 1620s - dt = 20ms$.

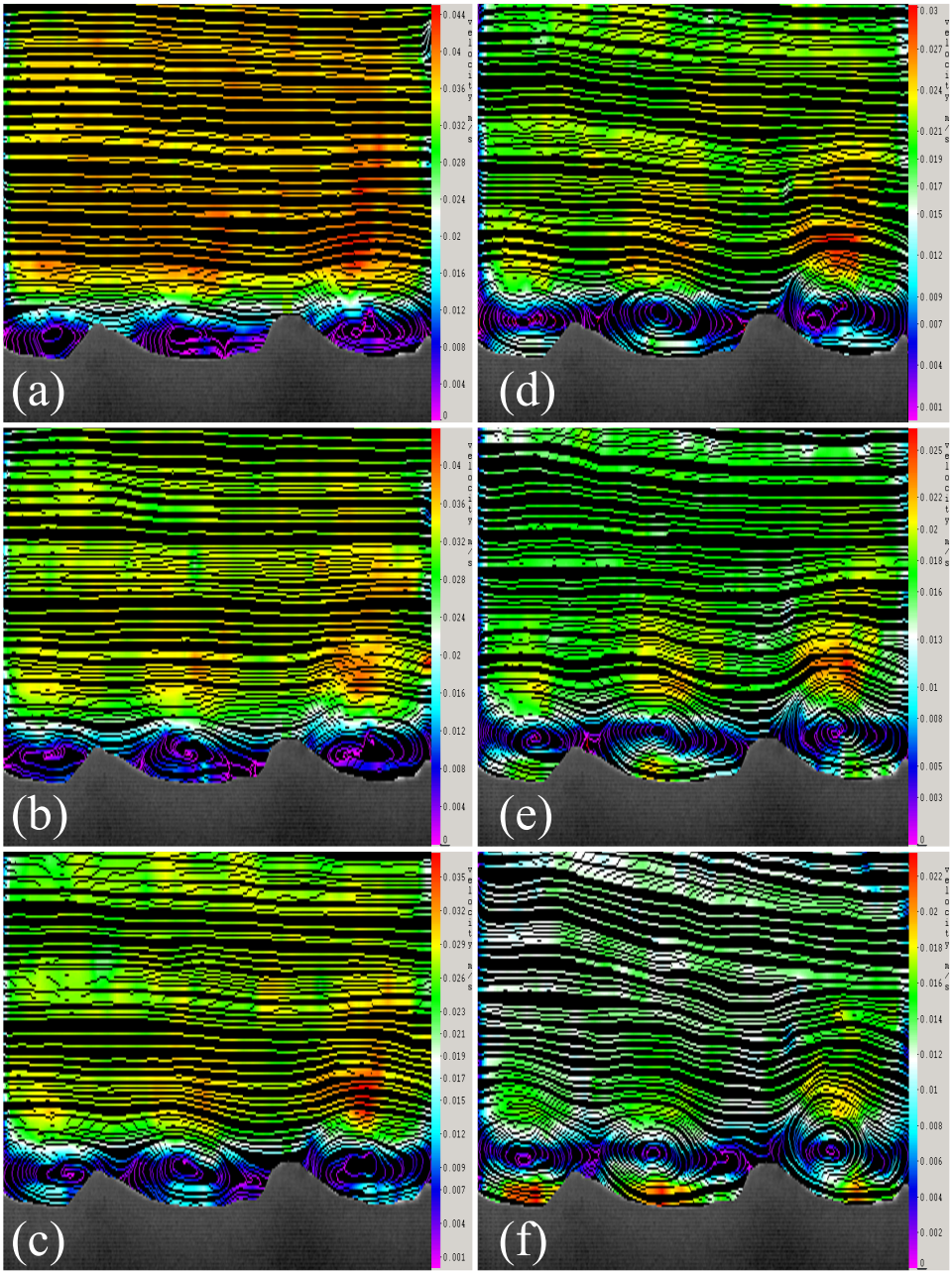


FIG. 4.5 – Lignes de courant expérimentales au-dessus d'une ride à grains roulants pendant la création et le développement du tourbillon transitoire. Les couleurs correspondent au module de la vitesse. Les paramètres sont : $1Hz - 1,5cm - 110\mu m - t = 1620s - dt = 8ms$.

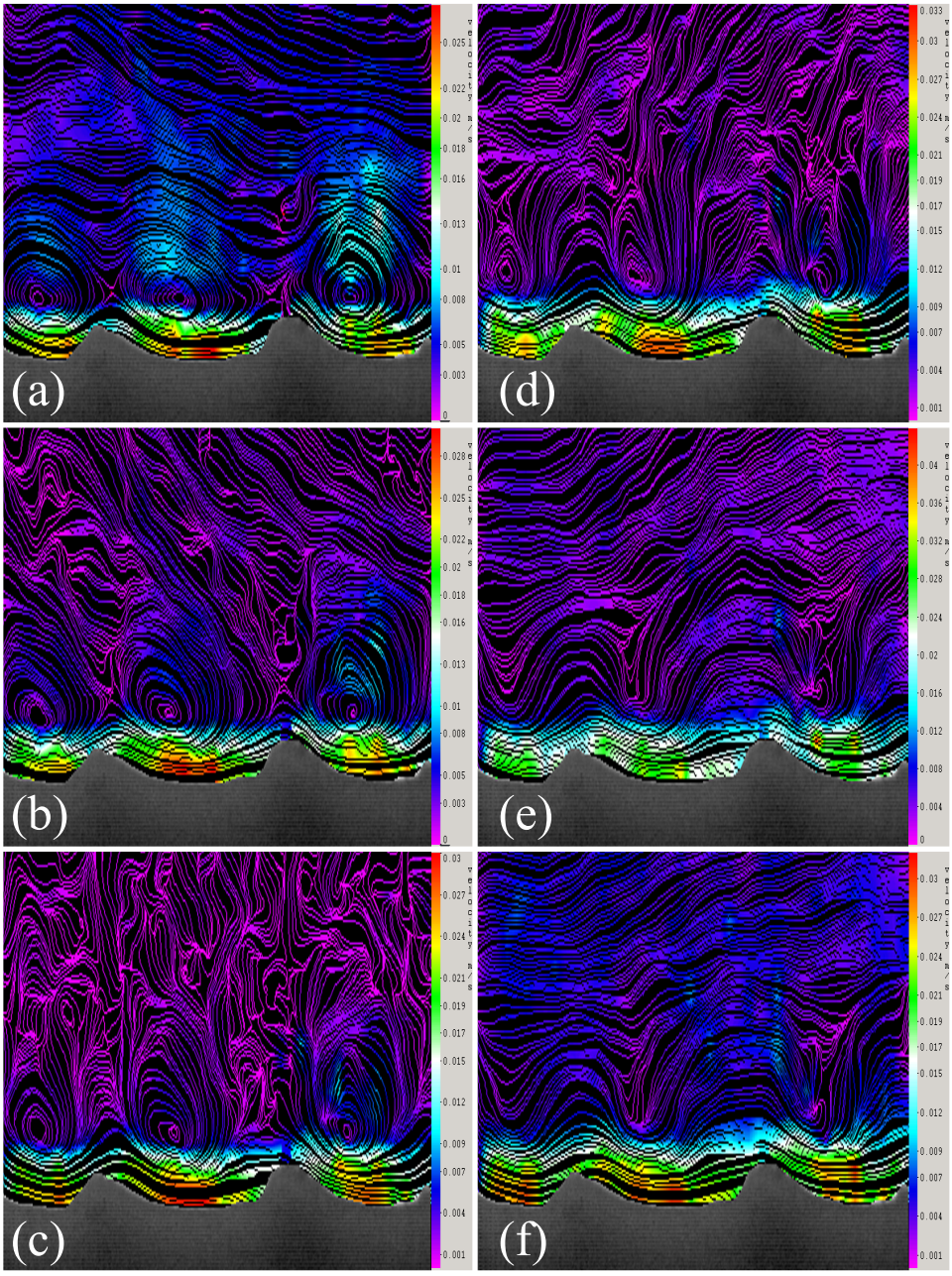


FIG. 4.6 – Lignes de courant expérimentales au-dessus d'une ride à grains roulants pendant l'éjection et la disparition du tourbillon transitoire. Les couleurs correspondent au module de la vitesse. Les paramètres sont : $1Hz - 1,5cm - 110\mu m - t = 1620s - dt = 4ms$.

Scenarii possibles concernant l'influence du vortex transitoire sur le transport

L'instabilité d'une interface eau-sable sous écoulement oscillant s'explique habituellement de la manière suivante : une perturbation initiale de l'interface est amplifiée par le transport de grains du minimum vers le maximum de cette perturbation ; ce transport résulte d'une modification de l'écoulement principal se traduisant par la présence d'une paire de cellules de recirculation contra-rotatives qui se superpose à l'écoulement principal.

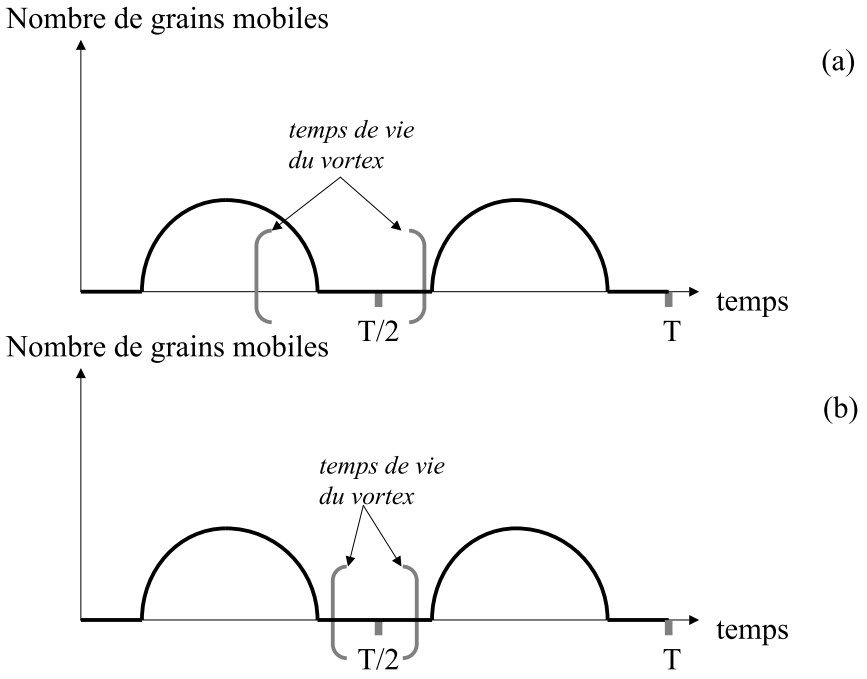


FIG. 4.7 – Contribution éventuelle du tourbillon transitoire au transport.

Nos observations peuvent faire douter de cette explication. En effet, le tourbillon transitoire des rides à grains roulants participe-t-il au transport de grains ? Il est légitime de se poser cette question car il est bien connu que le tourbillon d'une ride à tourbillon contribue au transport d'une manière indépendante au cisaillement alternatif principal. La réponse à la question soulevée est cruciale car elle peut expliquer finalement l'emploi de deux expressions "rides à grains roulants" et "rides à tourbillon" pour caractériser les structures hydrodynamiques que l'on observe au-dessus des rides. Stricto sensu, nous avons montré dans l'article sur l'écoulement que les rides à grains roulants sont des rides à tourbillon et réciproquement.

Ensuite, la contribution éventuelle du tourbillon transitoire au transport explique-t-elle l'amplification d'une perturbation de départ et donc l'instabilité ?

Maintenant, considérons que le nombre de grains mobiles soit une mesure du transport. Pendant une demi-période d'oscillation, la vitesse augmente, atteint un maximum et s'an-

nule éventuellement. On s'attend donc à ce que le nombre de grains mobiles qui est une fonction a priori inconnue de la vitesse en fasse autant avec un éventuel déphasage. Des visualisations à la caméra rapide du mouvement individuel des grains corroborent cette description simplifiée du transport. Nous proposons deux scénarii possibles pour le rôle du tourbillon transitoire : soit son temps de vie empiète sur une voire deux phases où les grains sont mobiles et il contribue au transport [Fig. 4.7 (a)] ; soit son temps de vie ne correspond pas aux phases où le nombre de grains mobiles est non-nul et alors il ne participe pas au transport [Fig. 4.7 (b)].

Dans le cas (a), on peut se demander alors quelle est l'importance relative de la contribution au transport des cellules de recirculation pendant la phase de cisaillement par rapport au tourbillon transitoire. Dans le cas (b), seules les cellules de recirculation pendant la phase de cisaillement peuvent alors expliquer l'instabilité.

Seules des études fines couplant le transport des grains à l'écoulement permettront de répondre aux questions soulevées dans cette sous-section.

Forme des cellules de recirculation au moment de la transition

Nous nous sommes demandés s'il était possible de trouver un critère hydrodynamique afin de caractériser la transition des rides à grains roulants vers les rides à tourbillon. Nous constatons sur la Figure 4.8 que les lignes de courant moyennées sur une période au moment de la transition ont tendance à former des paires de cellules de recirculation inclinées et dissymétriques. Cependant, il est difficile de dire si cet effet n'est pas la trace des coalescences entre rides, et une étude plus poussée devrait être menée sur ces deux aspects susceptibles de modifier la symétrie des cellules contrarotatives...

Influence du paramètre r sur le vortex transitoire

Dans l'article sur l'écoulement, nous avons discuté de l'influence du paramètre $r = 2A/\lambda$ sur la position et la forme du vortex transitoire au-dessus des rides à grains roulants. En particulier, les calculs numériques montrent que lorsque le vortex est pleinement développé avant le changement de sens, celui-ci occupe tout l'espace entre deux crêtes et de manière symétrique pour des valeurs de r supérieures à l'unité. Dès que r décroît, le vortex migre vers la crête des rides. Nous avons donc diminué expérimentalement l'amplitude ($A = 0,4cm$) de l'écoulement sur des rides à grains roulants formées avec les paramètres suivant : $f = 1Hz$, $A = 1,5cm$, $d = 110\mu m$ et $t * f = 1500$. Le paramètre r est environ égal à 1 avec la nouvelle amplitude. Nous reportons sur la Fig. 4.9 les lignes de courant du tourbillon transitoire lorsque celui-ci est pleinement développé et nous constatons que le vortex transitoire est décalé vers la crête de la ride comme prédit par la Fig. 12 (c) de l'article. Nous n'avons pas pu descendre plus bas en amplitude car alors les mouvements des particules de plastiques sont tellement petits que le logiciel de PIV est incapable de déterminer un champ de vitesse exploitable.

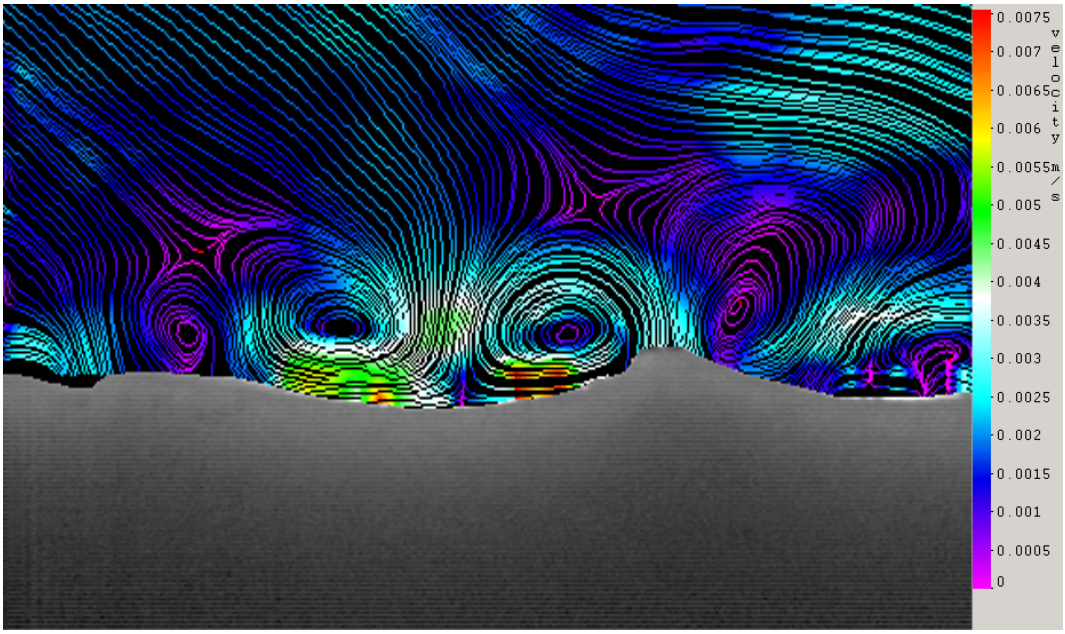


FIG. 4.8 – Lignes de courant expérimentales moyennées sur une période au-dessus de rides à grains roulants au moment de la transition. Les couleurs correspondent au module de la vitesse. Les paramètres sont : $1Hz - 1,5cm - 110\mu m - t = 1980s$.

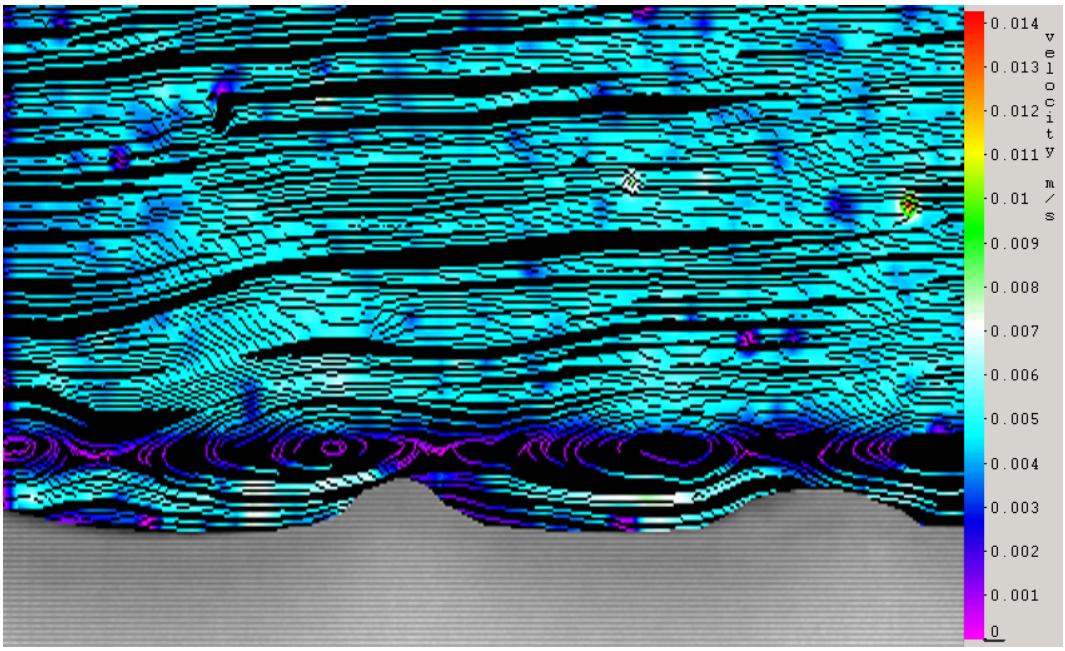


FIG. 4.9 – Lignes de courant expérimentales au-dessus d'une ride à grains roulants pour une valeur de $r = 1$. Les couleurs correspondent au module de la vitesse.

4.4.2 L'écoulement au-dessus des rides à tourbillon

> The path of the bulk of the lifted grains is such that they come to rest just at the crest of the ripple ; and it seems to be this fact that maintains the ripple system in equilibrium and controls the size of the ripple. With grains of a high terminal velocity of fall, none of them overshoot the crest into the water above, and there is no suspended sand cloud. But with fine or with light grains a proportion of them get involved in the water of the vortex and are carried up with it. After the grains from the bottom have been lifted to the crest there is, except with very short strokes, a short pause till the vortex on its upward journey parallel with the ripple slope has passed the crest and become separated from the ripple altogether. By this time the ripple has just begun to move backward in the reverse direction. A jet of water now begins to squirt down the outward slope of the ripple, between the crest and the departing vortex. This jet flicks a volley of grains from the crest downwards parallel with the outward ripple slope. The grains impinge violently on the sand surface at the bottom, ricochet off it, scoring out a hollow where they strike, and finally come to rest beyond, where they gradually collect and build up the ridge of a second ripple. As the return stroke proceeds no further grain movement takes place in the trough until the end of the stroke, when new vortices perform the same operation in the opposite direction. But during the stroke, while there is no large vortex in the ripple trough, the velocity of the water flow over the crest tends to flatten it by dislodging the grains at the sharp cusp and rolling them over down the lee side.
>
> Ralph Alger Bagnold, *Motion of waves in shallow water. Interaction between waves and sand bottoms.*, 1946.

Contexte théorique

Nous avons discuté dans l'article des calculs analytiques susceptibles de décrire l'écoulement au-dessus des rides à grains roulants. Ils sont en particulier valables pour de faibles valeurs des paramètres $\epsilon = h/2\delta$ et $r = 2A/\lambda$. Si l'on veut décrire l'écoulement au-dessus des rides à tourbillon, on est contraint d'avoir recours au calculs numériques excepté en l'absence de séparation de l'écoulement.

Pour des petits r, Hara & Mei [57] ont montré analytiquement l'existence de cellules de recirculation qui s'étendent au-delà de la couche limite de Stokes sur une épaisseur dite de Stuart de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde.

En présence de séparation, Longuet-Higgins a utilisé une technique dite à tourbillons ponctuels [75] : l'écoulement est non-visqueux excepté au niveau des crêtes où une couche de vorticité est approximée par une ligne de tourbillon ponctuels qui sont ensuite advectés par l'écoulement irrotationnel.

Des raffinements ont ensuite été apportés avec les techniques dites "vortex in cell" pour prendre en compte la viscosité qui génère de la vorticité tout au long de la surface de la ride [125] : Tran Thu prévoit en particulier l'existence d'un unique vortex.

Des méthodes pseudo-spectrales ont été utilisées en particulier par Blondeaux & Vittori [20] et ces auteurs prévoient l'existence d'une paire de tourbillons qui avait été déjà décrite par Longuet-Higgins. Le tourbillon secondaire a pour rôle d'éjecter le tourbillon primaire au-dessus de la ride.

Perrier [101] rapporte dans sa thèse une comparaison entre plusieurs modèles numériques et des résultats expérimentaux en particulier ceux de Eanshaw & Greated : il semble que

la méthode de tourbillons ponctuels soit la plus efficace pour reproduire les champs de vorticité.

Cependant, toute ces techniques sont limitées par le coût prohibitif des calculs dès que le nombre de Reynolds devient élevé. Andersen a néanmoins effectué des calculs dans le cas turbulent et il rapporte des champs de vitesse moyennés qui sont caractérisé par la présence d'un unique vortex [2].

Visualisation de l'hydrodynamique associée aux rides à tourbillon

Bien que nous nous sommes pas focalisés sur l'hydrodynamique des rides à tourbillon, nous allons présenter quelques visualisations du tourbillon associé à ce type de ride.

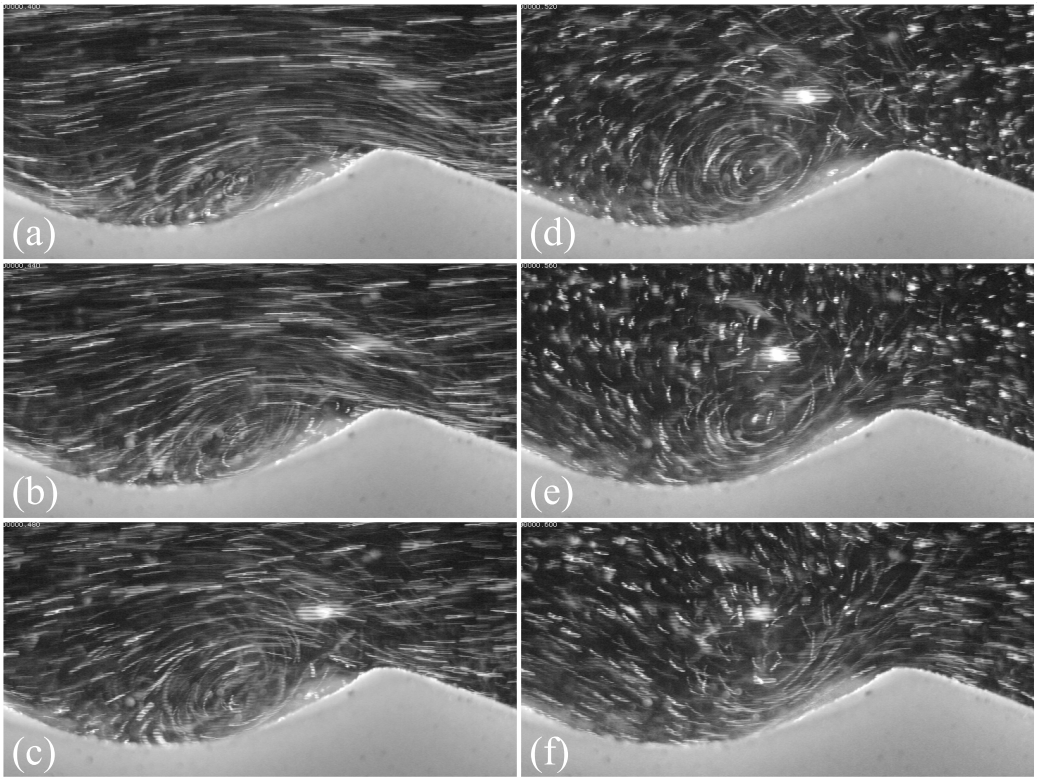


FIG. 4.10 – Film de l'écoulement au-dessus d'une ride à tourbillon avec des traceurs en éclairage laser. Les paramètres sont : $1Hz - 1,2cm - 110\mu m - t = 81300s - dt = 40ms$.

L'écoulement au-dessus d'une ride à tourbillon est proche de celui derrière une marche. Pour de faibles vitesses, l'écoulement épouse la forme de la ride puis une unique bulle de recirculation apparaît [Fig. 4.10 (a)], grossit [Fig. 4.10 (b), (c) et (d)] avant d'être éjectée du creux de la ride [Fig. 4.10 (e)] et d'être remplacée par un jet opposé à l'écoulement principal [Fig. 4.10 (f)].

Lignes de courant associée aux rides à tourbillon

Blondeaux & Vittori ont calculé les lignes de courant correspondantes à l'hydrodynamique au-dessus des rides à tourbillon [20]. Ils prévoient l'existence d'un tourbillon secondaire à l'origine de l'expulsion du tourbillon primaire créé par la séparation [Fig. 4.11 (h)].

Nous avons voulu tester cette prédiction. Nous avons extrait des champs de vitesse les lignes de courant associées aux rides à tourbillon. On ne constate pas sur la Figure 4.12 la présence d'un tourbillon secondaire ce qui tend à prouver qu'un autre mécanisme est à l'origine de l'expulsion du tourbillon. En effet, l'examen attentif des Figures 4.12 (g) et (h) tend à prouver que comme décrit par Bagnold [11], c'est la formation d'un jet rapide de fluide le long de la ride qui provoque l'expulsion du tourbillon de manière similaire au cas des rides à grains roulants rencontré précédemment. Il est important dans l'avenir de coupler une étude du mouvement des grains avec la visualisation de l'écoulement pour pouvoir identifier le rôle relatif du tourbillon, du jet et du cisaillement principal dans le transport des grains. Bien entendu, il est possible que le tourbillon secondaire soit si faible que la vélocimétrie par images de particules soit incapable de le détecter. Néanmoins, malgré cette différence les calculs de Blondeaux reproduisent assez bien nos expériences en particulier la forme "triangulaire" inclinée du tourbillon avant l'éjection si l'on compare les Figures 4.11 (h) et 4.12 (f).

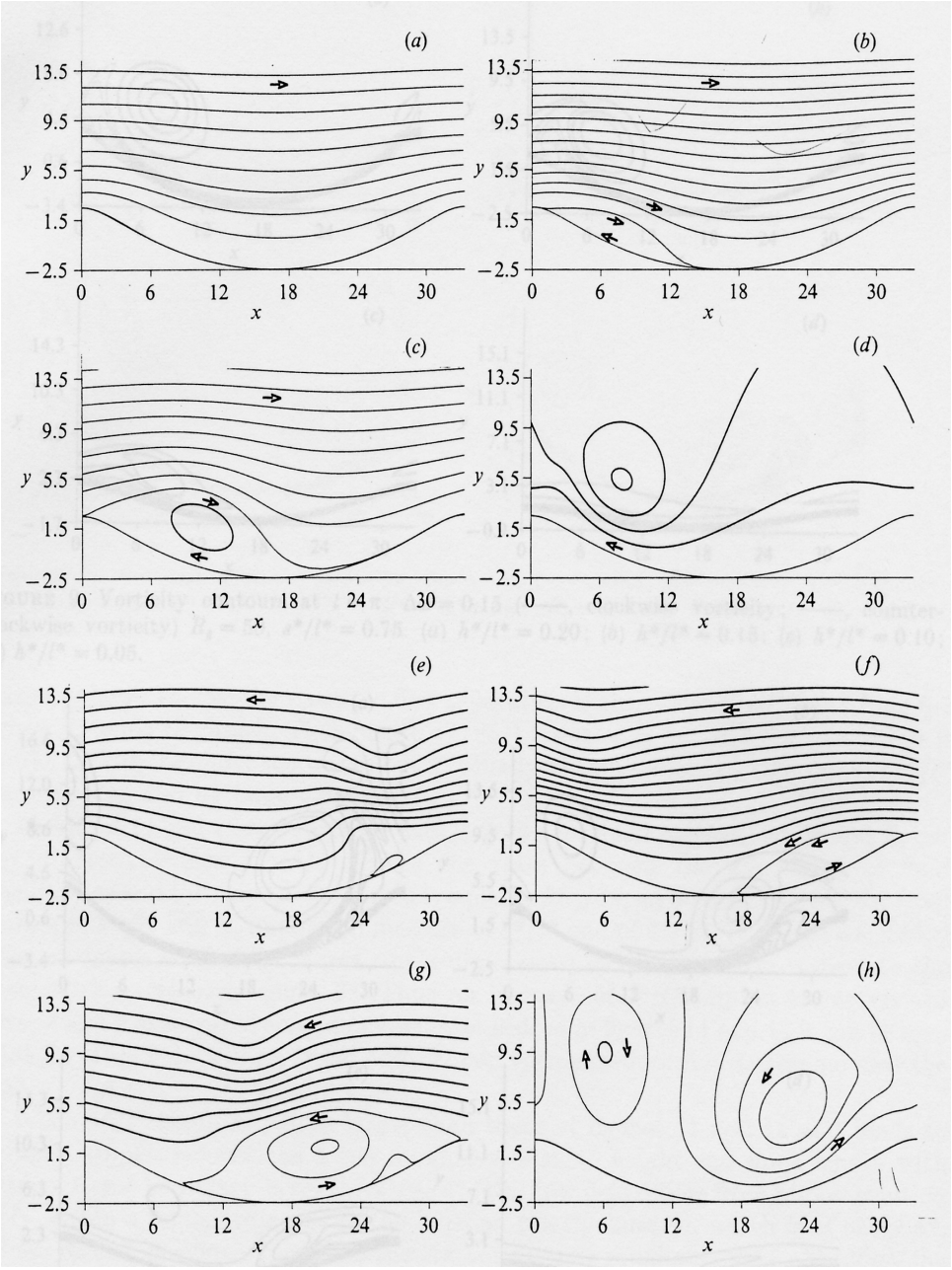


FIG. 4.11 – Lignes de courant numériques au-dessus d'une ride à tourbillon calculé par Blondeaux & Vittori : (a) $t = \pi/4$, (b) $t = \pi/2$, (c) $t = 3\pi/4$, (d) $t = \pi$, (e) $t = 5\pi/4$, (f) $t = 3\pi/2$, (g) $t = 7\pi/4$ et (h) $t = 2\pi$. Les paramètres sont : $Re_\delta = 50$, $h/\lambda = 0,15$ et $A/\lambda = 0,75$.

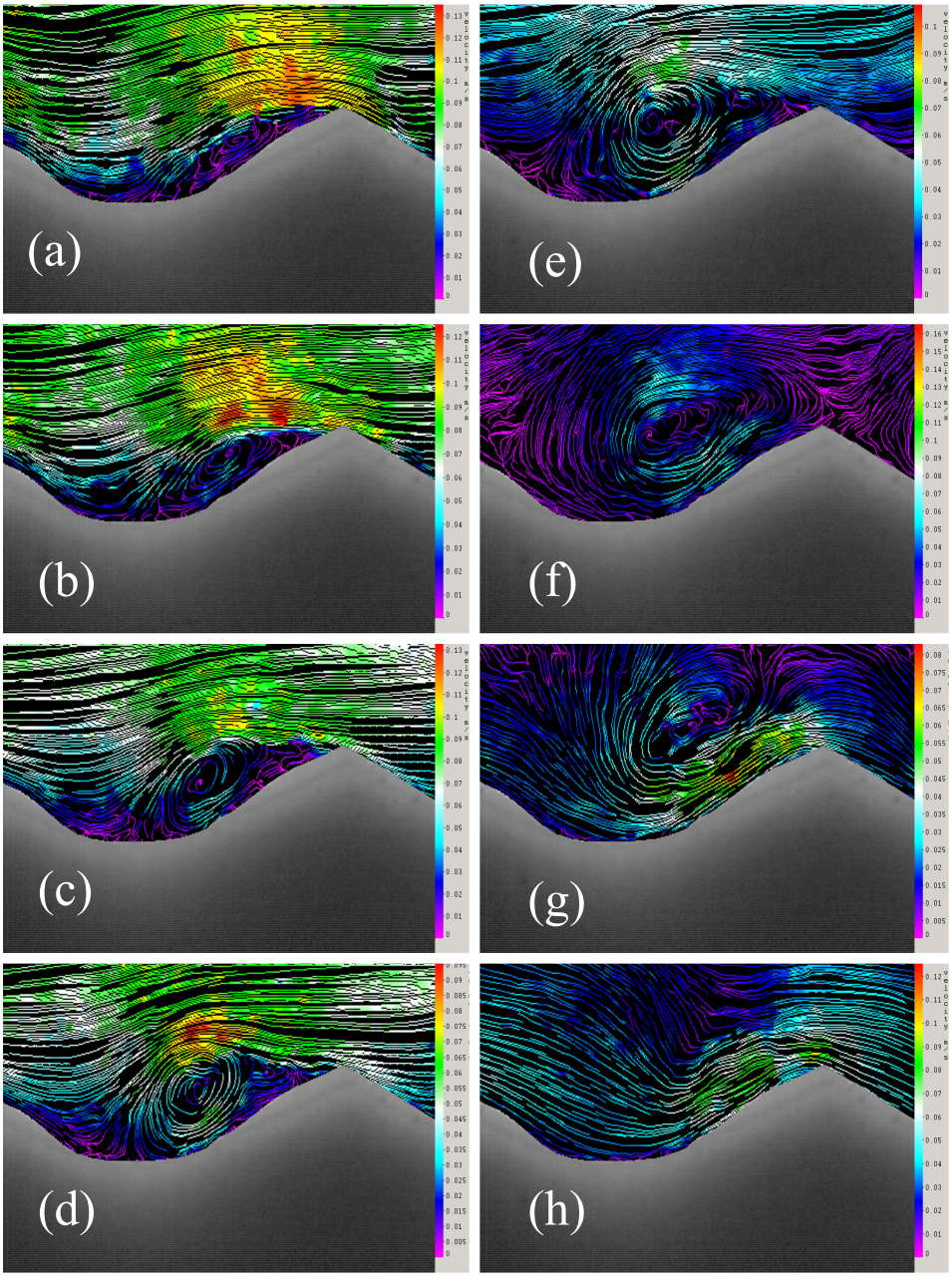


FIG. 4.12 – Lignes de courant expérimentales au-dessus d'une ride à tourbillon. Les couleurs correspondent au module de la vitesse. Les paramètres sont : $1Hz - 1,5cm - 110\mu m - t = 5700s - dt = 40ms$ c.à.d. $Re_\delta = 53,2$, $h/\lambda = 0,18$ et $A/\lambda = 0,69$ à comparer avec les calculs numériques.

Point de réattachement du tourbillon

Honji [64] a mesuré l'extension horizontale de la zone de recirculation derrière une marche négative de hauteur h_m après sa mise en mouvement dans un fluide initialement au repos. Il a montré que le point de réattachement x_r était une fonction linéaire du temps t et de la vitesse U ($x_r = \alpha_r U t$ avec $\alpha_r \sim 0,2 - 0,3$) puis saturait jusqu'à la valeur correspondant à un écoulement stationnaire $x_r \sim 6h_m$ pour une valeur du temps adimensionné $t^* = Ut/h_m$ de l'ordre de 25.

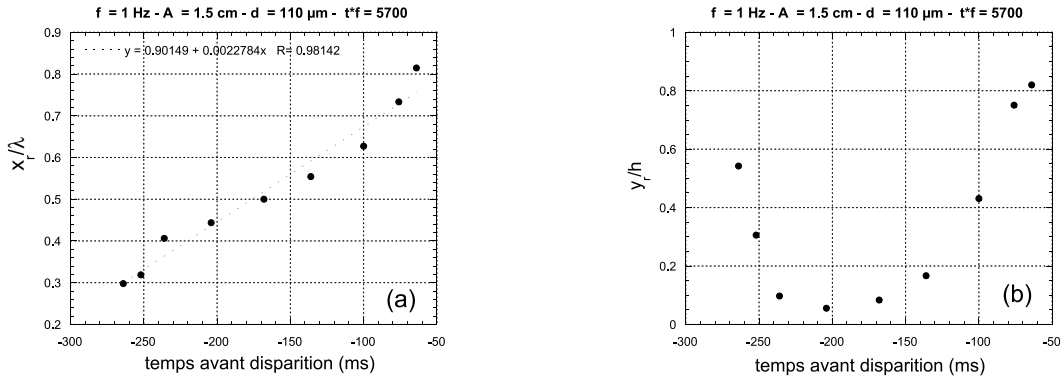


FIG. 4.13 – Position horizontale (a) et verticale (b) du pied du tourbillon en fonction du temps. Le zéro pour la position horizontale (verticale) se trouve sur la crête de gauche (sur le creux de la ride). L'écoulement va de la gauche vers la droite.

Nous avons voulu comparer cette loi avec celle correspondant au tourbillon d'une ride à tourbillon. Les paramètres expérimentaux sont : $A = 1,5\,cm, f = 1\,H_z, d = 110\,\mu m, t = 5700\,s, \lambda = 2,18\,cm$ & $h = 3,3\,mm$. Nous avons défini le point de réattachement à partir des lignes de courant extraites de la vélocimétrie par images de particules : le point recherché correspond à la ligne qui intercepte perpendiculairement la ride après la zone de recirculation. Nous constatons sur la Figure 4.13 (a) une variation quasi-linéaire de la position horizontale du point de réattachement en fonction du temps et, contrairement aux observations de Honji, il n'y a pas de saturation. D'autre part, nous constatons sur la Figure 4.13 (b) que la position verticale épouse la forme de la ride puisqu'elle diminue passe par le creux puis augmente avant de disparaître avec le retournement de l'écoulement principal.

Conclusions partielles

Nous avons montré pour la première fois à notre connaissance l'écoulement au-dessus de rides à grains roulants réelles. En particulier, nous avons mis en évidence l'existence d'un tourbillon transitoire analogue à celui des rides à tourbillon. Ce constat remet en question la distinction introduite par Bagnold entre les deux types de rides qui sont caractérisés par des structures hydrodynamiques semblables. De notre point de vue, nous pensons que le tourbillon transitoire des rides à grains roulants ne transporte pas de grains contrairement à celui des rides à tourbillon et donc qu'il est un artefact associé au renversement de l'écoulement principal. L'instabilité résulterait dans ce cas de la perturbation au transport induite par les cellules de recirculation dans les phases de cisaillement où l'on observe aucune structure.

Une optimisation de la technique de vélocimétrie par images de particules est souhaitable dans l'avenir pour avoir accès au grandeurs dérivées comme le cisaillement. Ainsi, en couplage avec une technique de dénombrement des grains [92], il sera possible de relier le transport à l'écoulement [18].

Chapitre 5

Phénomène de Ségrégation

La ségrégation ou séparation entre les grains est intimement lié aux milieux granulaires [17, 98]. Elle a de multiples origine comme la différence de tailles, de densité ou bien de rugosité surfacique [123, 127, 72]. Récemment, quelques travaux théoriques ou expérimentaux ont testé l'influence des mélanges de grains sur la formation des structures morphologiques comme les rides éoliennes [82] ou bien encore les rides hydrauliques [28]. Ce chapitre consiste en l'étude des phénomènes de ségrégation qui apparaissent pendant l'évolution des rides sous-marines. La majorité des résultats sont présentés dans l'article.

5.1 Phénoménologie et Observations à la plage

Le plaisancier qui s'attarde à regarder les rides à tourbillon à la plage constate deux faits assez remarquables [Figure 5.1]. Dans le creux des rides, il remarque d'abord la présence de très gros cailloux ou de coquillages qui oscillent gentiment dans le fond sans pouvoir remonter entièrement la pente d'une ride. Ensuite, un oeil attentif permet de constater que les crêtes des rides sont caractérisées par la présence de grains de sable plus gros (blanc sur la Figure 5.1) que la moyenne (marron sur la Figure 5.1). Ainsi, le baigneur en conclue qu'il existe trois espèces de grains qui se situent à différents endroits sur une ride.

Le physicien en vacances interpellant le baigneur dubitatif lui explique que c'est à cause du nombre de Shields ($\Theta \simeq 1/d$). En effet, la plus grosse taille (les galets) n'est peu ou pas entraînée par l'écoulement créé par la vague et on peut dire que c'est une espèce indifférente. Les deux autres tailles intermédiaires et petites sont mises en mouvement par la vague et participent à la formation de la ride à tourbillon. Le physicien voyant que le baigneur commence à se perdre dans ses explications conclue en lui affirmant que le fait de retrouver la taille intermédiaire au sommet de la ride et la petite taille au pied est tout à fait analogue à ce qu'il se passe dans son paquet de céréales le matin : les petits grains de céréales tombent à travers les espaces entre les gros grains et se retrouvent en bas du paquet. La réalité est-elle aussi simple ? s'interroge le physicien en voyant s'éloigner le baigneur ravi...

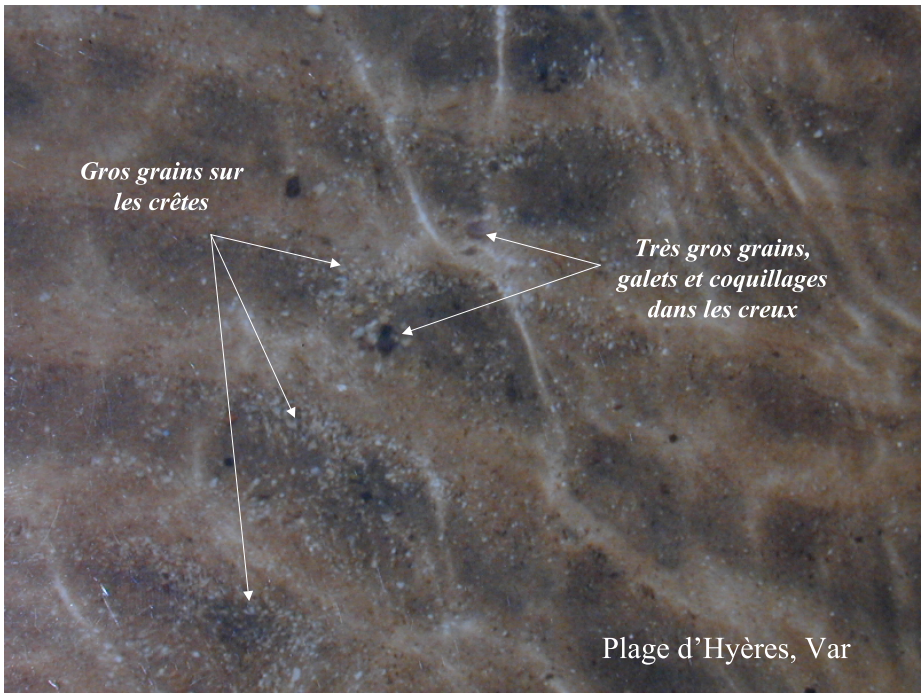


FIG. 5.1 – Phénomène de ségrégation à la plage.

5.2 Revue de la littérature existante

L'influence de la poly-dispersité sur la formation des structures morphologique est un sujet d'étude assez récent [114].

Bagnold semble avoir été le premier à tester l'influence d'un mélange binaire sur la formation des rides mais sans conclusions réellement exploitable [11]. Mei rapporte l'observation classique faite à la plage [88].

Foti & Blondeaux [46] ont constaté la présence d'un pic de concentration de gros grains oscillant de part et d'autre de la crête des rides à tourbillon en formation. De plus, ils ont effectué une étude théorique qui tend à montrer qu'un mélange est plus stable qu'une taille monodisperse par rapport au seuil d'instabilité. En outre, leurs calculs prédisent une augmentation de la longueur d'onde finale due au mélange en comparaison du cas monodisperse. Ces auteurs font remarquer que leur expériences sont caractérisées par le transport par charriage et que la suspension est négligeable.

Doucette rapporte une étude extensive de la distribution de sédiment en champ [38]. En particulier, il caractérise la distribution en taille de grains avec moyenne et écart-type. Plus important, il suggère que le phénomène de ségrégation pourrait avoir pour origine le maximum de cisaillement créé par le fluide au niveau des crêtes des rides.

5.3 Observations au laboratoire

5.3.1 Préparation initiale

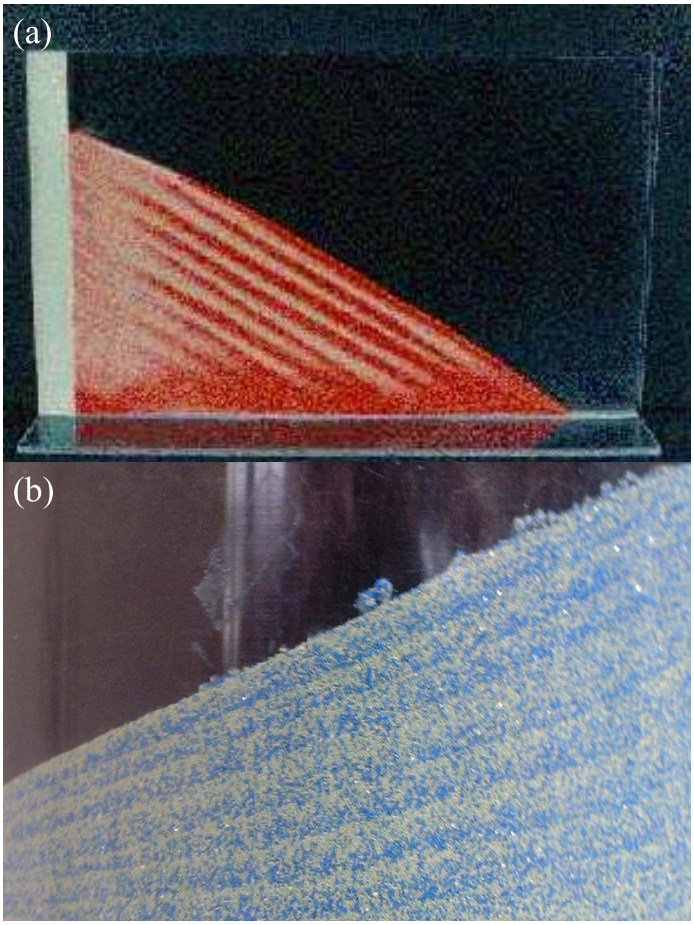


FIG. 5.2 – Stratification spontanée d'un mélange binaire $d = 265(jaune) + 335(bleu)\mu m$ [115] versé entre deux plaques de faible entrefer en géométrie (a) plane et (b) circulaire.

Nous avons constaté l'apparition d'un phénomène bien connu [Figure 5.2 (a)] étudié entre autres par Makse & al. [81] quand nous versons un mélange binaire dans le petit entrefer ($e = 0,8mm$) de l'ancien dispositif [Figure 5.2 (b)]. Il se produit une stratification spontanée du mélange binaire ce qui se traduit par une alternance de couches constituées des deux tailles présentes. Ce phénomène est absent dans le nouveau dispositif dont l'entrefer est plus grand ($e = 2,5cm$). Bien entendu nous avons d'abord mélangé "à la main"

les grains dans l'entrefer de l'ancien dispositif avant de lancer la procédure de préparation initiale classiquement utilisée pour les grains monodisperses.

5.3.2 Le cas des rides à grains roulants

Contrairement au cas des rides à tourbillon abordé dans l'article sur la ségrégation, nous n'avons pas observé de séparation nette entre les deux tailles d'un mélange binaire. Tout au plus, nous avons constaté que les rides à grains roulants semblait se former préférentiellement avec les gros grains mais on ne peut pas affirmer l'existence d'une ségrégation aussi prononcée que pour les rides à tourbillon. Nous avons aussi remarqué grâce à des visualisations sur le côté que contrairement à ce que l'on aurait pu croire avec un raisonnement simple sur le nombre de Shields ($\Theta \simeq 1/d$), il semble que ce soit les gros grains qui soient mis en mouvement plus facilement que les petits grains. En effet, il est probable que malgré leur plus grande taille les gros grains peuvent faire écran par la grande surface externe aux petits grains qui sont moins exposé à l'écoulement. De plus, il est possible que les forces centrifuges participent à la mise en mouvement préférentielle des gros grains en les aidant à se déloger des interstices dans lesquelles ils sont bloqués puisque comme nous l'avons fait remarqué pour le cas monodisperse les rides à grains roulants se forment sur le cylindre externe.

5.4 Article

Soumis à European Physical Journal E

5.5 Apparition de la ségrégation

La Figure 5.3 montre la stratification apparaissant après la formation de rides à tourbillon. Les images ont été prises avec le miroir plan interne dans le nouveau dispositif.

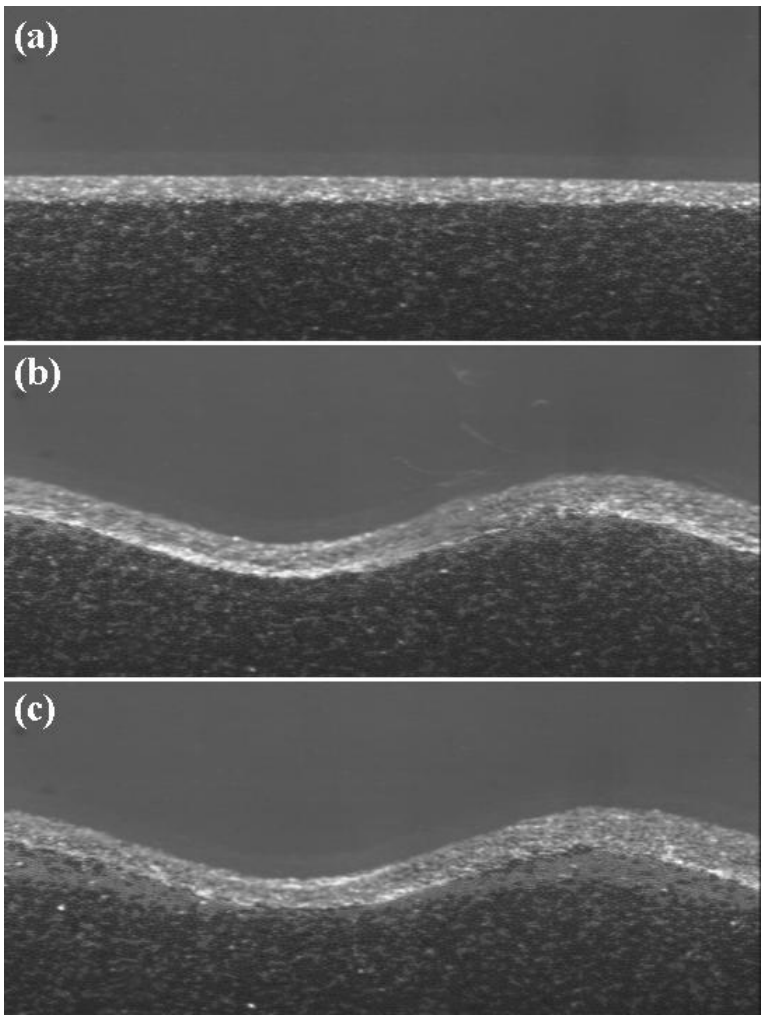


FIG. 5.3 – Evolution d'un mélange binaire : (a) état initial ; (b) forme finale à $t = 250s$; ségrégations interne et externe observées à $t = 22min$. Les paramètres sont : $f = 1Hz - A = 3cm - d = 265(claire) + 335(noir)\mu m$.

Conclusions partielles

Nous avons mis en évidence l'existence d'une ségrégation volumique qui explique la ségrégation surfacique observée par Foti & Blondeaux [46] pour les rides à tourbillon avec un mélange binaire. Cette ségrégation qui se développe en volume bien après la formation des structures résulte de mouvements convectifs internes des deux espèces dirigés des crêtes vers les creux. Ce transport volumique est du à l'existence d'un ébranlement interne de la structure qui est créé par le mouvement oscillatoire du fluide et qui est plus important au niveau des crêtes où le cisaillement surfacique du fluide est le plus fort en accord avec une suggestion de Doucette [38]. Nous avons constaté que pendant ce transport convectif interne les plus gros grains sont expulsés dans l'écoulement sur les pentes de la ride et s'accumulent ensuite sur une couche qui oscille de part et d'autre de la crête en accord avec les observations [88, 46]. Enfin, l'influence de la préparation initiale se révèle cruciale quant aux observations des structures internes des rides et nous avons développé tout un protocole pour pouvoir contrôlé la structure interne et surfacique initiale du milieu granulaire.

Chapitre 6

Les rides sous-marines dans une géométrie circulaire à la Darwin

> Rotational oscillation with a jerking motion of small amplitude gave rise almost immediately to beautiful radial ripples all round the bath. If the jerks were of small amplitude the ripples were small, and if larger they were larger. On one occasion having made large ripple-marks, I oscillated the bath much more rapidly, and a second set of ripples sprang into existences in the furrows of the first set. Another time, when in consequence of irregularity in the motion, a set of radiating waves were generated in the water, a second set of transverse ripples were formed, which produced by interference a beautifully mamellated structure, arranged like a chess-board. In all these experiments the radiating ripples began first to appear at the outer margin of the bath and grew inwards ; but the growth stopped after they had extended to a certain distance. If the jerking motion was violent, ripples were not formed near the circumference, and they only began at some distance inwards.
>
> George Darwin, *On the formation of ripple-mark in sand*, 1883.

Historiquement, les premières expériences de laboratoire sur les rides sous-marines ont été réalisé par George Darwin avec des récipients cylindriques remplis d'eau et au fond desquels il avait déposé une couche de sable [37]. Plus récemment, M. Fermigier et P. Jenffer ont utilisé la même géométrie [44]. Nous avons voulu reproduire les expériences décrites par Darwin en particulier à cause des dessins des tourbillons rapportés par Darwin qui diffèrent beaucoup des tourbillons de la littérature récente sur les rides à tourbillon. Ce chapitre est essentiellement phénoménologique et s'attache à baliser les études futures dans ce type de géométrie.

6.1 Montages expérimentaux et traitement des données

Au cours de cette thèse, nous avons eu la possibilité d'exploiter ponctuellement deux dispositifs expérimentaux qui ont été développés par Patrice Jenffer et Marc Fermigier et que

nous appellerons d'une part "grand dispositif" et d'autre part "dispositif de démonstration". Nous avons mis en place un troisième dispositif ("l'extension") pour des raisons expliquées dans la suite.

6.1.1 Grand dispositif

Le grand dispositif consiste en une cuve cylindrique de 45 cm de rayon externe en Plexiglas transparent [Fig. 6.1] et constitué d'un fond plat en P.V.C.. On dépose une couche de billes de verres de 150 μm à 250 μm (non tamisées) sur une hauteur d'environ 2 cm et on ajoute de l'eau sur une hauteur de 10 à 20 cm. La cuve est entraînée en oscillation par un moteur piloté via un servo-moteur par un programme informatique : on dispose de deux types d'excitations [Fig. 6.1]. Une caméra CCD fixe permet une vue de dessus du dispositif via un miroir $(0,7m * 1m)$ placé au-dessus de la cuve et incliné à 45°. On utilise le logiciel NIH-Images pour l'acquisition et le traitement des images.

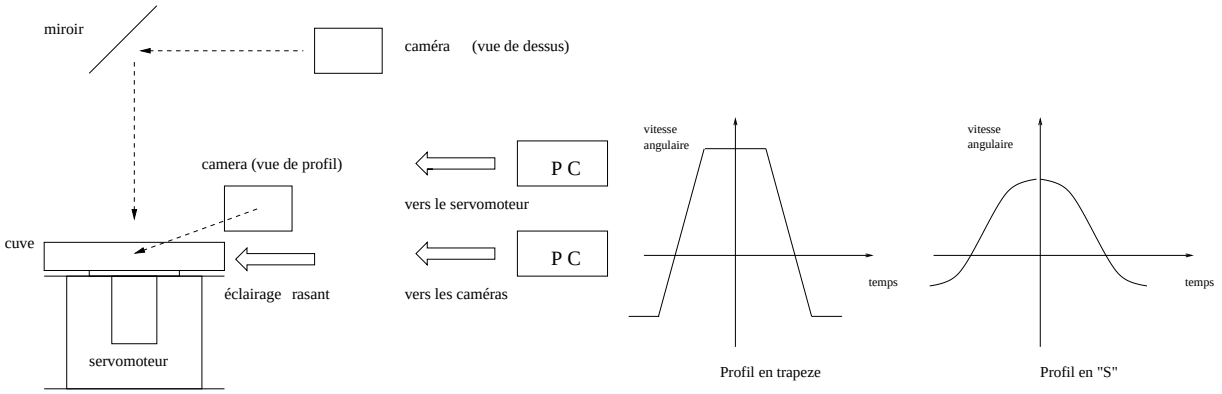


FIG. 6.1 – A gauche : Schéma du grand dispositif. A droite : allures typiques des excitations possibles de la cuve.

Paramètres expérimentaux

Expérimentalement, on impose l'amplitude angulaire de déplacement ainsi que l'accélération angulaire, respectivement A_θ en rad et $\dot{\Omega}_0$ en $rad.s^{-2}$, qui sont reliées à la fréquence f par la relation suivante (nous faisons l'hypothèse que le mouvement est sinusoïdal $\theta(t) = A_\theta sin(2\pi ft)$ pour une excitation en "S") :

$$f = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\dot{\Omega}_0}{A_\theta}} \tag{6.1}$$

La vitesse maximale pour le rayon externe $R = 45cm$ est :

$$V = \frac{R\,\dot{\Omega}_0}{2\pi f} = 7,162\,\frac{\dot{\Omega}_0}{f}\;cm.s^{-1} \tag{6.2}$$

où Ω_0 est la vitesse angulaire de la cuve en rad/s.

L'amplitude maximale du mouvement A s'écrit :

$$A = \frac{V}{2\pi f} = 1,139\ \frac{\dot{\Omega}_0}{f^2} \tag{6.3}$$

L'excursion totale du fluide devient ainsi :

$$L = 2A = 2,279\ \frac{\dot{\Omega}_0}{f^2} \tag{6.4}$$

Le nombre de Reynolds pour un grain est :

$$Re_d = \frac{Vd}{\nu} = 4,5.10^{-1}\ d\ \Omega_0 \tag{6.5}$$

où d est le diamètre d'un grain exprimé en microns.

Le nombre de Reynolds pour une couche de Stokes est :

$$Re_\delta = \frac{V\delta}{\nu} = 253,8\frac{\Omega_0}{\sqrt{f}} \tag{6.6}$$

Protocole expérimental

- On prépare le sable à l'aide d'une règle pour obtenir une interface plane et non accidentée.
- On fixe l'amplitude angulaire des oscillations et l'accélération angulaire de la cuve.
- On fixe ensuite un nombre d'oscillations par série et ainsi qu'un nombre de série d'oscillations.
- On lance ensuite le dispositif.

A chaque fin de série d'oscillations, on allume l'éclairage rasant, on attend quelques secondes pour éviter tout mouvement de l'eau à cause de son inertie et ainsi éviter des phénomènes de réverbérations. On peut ainsi effectuer une prise de vue automatique à un intervalle de temps régulier. Cependant, il faut bien faire coïncider l'arrêt du dispositif avec les prises d'images d'où la nécessité d'évaluer la durée des séries. Pour fixer les idées, une série d'oscillations peut durer dix minutes : on arrête la cuve une minute ; on prend une image trente secondes après l'arrêt de la cuve et on relance donc la cuve trente secondes après la prise d'image et ainsi de suite...

Remarques sur l'écoulement

Comme pour la géométrie cylindrique il existe une couche limite de Stokes sur la paroi externe qui est négligeable devant le rayon de la cuve. De la même manière, il existe une couche limite de Stokes sur le fond de sable qui est à l'origine de la formation des structures.

Ce type de géométrie a été très étudié [135, 27, 91] en particulier à cause de l'occurrence d'instabilités et d'écoulements secondaires comme l'effet Einstein. Nous ne rentrerons pas dans une description détaillée de l'écoulement mais il suffit de comprendre que la vitesse orthoradiale induite par la mise en mouvement de la plaque inférieure diffuse par viscosité à l'interface eau-granulaire. Cet écoulement orthoradiale met les grains en mouvement et varie linéairement avec le rayon. On dispose donc d'un système où l'on peut observer l'influence d'un gradient d'amplitude sur la formation des rides sous-marines.

6.1.2 Petits Dispositifs

Le dispositif de démonstration a été conçu par P. Jenffer et est destinée pour des expositions sur la physique des milieux granulaires [Fig. 6.2 (haut)]. Nous avons pu l'utiliser un mois durant lequel nous avons effectué des expériences de "coin de table" afin de cerner les différents problèmes rencontrés dans l'utilisation de ce type de géométrie. Il est analogue au grand dispositif à l'exception du fait que la cuve est une sorte de grand bécher en verre dont le rayon mesure 11,3 cm.

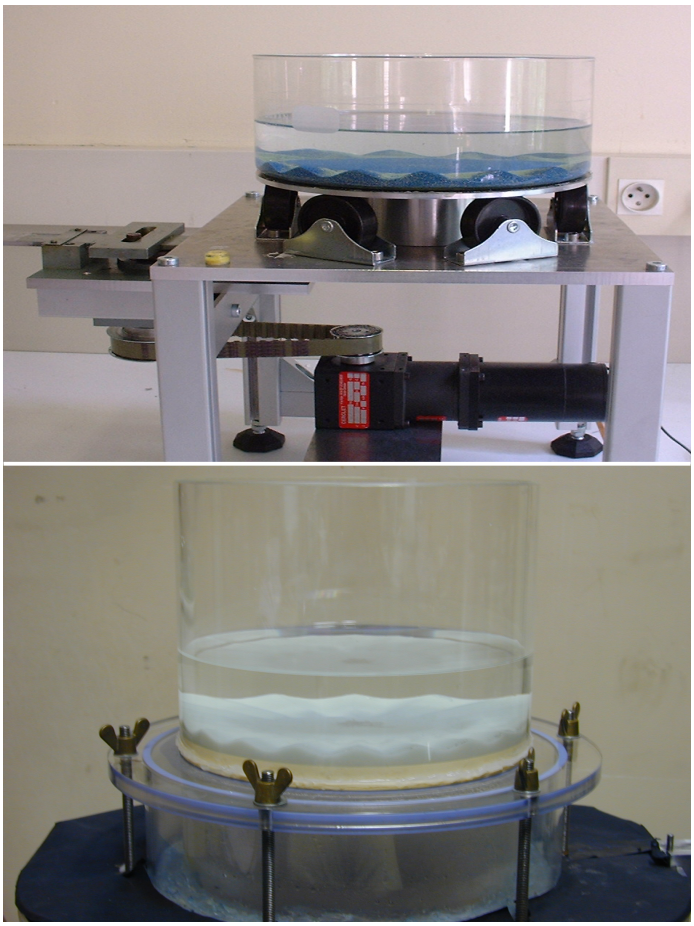


FIG. 6.2 – En haut : dispositif de démonstration. En bas : extension du nouveau dispositif.

L'extension au nouveau dispositif s'encastre dans la plaque supérieure qui sert à fermer l'entrefer entre les deux cylindres intérieurs [Fig. 6.2 (bas)]. La paroi cylindrique externe est faite en Altuglass de rayon 11,9 cm et de hauteur 19,5 cm. Le fond est en

P.V.C.. L'expérience est éclairée par un néon circulaire réglable en hauteur qui évite toute hétérogénéité de l'intensité lumineuse. L'autre système de néons circulaires utilisé avec le miroir conique dans le nouveau dispositif peut être embarqué comme éclairage d'appoint au-dessus de la cuve. On utilise la caméra d'acquisition Cohu avec son système de réglage micrométrique développé au départ pour le miroir conique avec le nouveau dispositif.

6.2 Phénoménologie des motifs observés

6.2.1 Structures observées

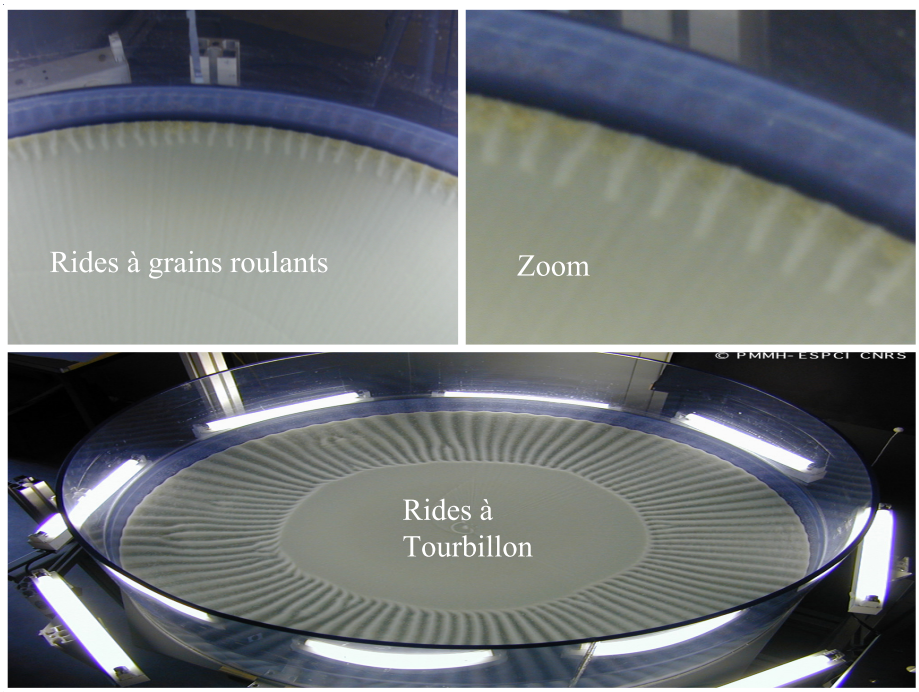


FIG. 6.3 – Structures observées dans la grande cuve.

Jusqu'à présent, les études menées sur le grand dispositif ne permettaient pas de visualiser les rides à grains roulants. En effet, les expériences étaient réalisées à accélération constante (1 $rad.s^{-2}$) en faisant varier uniquement l'amplitude pour une excitation en "trapèze" qui génèrent plus d'harmoniques. Nous avons d'abord pris une excitation plus douce en "S" et nous avons ensuite fixé l'amplitude angulaire à 0,4 $rad.s^{-2}$ en faisant varier l'accélération angulaire entre 0,2 $rad.s^{-2}$ et 0,6 $rad.s^{-2}$. En effet, nous avons vu dans le petit dispositif que pour observer les rides à grains roulants il faut se rapprocher du seuil de mise en mouvement. Par exemple, on diminue la fréquence à amplitude constante ce qui revient à diminuer l'accélération. Ainsi, en prenant une accélération angulaire de 0,4

$rad.s^{-2}$ et une amplitude angulaire de 0,5 radians, ce qui correspond à une fréquence de l'ordre de 0,1 Hz et à une amplitude de 20 cm, nous avons constaté la présence de rides à grains roulants. L'accélération détermine la durée d'évolution du phénomène ce qui corrobore nos travaux dans le petit dispositif. Plus l'accélération est grande et plus l'apparition des rides à grains roulants se produit rapidement ainsi que la transition vers les rides à tourbillon. Pour de trop grandes accélérations (0,6 $rad.s^{-2}$ peut être considérée comme une limite), l'évolution du phénomène est si rapide que l'on ne peut observer de rides à grains roulants et l'on se trouve quasi-instantanément dans la phase de transition. Par exemple, une accélération de 0,2 $rad.s^{-2}$ ne permet pas d'arriver à la transition qu'au bout de 30000 oscillations soit 2 jours alors qu'une accélération de 0,6 $rad.s^{-2}$ permet d'obtenir une transition au bout de 200 oscillations. Il est alors facile de comprendre pourquoi lors des expériences précédentes avec une accélération 1 $rad.s^{-2}$ on n'observait pas de rides à grains roulants.

On constate sur la Fig. 6.3 que les rides à grains roulants ont une forme de "doigt" en vue de dessus et sont espacées par des zones planes au contraire des rides à tourbillon. On observe aussi la présence de défauts appelés dislocations qui permettent aux rides à tourbillon de modifier leur longueur d'onde.

6.2.2 Les structures hydrodynamiques de Darwin

> If a very gentle oscillation be started, a layer of ink on the the crest of a ripple-mark becomes thicker and thinner alternately, swaying backwards and forwards ; then a little tail of ink rises from the crest and the point of growth oscillates on each side of the crest ; the end of tail flips backwards and forwards. Next the end of the tail spreads out laterally on each side, so that a sort of mushroom of ink is formed, with the stalk dancing to and fro. The height of the mushroom is generally less than a millimetre. The oscillations being still gentle, but not so gentle as at first, streams of ink from the two mushrooms on adjacent ridges, and where they meet a column of ink begins to rise from the part of the water whose mean position is in the centre of the furrow. The column is wavy, and the appearance is strikingly like that of smoke rising from a fire in still air. The column ascends to a height several times the height of the ripple-marks, according to the violence of the agitation. It broadens out at the top on each side and spreads out into a cloud, until the appearance is exactly like pictures of a volcano in violent eruption ; but the broad flat cloud dances to and fro relatively to the ascending column. The ink continues to spread out laterally and begins to fall on each side. In this stage if the ink is not thick it is often very like a palm tree. The branches then fall on each side, and the appearance becomes like that of beech-tree or sometimes of an umbrella. The branches reach the ground, and then creep inwards towards the stem, and the ink, which formed the branches, is sometimes seen ascending again in a wavy stream parallel to the stem.
>
> George Darwin, *On the formation of ripple-mark in sand*, 1883.

Cet extrait de l'article fondateur de Darwin montre qu'il a observé plusieurs types de tourbillons dont les caractéristiques qu'il rapporte sont intrigantes. Partant de rides à tourbillon préformées, il a regardé comment de l'encre qu'il a injectée près de la crête est entraînée par l'écoulement. Pour de faibles amplitudes d'oscillation (gentle), il semble qu'il ait vu des structures proches des cellules de recirculation (contra-rotatives et dirigées des creux vers les crêtes) qu'il qualifie de champignons (mushrooms) [Fig. 6.4 (a)]. En effet, il parle d'une petite queue de colorant qui monte à partir de la crête et qui redescend en se séparant de part et d'autre de la crête. Pour des amplitudes plus élevées, il constate la montée d'une colonne ondulée de colorant cette fois à partir du creux de la ride puis la formation d'un tourbillon en forme de palmier (palm-tree). Il rapporte également qu'il a observé simultanément un champignon ainsi qu'un palmier ce qui n'est pas sans rappeler les quatre cellules de recirculation observées par Kaneko & Honji [69] dans la glycérine [Fig. 6.4 (b)]. Cependant, la différence cruciale est que les cellules de recirculation sont habituellement associées aux rides à grains roulants et pas aux rides à tourbillon. Or, Darwin semble avoir observé de telles cellules au-dessus de rides à tourbillon. Hara & Mei [57] ont prédit l'existence de cellules de recirculation au-dessus de rides à tourbillon pour des petites valeurs du paramètre $r = 2A/\lambda$ c.à.d. en l'absence de séparation. Cependant, il ne discute pas des expériences de Darwin...

Maintenant, il faut réaliser que les techniques expérimentales peuvent rendre l'interprétation des tourbillons délicates. En effet, Darwin a observé ce que l'on appelle les lignes d'émissions c.à.d. l'ensemble des points atteints par un colorant issu du même lieu d'injection. Au contraire, Kaneko & Honji [69] clament que leur technique de visualisation dans un mélange d'eau et de glycérine stratifié correspond aux lignes de courant moyennées sur une période qui sont différentes des lignes d'émissions mais aussi de l'écoulement réel

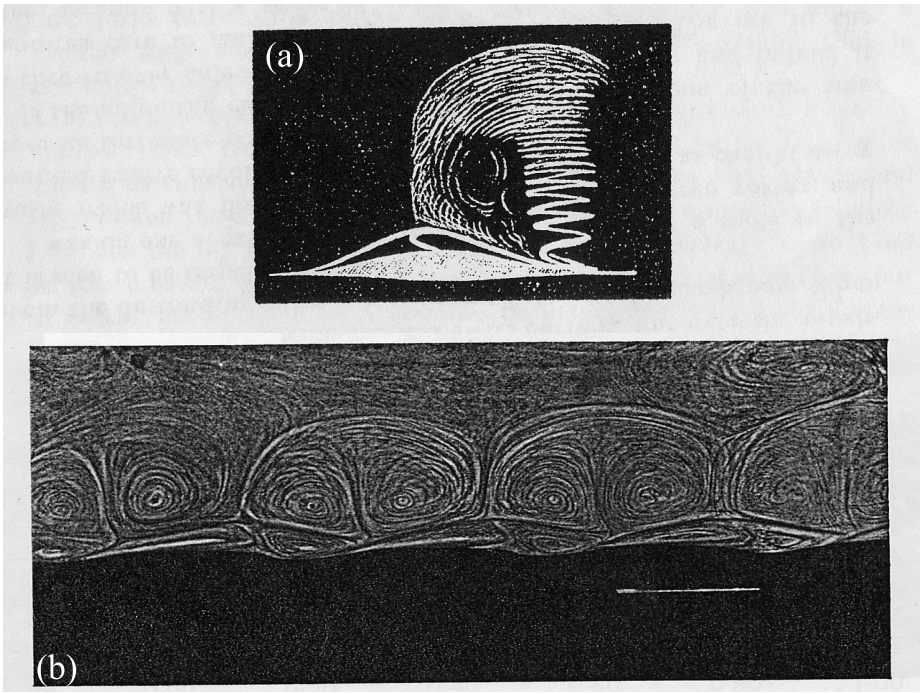


FIG. 6.4 – Quatre cellules de recirculation observées par (a) Darwin au-dessus de rides à tourbillon & (b) Kaneko & Honji au-dessus de rides à grains roulants.

comme nous l'avons démontré dans le chapitre sur l'écoulement au-dessus des rides.

Nous avons donc débuté une étude des tourbillons de Darwin dans le dispositif de démonstration afin de clarifier un peu la situation quant aux différents types de tourbillons observés. En effet, malgré le fait que l'amplitude d'oscillation est fixée à $3cm$ sur la paroi pour des raisons technologiques, nous avons observé des structures semblables à celles décrites par Darwin. Nous avons constaté que pour des fréquences de l'ordre du Hertz, le colorant (du rouge Congo) injecté par une seringue juste au-dessus du creux d'une ride à tourbillon diffuse très vite et empêche toute visualisation. Pour des fréquences plus faibles de l'ordre de $0,5 - 0,6Hz$, on constate sur la Fig. (a) la montée du colorant à partir du creux puis sur la Fig. (b) la redescente et la formation du palmier décrit par Darwin.

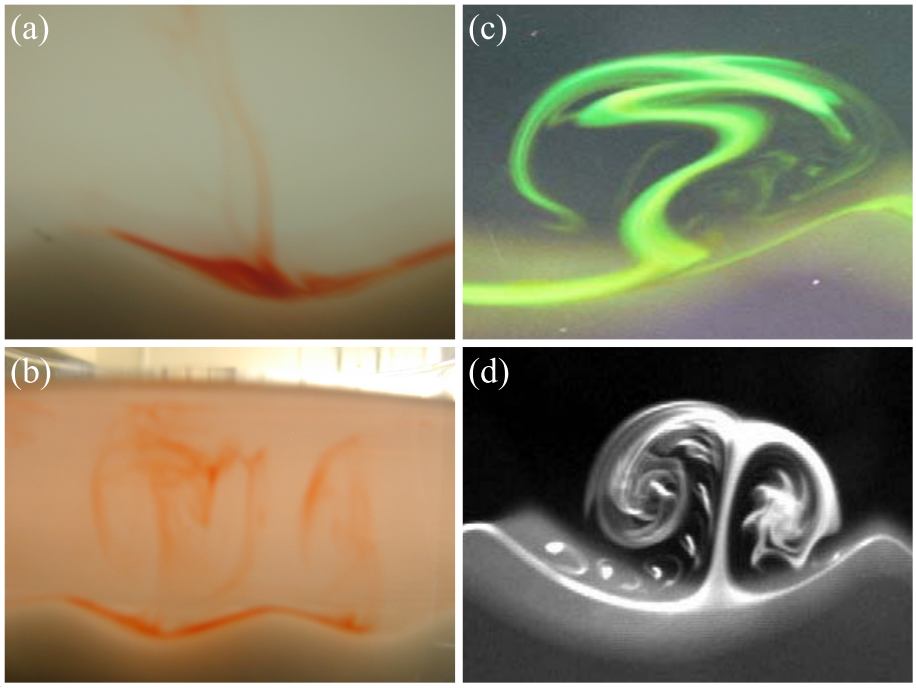


FIG. 6.5 – Nos expériences : (a) colonne droite ascendante de colorant, (b) palmier. Expériences de Y. Ourmières : (c) colonne ondulée ascendante de colorant, (d) volcan en éruption.

Cependant, l'impossibilité de modifier l'amplitude sur le dispositif de démonstration ne nous a pas permis de pousser plus en avant les investigations. D'autre part, nous sommes obligés d'arrêter l'expérience pour pouvoir faire des photographies. Nous avons donc résolu de développer une extension au nouveau dispositif afin de réaliser une étude plus précise des tourbillons de Darwin. En particulier, ce type de visualisations sera plus aisée dans le référentiel des rides grâce à une caméra embarquée et une injection continue du colorant. Enfin, nous avons appris l'existence des travaux de thèse de Y. Ourmières à Southampton

[100] qui a entrepris de répertorier les différents types de tourbillons observés dans un canal hydraulique avec injection de fluorescéine à travers un trou percé dans un fond rigide ondulé. Les expériences d'Ourmières rentrent dans le cadre de la théorie de Hara & Mei [57] car l'amplitude d'oscillation est supposée petite devant la longueur d'onde des rides à tourbillon. Nous reportons certaines photographies [Fig. 6.5 (c) et (d)] prises par Y. Ourmières qui ne sont pas sans rappeler la description de Darwin. La caractéristique essentielle des expériences d'Ourmières est que l'amplitude d'oscillation du fluide est plus faible que la longueur d'onde du fond ondulé. Or, nous avons aussi observé les tourbillons de Darwin non pas en diminuant l'amplitude mais en diminuant la fréquence. De plus, Kaneko & Honji rapportent que les quatre cellules de recirculation qu'ils ont observés dans un mélange eau-glycérine disparaissent au profit de deux cellules lorsque le nombre de Reynolds basé sur la couche de Stokes augmente [69]. Or, $Re_\delta = U\delta/\nu = 2A/\delta$ donc il semble bien que le fait de diminuer ce nombre en diminuant A ou f permet d'observer les tourbillons de Darwin qui semblent correspondre au système de 4 cellules de recirculation observées par Kaneko & Honji pour des rides à grains roulants. En conclusion provisoire, il semble que l'on puisse observer des cellules de recirculation "à la Darwin" au-dessus de rides à tourbillon de manière similaire aux rides à grains roulants en faisant en sorte que l'écoulement ne soit pas trop violent en diminuant soit f soit A. Enfin, comme nous l'avons discuté plus haut, il est crucial de distinguer les visualisations des lignes d'émissions obtenues avec des colorants des lignes de courants afin de conclure définitivement sur le type d'écoulement observé...

6.3 Seuil de mise en mouvement

Nous avons voulu tester les lois de mise en mouvement proposées par Taylor [11] et vérifiées expérimentalement par Bagnold [11] et Chan & al. [29]. Nous avons utilisé le dispositif de démonstration pour quelques expériences préliminaires pendant une courte période. Le temps typique des expériences est d'une nuit. Pour aplanir, nous agitons "à la main" la cuve de manière alternative en créant une fluidisation du sable qui se recompacte par sédimentation. Il arrive que le centre de la cuve ne bouge pas et que l'on commence l'expérience avec une dépression au centre de la cuve qui a tendance à disparaître après plusieurs oscillation. Cette absence de planéité n'est pas cruciale la plupart du temps car la zone de dépression a un rayon plus petit que le rayon correspondant au seuil de mise en mouvement. Nous avons également essayer d'aplanir l'interface "à la main" avec une règle mais on crée systématiquement des stries à l'interface qui sont autant de sites de nucléations préférentiels pour les rides.

Nous avons étudié deux tailles de grains tamisés : $71 < d < 80\,\mu m$ et $160 < d < 180\,\mu m$. Nous mesurons le rayon critique R_c d'apparition des structures avec une règle graduée. Nous avons trouvé une loi en $R_c f^{3/2} = constante$ pour les plus gros grains mais le caractère cohésif des plus petits semble modifier le comportement et l'on a trouvé une loi plutôt en $R_c f = constante'$. On remarque que plus la taille des grains augmente plus il est difficile de les mettre en mouvement et donc d'observer des structures.

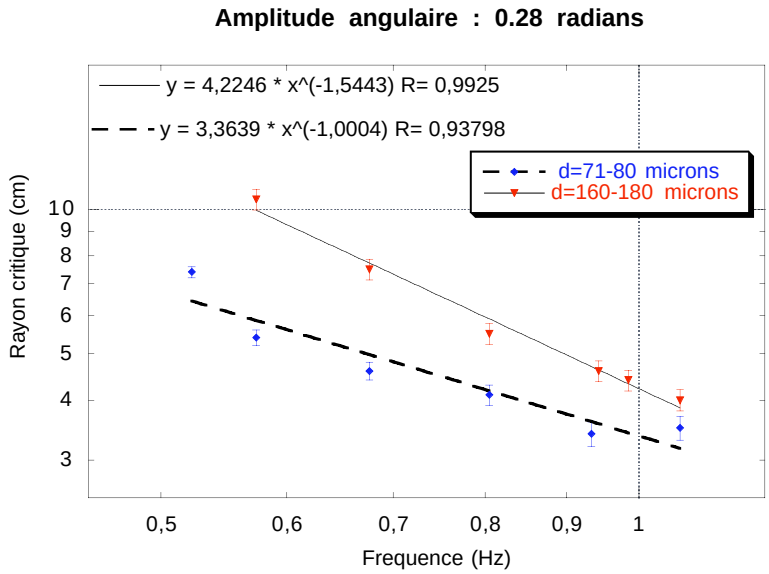


FIG. 6.6 – Rayon critique R_c correspondant au seuil d'apparition des rides en fonction de la fréquence d'oscillation pour deux tailles de grains (l'amplitude de déplacement au niveau de la paroi externe est $A = 3cm$).

Cependant, devant l'absence de critère objectif pour pouvoir déterminer si l'on a réellement atteint un état final, nous avons envisagé le développement de l'extension sur le nouveau dispositif pour pouvoir suivre en continue avec une caméra embarquée l'évolution du rayon d'apparition des structures sur des temps longs.

6.4 Nécessité du développement de l'extension et problèmes rencontrés avec les précédents dispositifs

Plusieurs problèmes inhérents au grand dispositif ainsi qu'au dispositif de démonstration nous ont conduit à développer l'extension au nouveau dispositif qui est a priori plus adaptée à l'étude des seuils.

Le grand dispositif utilise une grande quantité de sable qui ne peut être tamisée or il est évident que le seuil de mise en mouvement dépend de la taille des grains ce qui impose une miniaturisation. De plus, l'oscillation n'est pas sinusoïdale mais ressemble à une courbe en S. Il est difficile alors de pouvoir faire des comparaisons avec les études antérieures bien que ce type d'excitation a un intérêt en soi. En outre, le choix des néons droits disposés tout au long du périmètre rend l'éclairage hétérogène : il est en particulier difficile de distinguer les rides à grains roulants en réflexion sur le miroir avec la caméra CCD. Néanmoins, la grande taille du dispositif permet l'étude de défauts comme les dislocations dans le régime de rides à tourbillon. De même, le rayon de 45 cm de la cuve permet de créer des rides de grandes longueurs d'onde contrairement aux autres dispositifs pour lesquels le rayon

est de l'ordre de 10 cm. Enfin, à cause de la grande taille du dispositif, on constate une évaporation importante de l'eau contenue dans la cuve. La grande quantité d'eau ne permet pas d'étude systématique de visualisations avec les colorants car on est obligé de vidanger la cuve quand l'eau est trop colorée...

Lors de nos expériences préliminaires avec le dispositif de démonstration, la gamme de paramètres était limitée. En effet, celui-ci n'oscille qu'à une amplitude de $3cm$ avec une zone en fréquence comprise entre $0,5Hz$ et $1,1Hz$. De plus, la fixation par collage n'est pas adaptée car la cuve a tendance à se détacher de la plaque oscillante.

6.5 Motifs primaires

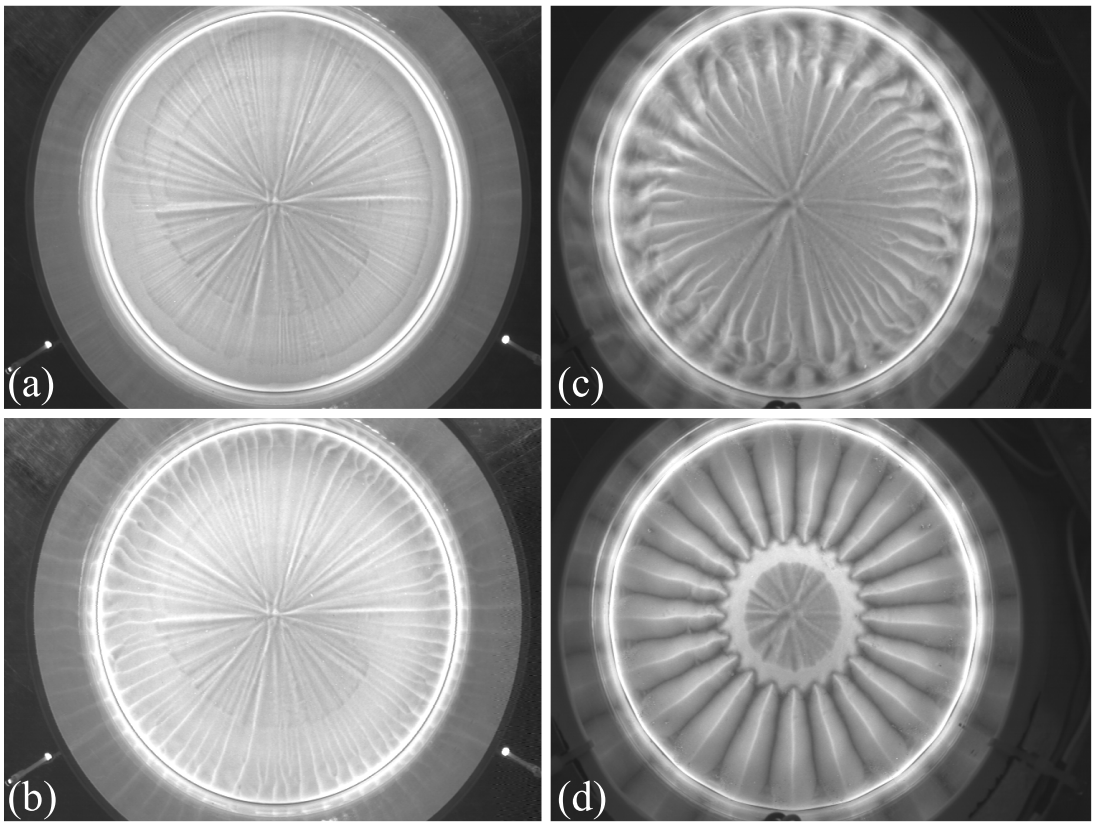


FIG. 6.7 – Motifs primaires en vue de dessus par une caméra embarquée : (a) état initial ; (b) rides à grains roulants en formation ; (c) transition (d) rides à tourbillon dans l'état final. Les paramètres sont : $f = 1Hz$, $A = 3cm$, $d = 110\mu m$ et pour un temps final de $18h$.

Forts de la mise en place de l'extension au nouveau dispositif, nous avons pu suivre en

continu avec la caméra embarquée l'évolution de l'interface. On distingue sur la Fig. 6.7 (a) les stries formées pendant la phase de mise à plat par passage de la règle ce qui correspond à l'état initial. L'observation de ces structures parasites montre la qualité de la visualisation qui améliore grandement ce qui avait été obtenu sur le grand dispositif. On observe très clairement les rides à grains roulants sur la Fig. 6.7 (b) qui se forment préférentiellement sur les stries pré-formées par la préparation initiale. Un système d'aplatissement avec une règle déformable a été adapté sur le grand dispositif et il ne devrait pas y avoir trop de difficulté technique à l'adapter sur l'extension dans l'avenir afin que les expériences sur les rides à grains roulants ne soit pas polluées par cet état de départ. Sur la Fig. 6.7 (c), on constate la transition entre les rides à grains roulants et les rides à tourbillons. Enfin sur la Fig. 6.7 (d), l'état final est caractérisé par la présence d'un cercle central sans structures sur lequel nous allons nous attardé.

A une distance r du centre de la cuve, la longueur d'onde moyenne des rides à tourbillon est par définition le rapport entre le périmètre $P = 2\pi r$ et le nombre de rides N.

$$< \lambda_f(r) >= \frac{P}{N} = \frac{2\pi r}{N} \tag{6.7}$$

On déduit des observations de l'état final que le nombre de rides à tourbillon N est constant quelque soit le rayon r (absence de dislocations autres que transitoires) :

$$< \lambda_f(r) >= \frac{2\pi r}{N} = constante' * r \tag{6.8}$$

or l'amplitude de déplacement est proportionnelle au rayon. On en conclut donc d'une manière indiscutable que la longueur d'onde finale des rides est proportionnelle à l'amplitude $< \lambda_f(r) > \simeq A$ d'où le fait que la longueur d'onde augmente linéairement du seuil d'instabilité jusqu'au rayon externe [Fig. 6.7 (d)].

La Fig. 6.8 montre plusieurs vues d'un état final à rides à tourbillon. Comme constaté précédemment, il existe donc une zone interne circulaire où il n'apparaît pas de rides [Fig. 6.8 (a)]. Par contre, on constate la présence de poussières qui se sont rassemblées au centre de cette zone ce qui montre que du point de vue hydrodynamique cette région est active. Nous pensons que le rassemblement des poussières est dû à une sorte d'effet Einstein bien connu des buveurs de thé. Un fluide en rotation a tendance à créer un écoulement secondaire dirigé du rayon externe vers le rayon interne dans la couche limite où la force centrifuge dissipée par viscosité n'équilibre plus le gradient de pression créé dans la zone irrotationelle. Cet écoulement secondaire n'est pas suffisamment intense pour mettre les grains en mouvement mais il peut modifier l'hydrodynamique au-dessus des rides et une étude spécifique permettrait de clarifier la situation.

Si l'on se focalise sur le bord de la zone sans structures [Fig. 6.8 (b) & (c)], on distingue la présence de deux rayons caractéristiques : le premier R_0 correspond à l'absence totale de mise en mouvement car on observe les mêmes motifs de stries créées dans l'état initial ; le second R_1 se situe plus bas en aval d'une pente issue du promontoire délimité par le premier rayon R_0. Entre R_0 et R_1, l'absence des stries initiales montre qu'il y a eu mouvement des grains mais sans apparition de rides. Cette dernière observation est la démonstration

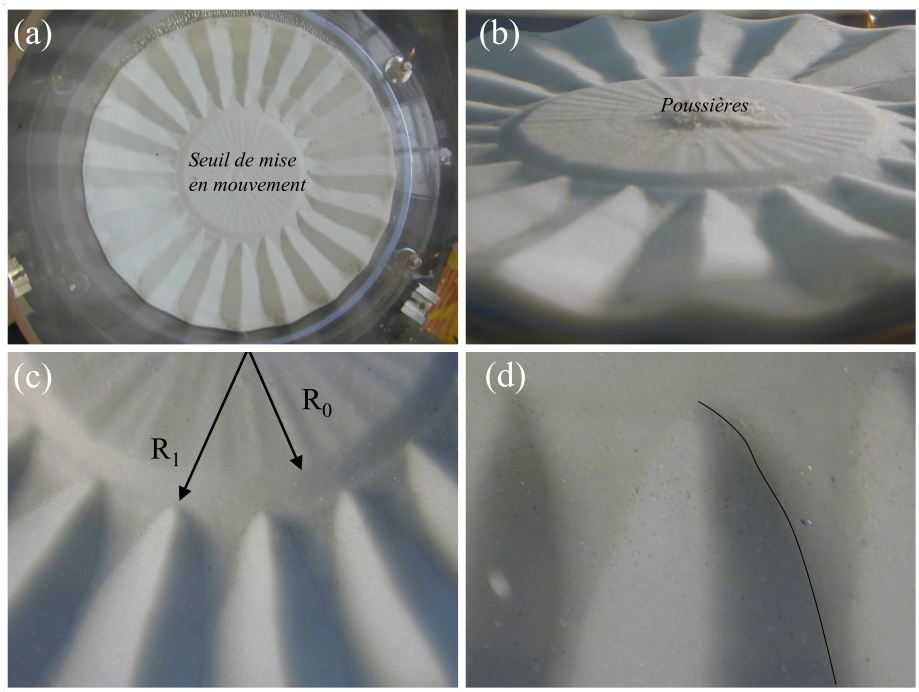


FIG. 6.8 – Description de l'état final : (a) seuil de mise en mouvement (b) poussières rassemblées au centre du promontoire par effet Einstein ; (c) zoom sur les deux rayons internes et (d) zoom sur l'extrémité interne d'une ride.

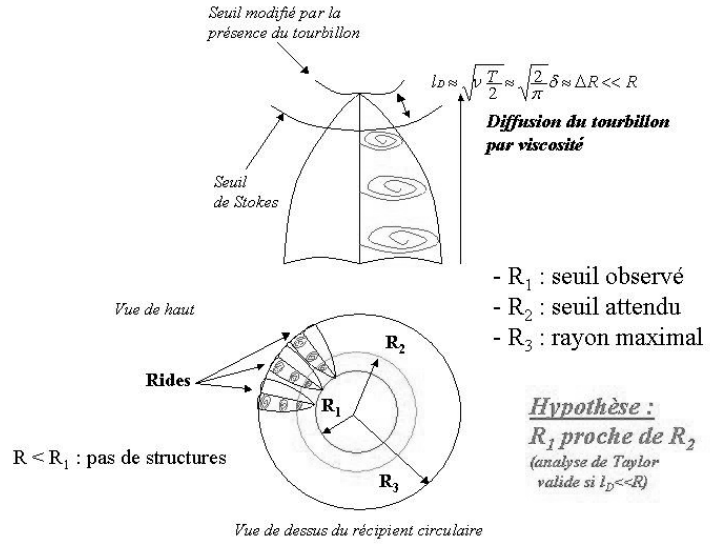


FIG. 6.9 – Diffusion radiale du tourbillon.

qu'il existe deux seuils distincts pour un écoulement oscillant sur un fond de grains. R_0 correspond au seuil de mise en mouvement des grains alors que R_1 correspond au seuil d'apparition des structures. Ceci a pour conséquence de mettre en question les théories qui ne font pas la distinction entre les deux seuils. De plus, ce constat vient illustrer l'universalité de la distinction entre les deux seuils qui a été prédite pour la première fois par F. Charru dans le cas d'un écoulement unidirectionnel non-oscillant [30].

Enfin, l'observation de l'extrémité interne des rides à tourbillon montre une forme en dent de requin et la présence d'une zone sans structure mais où les grains ont bougé [Fig. 6.8 (d)].

On peut de demander si le rayon R_1 correspond au seuil d'apparition des rides tel qu'on pourrait le mesurer dans une géométrie plane. En effet, il est tout à fait envisageable que ce seuil soit modifié par le fait que le tourbillon diffuse vers l'intérieur de la cuve par viscosité. Si tel est le cas l'épaisseur de diffusion serait de l'ordre de l'épaisseur de la couche de Stokes. Or, celle-ci est de l'ordre du mm dans l'eau ce qui est négligeable par rapport au rayon R_1 qui est environ 100 fois plus grand [Fig. 6.9].

6.6 Motifs secondaires

6.6.1 Les structures granulaires de Darwin

Comme rappelé dans la citation liminaire de ce chapitre, Darwin a constaté qu'en modifiant l'excitation sur des rides à tourbillon pré-formées, on pouvait voir apparaître des rides secondaires dans les creux d'un ensemble de rides primaires. Plus précisément, il rapporte qu'en agitant plus rapidement la cuve il a fait apparaître des rides en interstices. La question est de comprendre ce que signifie plus rapidement pour Darwin. On pourrait penser naïvement qu'il suffit d'augmenter la fréquence d'oscillation à amplitude constante. Or, on sait que ceci a plutôt pour effet de diminuer la hauteur des rides à tourbillon. De plus, la taille du tourbillon qui modèle l'interface est fixée par l'amplitude donc on peut penser que si l'on veut faire apparaître des rides en interstices dans des rides préexistantes, il faudrait plutôt diminuer l'amplitude. Or, diminuer l'amplitude ralentit les processus de transport car l'on se rapproche du seuil de mise en mouvement. Nous avons donc décidé de reproduire l'expérience de Darwin en augmentant la fréquence et en diminuant l'amplitude. Plus spécifiquement, avec des grains de 110 μm et un état initial caractérisé par les paramètres $A = 5cm$ et $f = 1Hz$, nous sommes passée aux paramètres $A = 1cm$ et $f = 2Hz$. Nous avons constaté immédiatement l'apparition des rides en interstices décrites par Darwin [Fig. 6.10 (a)]. Hansen & al. [55, 56] ont étudié de manière extensive l'influence d'une modification des paramètres d'excitations sur des rides à tourbillons dans une géométrie à plaque plane. Ils ont mis en évidence plusieurs types d'instabilités secondaires du motif initial et en particulier l'instabilité dite de doublement qui ressemble beaucoup à ce que nous observons dans la géométrie circulaire en ce sens qu'un nouveau système de rides apparaît dans les creux des rides de l'ancien système. En particulier, l'examen du diagramme de phase de la Figure 1.14 du premier chapitre montre qu'Hansen & al. ont obtenu le

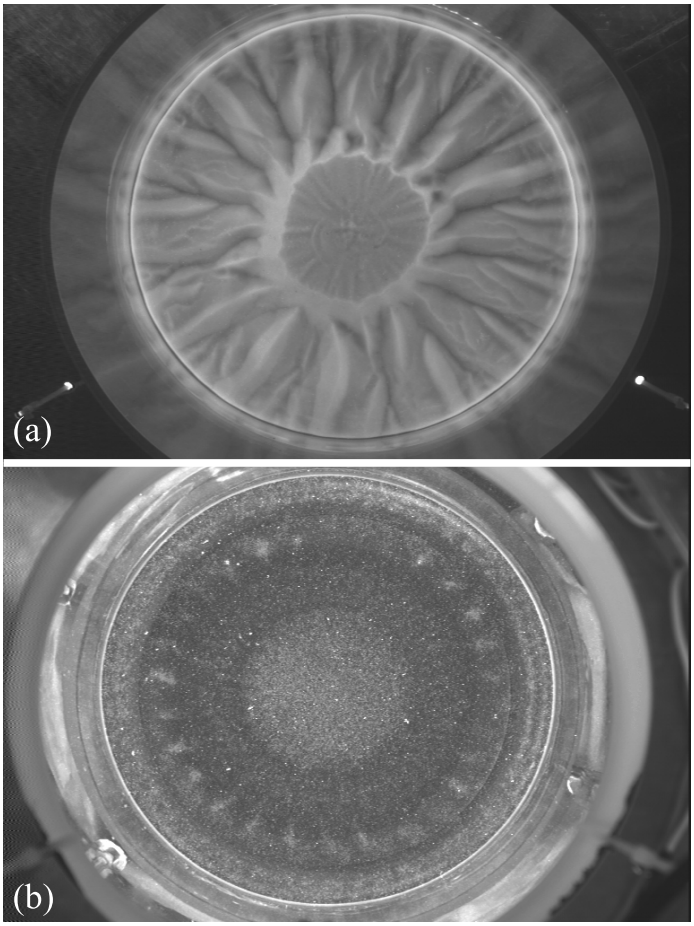


FIG. 6.10 – Observations modernes dans l'extension au nouveau dispositif des motifs décrits par Darwin : (a) rides en interstices pendant leur évolution et (b) rides internes créées par une excitation violente dans un mélange binaire.

doublement en diminuant l'amplitude et en augmentant la fréquence simultanément. Dans l'avenir, il serait intéressant de comparer ces résultats avec une étude systématique en géométrie circulaire dans l'extension du nouveau dispositif.

En outre, nous avons agité violemment la cuve avec un mélange binaire à des fins de visualisation. En pratique, nous avons lancé une phase de mise à plat telle que celle décrite dans la section sur l'influence de la préparation initiale. Comme observé par Darwin, les rides ne sont pas présentes près de la paroi où la fluidisation est importante. Par contre, on distingue sur la Fig. 6.10 (b) des structures internes qui sont des rides en début de formation.

6.6.2 Autres motifs observés

Il arrive que la ligne de crête des rides à tourbillon ne pointe pas vers le centre de la cuve. En effet, on peut voir sur la Figure 6.11 (a) des rides en forme de spirales. Ce type de rides est habituellement observé dans des systèmes où l'excitation des grains par le fluide n'est pas symétrique. Zoueshthiagh [135] et Caps [27] ont observé des rides spirales en respectivement décélérant (accélérant) une cuve d'eau avec un fond de sable. D'abord observées dans l'expérience de démonstration pour un état final, nous avons constaté dans l'extension au nouveau dispositif que cette forme spiralée résulte en fait d'une dérive orthoradiale de la structure. Il est peu probable que cette dérive soit initiée par une asymétrie de l'oscillation due par exemple au moteur. Par contre, il semble que la dérive apparaissent lorsque la structure qui cherche à adapter sa longueur d'onde finale à la loi en $4/3A$ est d'une certaine manière frustrée et préfère briser la symétrie gauche-droite en dérivant jusqu'à ce qu'une ride soit annihiler par ses voisines sur des temps longs. Nous avons constaté que la vitesse de dérive était très lente. Par exemple, pour les paramètres d'excitation $f = 1Hz$, $A = 3cm$, $d = 110\mu m$ et pour un temps final de $14h30$, la structure finale tourne d'un angle d'environ $46.3°$ en $6h40$ ce qui correspond à une vitesse de dérive de l'ordre de $1.44cm/heure$ pour le rayon externe $R = 11.9cm$.

Nous avons également constaté un effet de ségrégation radiale similaire à celui rencontré dans les dispositifs annulaires. Nous avons mélangé des petits grains jaunes de tailles $250 < d < 280\,\mu m$ et des gros grains bleus de tailles $315 < d < 355\,\mu m$. Les gros grains sont expulsés vers les plus grands rayons alors que les petits grains sont présent dans une zone intermédiaire entre le rayon central où il n'y a pas eu de mouvement et la zone externe où seuls les gros grains sont présents en surface [Fig. 6.11 (b)]. Dans la zone centrale, on observe un mélange des deux tailles plutôt de couleur bleu car le fait d'aplatir en secouant sépare les tailles en faisant remonter les gros grains (cf. le chapitre sur la ségrégation).

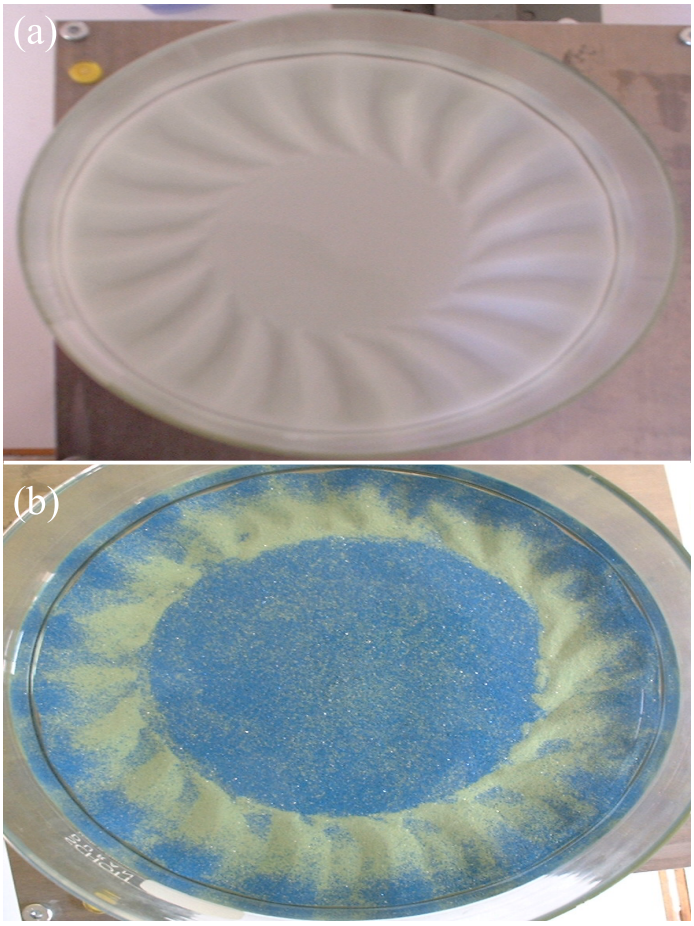


FIG. 6.11 – Motifs secondaires : (a) rides en spirales et (b) ségrégation radiale.

6.7 L'influence de la quantité de sable sur les structures observées

Motivés par des expériences antérieures de Kaneko & Honji [70] qui avaient étudiés la formation de stries avec une monocouche de sable sur une plaque soumise à un écoulement oscillant, nous avons voulu tester l'influence de la quantité de sable dans la cuve cylindrique.

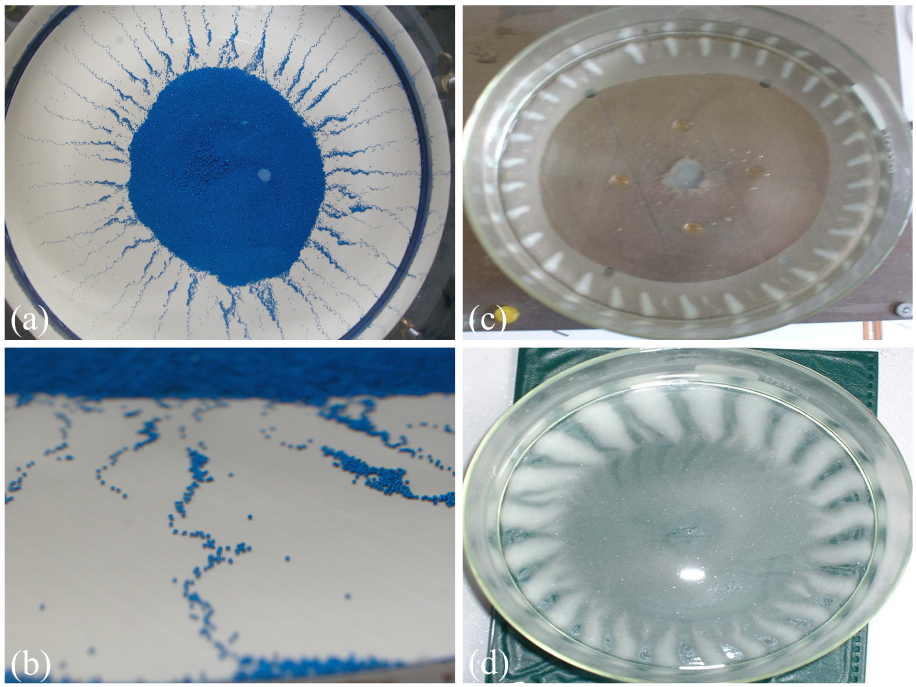


FIG. 6.12 – Influence de la quantité de sable : (a) lignes de grains irradiant du centre de la cuve ;(b) zoom sur une ligne de grains ; (c) rides à grains roulants dégénérées et (d) rides à tourbillon dégénérées.

De manière qualitative, nous avons mis en évidence deux régimes. Cependant, des effets centrifuges viennent polluer ce type d'expérience. En effet, si on place une petite quantité de sable au centre de la cuve, on constate que les grains migrent vers le rayon externe en formant des stries radiales de largeur un ou deux grains [Fig. 6.12 (a)]. Ces stries oscillent avec le fluide mais avec une amplitude plus faible de manière similaire au stries décrites dans les expériences récentes de Petit & Gondret [102] ainsi que de Wunenberger & al. [134]. L'accumulation de ces grains vers la paroi est à l'origine de la formation des rides observées [Fig. 6.12 (b)]. Si la quantité de sable est petite (typiquement une poignée), alors on observe des rides à grains roulants près de la paroi ce qui est la seule manière de les observer dans un état final que nous qualifierons de dégénéré [Fig. 6.12 (c)]. A cause des forces centrifuges, il n'y a plus de grains en dessous d'un certain rayon. Si la quantité

de grains augmente, la transition vers les rides à tourbillon s'effectue et l'on obtient des rides à tourbillon dégénérées caractérisé par l'absence de grains dans les creux qui ont été arrachés par les tourbillons [Fig. 6.12 (d)]. La structuration des grains en bandes a été décrites par Petit & Gondret [102] et Wunenberger & al. [134] via l'apparition de cellules de recirculation individuellement associées aux grains. Cependant, comme discuté par ces auteurs, il ne semble pas qu'un consensus émerge quant à l'explication définitive de formations des lignes. Une première explication consiste à supposer que la mise en rotation d'une bille par le fluide expulse du fluide dans la direction équatoriale et donc par continuité aspire du fluide dans la direction axiale de la rotation. Cette aspiration attire une autre bille située sur l'axe et l'expulsion équatoriale repousse les autres billes situées dans cette direction d'où la formation de lignes perpendiculaire à l'écoulement oscillant. Une seconde explication se base d'une part sur la dépression qui attire deux billes alignées dans le sens de l'écoulement et qui est due au ralentissement créé par la première bille dans l'espace entre les deux billes et d'autre part sur l'augmentation de pression du à la contraction des veines fluides entre deux billes dont l'axe qui joint leur centre de gravité est perpendiculaire à l'écoulement. Aucun processus n'a été proposé jusqu'à présent pour décrire l'interaction entre les lignes.

La mise en évidence de rides à grains roulants stables pour de faibles quantités de sable permet d'envisager dans l'avenir une étude systématique de l'influence du nombre de grains sur la longueur d'onde observée en prolongement des résultats obtenus par Kaneko & Honji [70] et surtout puisque Andersen [4] a introduit récemment un modèle théorique de sélection de la longueur d'onde finale des rides à grains roulants pour une quantité finie de grains susceptibles d'être mis en mouvement.

Conclusions partielles

Cette étude phénoménologique dans une géométrie circulaire à la Darwin nous a permis de mettre en évidence des cellules de recirculation au-dessus de rides à tourbillon. La compréhension des mécanismes d'apparition de ces cellules est cruciale afin d'interpréter les expériences de visualisation avec des colorants. Nous avons montré très clairement l'existence de deux seuils distincts de mise en mouvement des grains et d'apparition des structures dans un écoulement oscillant. La mise en place de l'extension au nouveau dispositif permettra dans l'avenir une étude quantitative du seuil de mise en mouvement des rides. On pourra suivre avec la caméra embarquée l'évolution du rayon d'apparition des rides en fonction du temps ainsi que la dérive éventuelle des structures. Enfin, une étude fine des instabilités secondaires est souhaitable. Cependant, l'influence des forces centrifuges semble empêcher une étude de la mise en ordre de lignes de grains ainsi que du mouvement individuel des grains dans ce type de géométrie.

Conclusions et Perspectives

> Nor can the geomorphologist rest content, ... until he knows why sand collects into dunes at all, ... and how the dunes assume and maintain their own special shapes.
>
> Ralph Alger Bagnold, *The Physics of Blown Sand and Desert Dunes*, 1941.

Cette thèse nous a permis de comprendre un peu mieux la formation, la coalescence et l'hydrodynamique associées aux rides à grains roulants.

Nous avons tout d'abord étudié l'influence des différents paramètres sur la zone de pseudo-stabilité des rides à grains roulants pour pourvoir observer ces structures sur des temps longs avant la transition vers les rides à tourbillon. D'une manière générale, il suffit de se rapprocher du seuil de mise en mouvement. Cependant, nous n'avons pas réussi à isoler un paramètre de contrôle unique de l'instabilité qui soit indiscutable. Nous avons mis en évidence les dépendances de la longueur d'onde initiale avec la taille des grains, la fréquence et l'amplitude. La longueur d'onde moyenne ainsi que la valeur quadratique moyenne de la hauteur semble suivre une évolution logarithmique en temps pendant la coalescence des rides à grains roulants. Nous avons aussi précisé les caractéristiques géométriques des rides à grains roulants au moment de la transition.

Nous avons développé un nouveau dispositif expérimental afin d'observer l'écoulement associé aux rides à grains roulants. Nous avons montré pour la première fois à notre connaissance l'existence d'un tourbillon transitoire apparaissant au moment du retournement de l'écoulement principal au-dessus des rides à grains roulants. Par contre, nous ne savons pas comment ce tourbillon participe au transport de grains et donc à l'instabilité. Nous avons rapporté des mesures du champ de vitesse au dessus des rides avec une technique de P.I.V. pour caractériser la structure hydrodynamique associée qui pourra servir de critère d'existence indirecte de cellules de recirculation dans l'optique d'une application aux bancs de sable. De plus, nous pensons que la terminologie introduite par Bagnold pour distinguer les rides à grains roulants et les rides à tourbillon est caduque en se basant sur l'existence de tourbillons transitoires associés à ces structures dans les deux cas ce qui avait été un critère discriminatoire dans la littérature jusqu'à présent. Néanmoins, il doit bien exister une différence puisque l'on a constaté une transition nette dans l'évolution de la longueur d'onde et de la hauteur des rides...

Le phénomène de ségrégation dans des mélanges de grains est très marqué pour les rides à tourbillon contrairement aux rides à grains roulants. Nous avons constaté la présence de

mouvement convectifs sous les rides à tourbillon qui sont la résultante d'un ébranlement interne créé par le cisaillement du fluide qui est maximal au niveau des crêtes et minimal au niveau des creux. Lors de cette convection les gros grains sont expulsés par les pentes de la ride et se retrouvent dans une couche superficielle dont le maximum de concentration en gros grains alterne de part et d'autre de la ride pendant l'oscillation. Les petits grains restent sous la couche de gros grains et dans les creux où l'ébranlement est quasiment inexistant. Nous avons mis en évidence l'influence de la préparation initiale d'un mélange binaire sur la stratification interne des rides et donc sur ce que l'on peut appeler l'histoire du tas de sable ainsi que l'apparition des "yeux de chat" lors de l'annihilation d'une ride à tourbillon par ses deux voisines.

L'étude du seuil de mise en mouvement est désormais envisageable dans l'extension au nouveau dispositif que nous avons développée et qui de par sa géométrie impose un gradient d'amplitude permettant d'identifier de manière claire ce seuil ainsi que le seuil d'instabilité par le suivi dynamique de la saturation sur les temps longs grâce à une caméra embarquée sur le dessus du dispositif.

Dans l'avenir, il serait souhaitable de tester l'influence de la densité des grains et de la viscosité du fluide sur le seuil de l'instabilité et l'évolution des rides. En particulier, il serait intéressant de voir l'influence de la longueur visqueuse $l_v = (\frac{\rho_f \nu^2}{g\Delta\rho})^{1/3}$ sur la longueur d'onde initiale.

L'impossibilité dans l'ancien dispositif de suivre en dynamique la déformation initiale de l'interface due à la discrétisation de nos acquisition (toutes les trente secondes) ne nous a pas permis d'extraire des décompositions en série de Fourier des profils le mode dominant et donc de pouvoir suivre la loi de croissance de l' instabilité. La mesure du taux de croissance de l'instabilité dans le nouveau dispositif grâce à la caméra embarquée avec la technique de diagramme spatio-temporel sur une ligne perpendiculaire à l'interface doit être examinée malgré quelques tentatives infructueuses non reportées dans cette thèse.

Cependant, il nous paraît peut-être vain d'essayer de caractériser l'instabilité initiale avec les techniques employées pour des interfaces continues. En effet, le concept d'interface est discutable initialement car celle-ci est en fait discontinue du fait du caractère individuel des billes de verres. De plus, les expériences menées avec une faible quantité de grains montrent l'apparition de stries donc d'une structuration avec une certaine longueur d'onde bien que l'on ne puisse pas parler à proprement d'interface car chaque rangée de grains est espacée par un fond plat et que la hauteur des ces pré-rides est d'un diamètre de grains. En outre, comme remarqué par Bagnold, les rides à grains roulants forment des petits monticules de quelques grains distants les uns des autres avec une zone de séparation assez passive. On peut penser que la distance parcourue par les billes pendant chaque demi-période soit une fonction de la rugosité locale (chaque bille dans la sous-couche immobile étant un obstacle à l'avancée d'une bille dans la couche mobile) donc que la longueur d'onde initiale des rides à grains roulants soit plus petite que la distance entre deux stries (sur un fond plat sans pièges) formées avec une faible quantité de grains. Ainsi, il est tout à fait probable que la distance entre deux monticules dépendent de la rugosité locale ce qui peut expliquer l'apparition inhomogène des rides à grains roulants le long du périmètre

des dispositifs expérimentaux ainsi que la largeur de bande de longueur d'onde initiale que nous avons observée.

Des visualisations préliminaires avec la caméra sur le côté du nouveau dispositif démontrent la possibilité de coupler un suivi des billes de verres à une caractérisation simultanée de l'hydrodynamique et de futures études devraient permettre de relier le taux de transport de grains à l'écoulement sachant qu'il existe plusieurs lois qui ont été proposées dans la littérature avec différents exposants pour la contrainte de cisaillement en fonction de laquelle s'exprime le flux de sable [92].

Une perspective intéressante nous a été inspirée par la similitude entre les déformations qui apparaissent à l'interface entre de l'eau et de la glace [51] [Fig. 6.13 (a) & (b)] et la formation de dunes unidirectionnelles [79, 76] [Fig. 6.13 (c)]. En effet, la loi de Newton qui relie le flux de chaleur convectif à la différence de température d'une interface s'écrit : $q_T = h(T - T_0)$. La loi de transport sédimentaire la plus simple relie le flux de sable à la différence entre le cisaillement créé par le fluide sur l'interface de sable et le cisaillement critique en dessous duquel les grains ne sont pas mis en mouvement : $q_s \sim (\tau - \tau_c)$. On retrouve une certaine similitude avec les modèles cinétiques des milieux granulaires [47] qui définissent une température "granulaire" en fonction des fluctuations quadratiques de vitesse sachant qu'une contrainte turbulente est aussi une fonction quadratique de la vitesse. D'autre part, comme souligné par Gilpin & al. [51] pour la glace et par Charru [30] et Langlois [76] pour le sable, il semble que l'origine de l'instabilité de la couche de glace ou de sable soit le déphasage entre la forme de l'interface et le flux thermique ou de sable imposé par l'écoulement d'eau. Ainsi, on peut tout à fait imaginer une expérience où un écoulement oscillant déformerait un surface de glace créée par un refroidissement adapté dans le nouveau dispositif expérimental. Il serait donc intéressant de voir si l'analogie dans le cas unidirectionnel [Fig. 6.13] se transpose dans le cas oscillant...

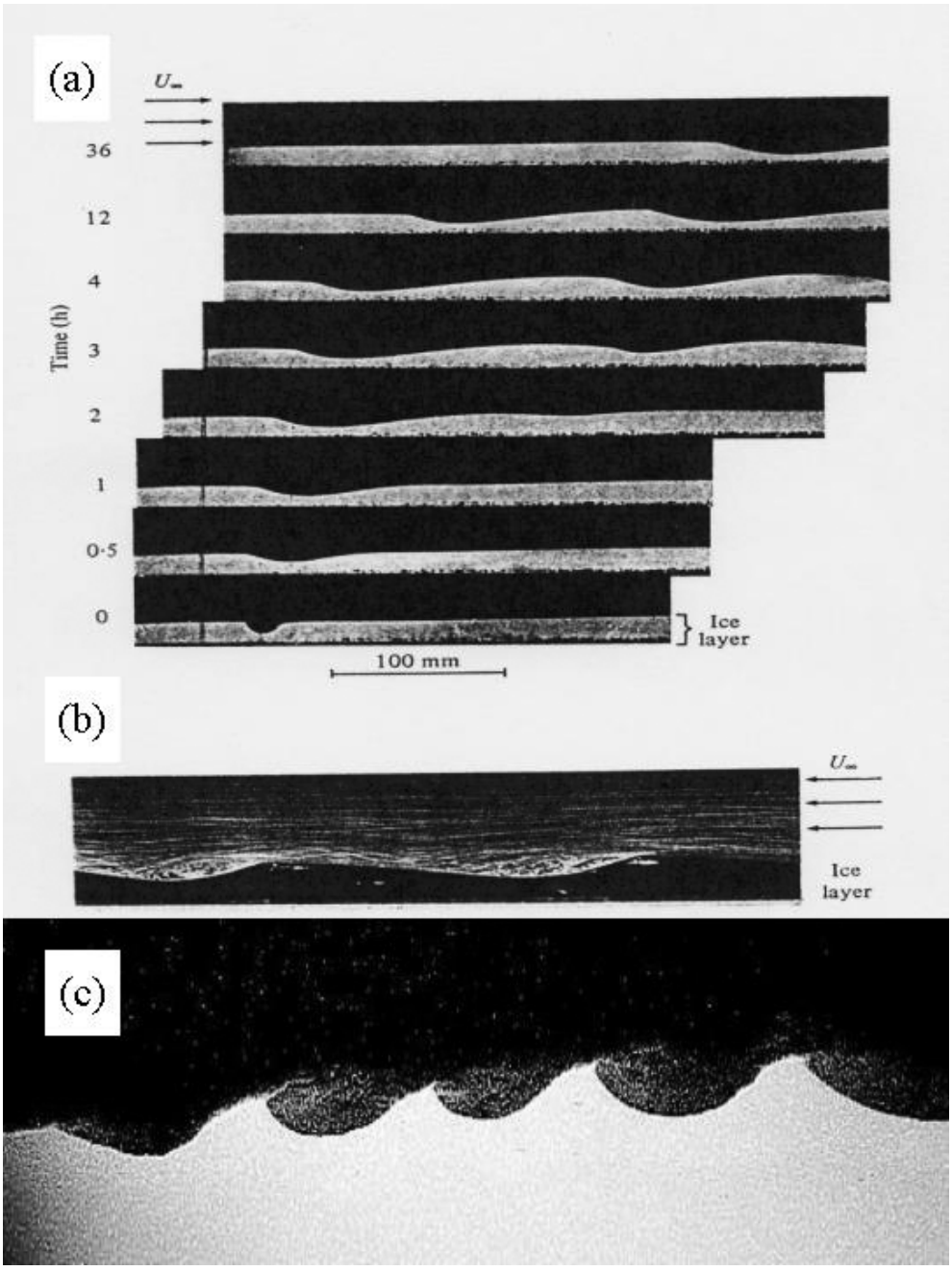


FIG. 6.13 – Illustration de l'analogie entre transport de chaleur et de grains : (a) ondulations de glace ; (b) recirculations hydrodynamique sous écoulement unidirectionnel ; (c) ondulations de sable.

Bibliographie

[1] D. Anache, Formation de dunes et de rides dans un écoulement cisaillant à symétrie rotationnelle, Stage de Licence du Magistère des Sciences de la matière de l'ENS Lyon - Physique, Juin - Juillet, 2002.

[2] K.H. Andersen, Ripples Beneath Surface Waves and Topics in Shell Models of Turbulence, the Niels Bohr Institute, Copenhagen University, http ://www.nbi.dk/˜kenand/Thesis.html, 1999.

[3] K.H. Andersen, M.-L. Chabanol & M. van Hecke, Dynamical models for sand ripples beneath surface waves, Physical Review E, **63**, p. 066308, 2001.

[4] K.H. Andersen, A particle model of rolling grain ripples, Physics of fluids, **13** 1, p. 58-64, 2001.

[5] K.H. Andersen, M. Abel, J. Krug, C. Ellegaard, L.R. Soendergaard & J. Udesen, Pattern Dynamics of Vortex Ripples in Sand : Nonlinear Modeling and Experimental Validation, Physical Review Letters, **88**, p. 234302, 2002.

[6] K.H. Andersen & C. Faraci, The Wave Plus Current Flow over Vortex Ripples at an Arbitrary Angle, Coastal Engineering, **47**, p. 431-441, 2003.

[7] A. Aouidef, C. Normand, A. Stegner and J.E. Wesfreid, Centrifugal instability of pulsed flow, Physics of Fluids **6** , p. 3665-3676, 1994.

[8] G.M. Ashley, Classification of large-scale subaqueous bedforms : a new look at an old problem, Journal of Sedimentary Petrology, Vol. 60, No. 1, p. 160-172, January 1990.

[9] H. Ayrton, The origin and growth of ripple-mark, Proc. Roy. Soc. London A, **84**, p. 285-310, http ://www.physics.ucla.edu/ cwp/articles/ayrton/, 1910.

[10] R.A. Bagnold, *The Physics of blown sand and desert dunes*, Chapman and Hall, Methuen, London, 1941.

[11] R.A. Bagnold, Motion of waves in shallow water. Interaction between waves and sand bottoms. With an additional note by Sir G.I. Taylor, Proceedings of the Royal Society of London, Series A, **187**, p. 1-15, 1946.

[12] C. Bailly & G. Comte-Bellot, *Turbulence*, Science et techniques de l'ingénieur, CNRS EDITIONS, p. 313-325, 2003.

[13] J.F. Beaudoin, O. Cadot, J.L. Aider & J.E. Wesfreid, Experimental characterization of the wake structure of the backward-facing step at moderate Reynolds numbers. Accepted for publication in European Journal of Mechanics B/Fluids, 2003.

[14] S. Berné, G. Allen, J.P. Auffret, H. Chamley, J. Durand & O. Weber, Essai de synthèse sur les dunes hydrauliques géantes tidales actuelles, Bulletin de la Société Géologique de France, (8), t. V, n° 6, p. 1145-1160, 1989.

[15] A. Betat, V. Frette and I. Rehberg, Sand Ripples Induced by Water Shear Flow in an Annular Channel, Physical Review Letters, **83** 1, p. 88-91, 1999.

[16] A. Betat, C.A. Kruelle, V. Frette & I. Rehberg, Long-time behavior of sand ripples induced by water shear flow, The European Physical Journal E - Soft Matter, **8**, p. 465-476, 2002.

[17] D. Bideau, Introduction générale aux milieux granulaires, dans *Des grands écoulements naturels à la dynamique du tas de sable*, Eds. C. Allain-Ph. Coussot-B. Ildefonse, Edition du Cemagref, Grenoble, 1997.

[18] F. Bigilon, Etude du mouvement bidimensionnel d'une particule dans un courant d'eau sur une forte pente, Thèse de l'Université Grenoble I-Joseph Fourier, Spécialité : Géophysique, Géochimie & Géomécanique, soutenue le 26 octobre, 2001.

[19] P. Blondeaux, Sand ripples under sea-waves. Part 1. Ripple formation., Journal of Fluid Mechanics, **218**, p. 1-17, 1990.

[20] P. Blondeaux & G. Vittori, Vorticity dynamics in an oscillatory flow over a rippled bed, Journal of Fluid Mechanics, **226**, p. 257-289, 1991.

[21] P. Blondeaux & G. Vittori, Boundary layer and sediment dynamics under sea waves, in : Liu P.L.F. (Ed.), Advances in Coastal and Ocean Engineering, Vol. 4, p. 133-190, World Scientific, 1999.

[22] P. Blondeaux, E. Foti & G. Vittori, Migrating sea ripples, European Journal of Mechanics B/Fluids, **19**, p. 285-301, 2000.

[23] P. Blondeaux, Mechanics of coastal forms, Annual Review of Fluid Mechanics, **33**, p. 339-370, 2001.

[24] I. Brøker, Wave generated ripples and resulting sediment transport in waves, ISVA, The Danish Technical University, Series Paper 36, 1985.

[25] J.M. Buffington, The Legend of A.F. Shields, Journal of Hydraulic Engineering, April, p. 376-387, 1999.

[26] C. de Candolle, Rides formées à la surface du sable déposé au fond de l'eau, Archives des Sciences Physiques et Naturelles, Période 3, Vol. 9, p.253, 1882.

[27] H. Caps & N. Vandewalle, Granular spirals on erodible sand submitted to a circular fluid motion, arXiv :cond-mat/0212252.

[28] H. Caps & N. Vandewalle, Patterns in hydraulic ripples with binary granular mixtures, arXiv :cond-mat/0112089.

[29] K.W. Chan, M.H.I. Baird & G.F. Round, Behaviour of Beds of Dense Particles in a Horizontally Oscillating Liquid, Proceedings of the Royal Society of London, Series A, **330**, p. 537-559, 1972.

[30] F. Charru & H. Mouilleron-Arnould, Instability of a bed of particles sheared by a viscous flow, Journal of Fluid Mechanics, **452**, p. 303-323, 2002.

[31] M.C. Cross & P.C. Hohenberg, Pattern Formation Outside of equilibrium, Reviews of modern Physics, **65** 3, p. 851-1112, 1993.

[32] Z. Csahók, C. Misbah & A. Valance, A class of nonlinear front evolution equations derived from geometry and conservation, Physica D, **128**, p. 87-100, 1999.

[33] S. Cuevas & G. Huelsz, Oscillatory boundary-layer flows, Recent Research & Development in Fluid Dynamics, **2**, p. 35-61, 1999.

[34] S. Cuevas, F.Z. Sierra & A.A. Avramenko, Magnetic damping of steady streaming vortices in an oscillatory viscous flow over a wavy wall, Magnetohydrodynamics, Volume 38, Number 4, p. 345-358, 2002.

[35] A.G. Davies & C. Villaret, Oscillatory flow over rippled beds : boundary layer structure and wave-induced eulerian drift, in Gravity waves in water of finite depth, ed. J.N. Hunt, Advances in Fluid Mechanics, Computational Mechanics Publications, 1995.

[36] O. Darrigol, Stability and instability in nineteenth-century fluid mechanics, Revue d'Histoire des Mathématiques, **8**, p. 5-65, 2002.

[37] G.H. Darwin, On the formation of ripple-mark in sand, Proceedings of the Royal Society of London, Series A, **36**, p. 18-43, 1883.

[38] J. S. Doucette, Geometry and grain-size sorting of ripples on low-energy sandy beaches : field observations and model predictions, Sedimentology, **49**, p. 483-503, 2002.

[39] Jacques Duran, *Sables, Poudres et Grains : Introduction à la Physique des Milieux Granulaires*, Eyrolles, 1997.

[40] H.C. Earnshaw & C.A. Greated, Dynamics of ripple bed vortices, Experiments in Fluids, **25**, p. 265-275, 1998.

[41] P. Evesque, Influence of boundary conditions on 2-fluid systems under horizontal vibration, Poudres & Grains, **12** 6, p.107-114, 2001.

[42] C. Faraci & E. Foti, Evolution of small scale regular patterns generated by waves propagating over a sandy bottom, Physics of Fluids, **13** 6, p. 1624-1634, 2001.

[43] C. Faraci & E. Foti, Geometry, migration and evolution of small-scale bedforms generated by regular waves and irregular waves, Coastal Engineering, **47**, p. 35-52, 2002.

[44] M. Fermigier & P. Jenffer, Sand ripples in a rotating tank, Physics of Fluids, **14** 9, S9, 2002.

[45] E. Foti & P. Blondeaux, Sea ripple formation : The turbulent boundary layer case, Coastal Engineering, **25**, p. 227-236, 1995.

[46] E. Foti & P. Blondeaux, Sea ripple formation : The heterogeneous sediment case, Coastal Engineering, **25**, p. 237-253, 1995.

[47] Y. Forterre, Instabilités dans les écoulements granulaires, Thèse de Doctorat de l'Université de Provence, soutenue le 29 avril, 2002.

[48] J. Fredsøe & R. Deigaard, *Mechanics of Coastal Sediment Transport*, World Scientific, 1992.

[49] T. Gerkema, A note on the effect of finite Stokes-layer thickness in a morphodynamic stability problem, Physics of Estuaries and Coastal Seas, Dronkers & Scheffers, ISBN 9054109653, p. 387-395, 1998.

[50] T. Gerkema, A linear stability analysis of tidally generated sand waves, Journal of Fluid Mechanics, volume 417, p. 387-395, 2000.

[51] R.R. Gilpin, T. Hirata & K.C. Cheng, Wave formation and heat transfer at an ice-water interface in the présence of a turbulent flow, Journal of Fluid Mechanics, **99**, p. 619-640, 1980.

[52] E. Guyon, L. Petit, J.P. Hulin & C. Mitescu, *Hydrodynamique Physique*, Nouvelle édition revue et augmentée, Collection Savoirs Actuels, CNRS EDITIONS & EDP Sciences, 2001.

[53] A.W. Gwinn & S.J. Jacobs, Mass transport in viscous flow under a progressive water wave, Journal of Fluid Mechanics, Volume **340**, p. 61-82, 1997.

[54] W.W. Hagerty, Use of an optical property of glycerine-water solutions to study viscous fluid-flow problems, Journal of Applied Mechanics, March, p. 54-58, 1950.

[55] J.L. Hansen, M. van Hecke, A. Haaning, C. Ellegaard, K.H. Andersen, T. Bohr & T. Sams, Instabilities in sand ripples, Nature, **410**, p. 324, 2001.

[56] J. L. Hansen, M. van Hecke, C. Ellegaard, K. H. Andersen, T. Bohr & T. Sams, Stability Balloon for Two-Dimensional Vortex Ripple Patterns, Physical Review Letters, **87**, p. 204301, 2001.

[57] T. Hara & C.C. Mei, Oscillating flow over periodic ripples, Journal of Fluid Mechanics, **211**, p. 183-209, 1990.

[58] T. Hara & C.C. Mei, Centrifugal instability of an oscillatory flow over periodic ripples, Journal of Fluid Mechanics, **227**, p. 1-32, 1990.

[59] T. Hara, C.C. Mei & K.T. Shum, Oscillatory flow over periodic ripples of finite slope, Physics of Fluids A, **4** 7, p. 1-12, 1992.

[60] E. Hellén & J. Krug, Coarsening of Sand Ripples in Mass Transfer Models with Extinction, Physical Review E, **66**, p. 011304, 2002.

[61] H.J. Herrmann, J.-P. Hovi & S. Luding, Physics of Dry Granular Media, Volume 350, NATO ASI Series E, Kluwer (Dordrecht, NL), Proceedings of the Summer 1997 Conference in Cargese France, 1998.

[62] H.J. Herrmann & G. Sauermann, The shape of dunes, Physica A, **283**, p. 24-30, 2000.

[63] P. Hersen, S. Douady & B. Andreotti, Relevant Length Scale of Barchan Dunes, Physical Review Letter, Volume **89**, Number 26, p. 264301-1/264304, 2002.

[64] H. Honji, The starting flow down a step, Journal of Fluid Mechanics, **69** 2, p. 229-240, 1975.

[65] H. Honji, A. Kaneko & N. Matsunaga, Flow above oscillatory ripples, Sedimentology, **27**, p. 225-229, 1980.

[66] S.-C. Hsiao & P.L.F. Liu, The porous effect on the bottom instability under partially standing waves, The Chinese Journal of Mechanics-Series A, **18** 2, p. 53-66, 2002.

[67] S.-C. Hsiao & P.L.F. Liu, Oscillatory flows over a permeable wavy boundary, soumis, 2003.

[68] S.J.M.H. Hulscher, Tidal-induced large scale regular bed form patterns in a three-dimensionnal shallow water model, J. Geophys. Res., **101** (C9), p. 20727-20744, 1996.

[69] A. Kaneko & H. Honji, Double structures of steady streaming in the oscillatory vicous flow over a wavy wall, Journal of Fluid Mechanics, **93**, p. 727-736, 1979.

[70] A. Kaneko & H. Honji, Initiation of Ripple Marks under Oscillating Water, Sedimentology, Volume **26**, p. 101-113, 1979.

[71] A. Kaneko, Oscillation sand ripples in viscous fluids, Proc. of JSCE, No. 307, p. 113-124, March, 1981.

[72] L. Kondic, R.R. Hartley, S.G.K. Tennakoon, B. Painter & R Behringer, Segregation by Friction, Europhysics Letters, **61** 6, p. 742-748, 2003.

[73] J. Krug, Coarsening of vortex ripples in sand, Advances in Complex Systems, Vol. 4, No. 4, p. 353, 2001.

[74] M.S. Longuet-Higgins, Mass transport in water waves, Philosophical Transactions of the Royal Society A, **245** 903, 535-581, 1953.

[75] M.S. Longuet-Higgins, Oscillatory flow over steep ripples, Journal of Fluid Mechanics, **107**, p. 1-35, 1981.

[76] V. Langlois, Formation et mûrissement de rides sous-marines, Stage de troisième année du magistère de Physique (Sciences de la Matière) de l'Ecole Normale Supérieure de Lyon, 2002.

[77] module SNF-501L-670-30-45° pour la visualisation & SNF-501L-685-50-45° pour la P.I.V., Lasiris, www.lasiris.com .

[78] P.L.F. Liu, M.H. Davis & S. Downing, Wave-induced boundary layer flows above and in a permeable bed, Journal of Fluid Mechanics, **325**, p. 195-218, 1996.

[79] T. Loiseleux, Travaux non publiés.

[80] W.H. Lyne, Unsteady viscous flow over a wavy wall, Journal of Fluid Mechanics, **50**, p. 33-48, 1971.

[81] H.A. Makse, S. Havlin, P.R. King, & H.E. Stanley, Spontaneous stratification in Granular Mixtures, Nature, **386**, p. 379, 1997.

[82] H.A. Makse, Grain segregation mechanism in aeolian sand ripples, The European Physical Journal E - Soft Matter, Number 1, p. 127-135, 1999.

[83] P. Manneville, *Structures dissipatives, chaos et turbulence*, Collection Aléa Saclay, 1991.

[84] F. Marin, Etude expérimentale de l'écoulement généré par la houle au-dessus d'un fond de rides, Thèse de l'Université du Havre, Spécialité : Mécanique, soutenue le 29 septembre, 1992.

[85] F. Marin, Experimental investigation of the wave-induced currents above rippled beds, Proceedings of the international workshop Marine Sand-wave Dynamics, p. 115-121, 2000. Article disponible à l'adresse : *http* : $//www.shom.fr/fr_page/fr_actg eo/TPmarin.html$.

[86] F. Marin & A. Jarno-Druaux, Dynamique de rides en écoulement de houle, Troisième Colloque Chaos Temporel et Chaos Spatio-temporel, Le Havre, p. 223-227, 2001.

[87] N. Matsunaga, A. Kaneko & H. Honji, A numerical study of steady streamings in the oscillatory flow over a wavy wall, Journal of Hydraulic Research, **19**, Number 1, p. 29-42, 1981.

[88] C.C. Mei, *The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves*, World Scientific, 1989.

[89] C.C. Mei & P.L.F. Liu, Surface waves and coastal dynamics, Annual Review of Fluid Mechanics, **25**, p. 215-240, 1993.

[90] C.C. Mei & J. Yu, Note on the instability of sand ripples under partially standing surface waves, Physics of Fluids, **9**, p. 1606-1620, 1997.

[91] F. Moisy, T. Pasutto, G. Gautier, P. Gondret & M. Rabaud, Instabilités spirales entre disques tournants. Bulletin de la Société Française de Physique, **135**, juillet-août, 2002.

[92] H. Mouilleron-Arnould, Instabilités d'un milieu granulaire cisaillé par un fluide, Thèse de l'Université Paul Sabatier-Toulouse III, Spécialité : Mécanique des Fluides, soutenue le 7 mars, 2002.

[93] P. Nielsen, Some basic concepts of wave sediment transport, Technical University of Denmark, Institute of Hydrodynamics and Hydraulic Engineering, Series Paper No. 20, 160 p.,1979.

[94] P. Nielsen, Dynamics and geometry of wave generated ripples, Journal of Geophysical Research, **86** C7, p. 6467-6472, 1981.

[95] P. Nielsen, *Coastal bottom boundary layers and sediment transport*, World Scientific, 1992.

[96] T. O'Donoghue & G.S. Clubb, Sand ripples generated by regular oscillatory flow, Coastal Engineering, **44**, p. 101-115, 2001.

[97] Orgasol 2002 ES6 NAT3, ELF Atochem, D. Polymères fonctionnels, Cours Michelet, La Defense, Paris, France.

[98] J.M. Ottino & D.V. Khakhar, Mixing & Segregation of Granular Materials, Annual Review of Fluid Mechanics, **32**, p. 55-91, 2000.

[99] A. Ould El Moctar, Formation et Migration des Dunes, Acte du deuxième atelier international, Université de Nouakchott, Faculté des Sciences et Techniques, 7-13 Février 2001.

[100] Y. Ourmières, photographies et films de l'écoulement au dessus d'un fond ondulé : $http://www.civil.soton.ac.uk/hydraulics/Yann/actual_research.htm$

[101] G. Perrier, Numerical modelling of the transport of non-cohesive sediments by waves and currents over a rippled bed, Thèse du Laboratoire National d'Hydraulique, France, 1996.

[102] L. Petit & P. Gondret, Redressement d'un écoulement alternatif, Journal de Physique II France, **2**, p. 2115-2144, 1992.

[103] P. Politi, Kink dynamics in a one-dimensional growing surface,Physical Review E, **58**, p. 281,1998.

[104] J. Rajchenbach, Granular Flows, Advances in Physics, Vol. **49**, No. 2, p. 229-256, 2000.

[105] M.E. Ralph, Oscillatory flows in wavy-walled tubes, Journal of Fluid Mechanics, Volume 168, p. 515-540, 1986.

[106] N. Riley, Steady streaming, Annual Review of Fluid Mechanics, Volume 33, p. 43-65, 2001.

[107] P.C. Roos & P. Blondeaux, Sand ripples under sea waves. Part 4. Tile ripple formation, Journal of Fluid Mechanics, Volume **447**, p. 227-246, 2001.

[108] G. Rousseaux, Contribution à l'étude expérimentale de l'instabilité d'une interface eau-granulaire : application à la morphodynamique des rides de sable, Stage du DEA Mécanique des Fluides et Transferts (INPG-UJF), mars-septembre, 2000.

[109] G. Sauermann, P. Rognon, A. Poliakov, H.J. Hermann, The shapes of the barchan dunes of Southern Morocco, Geomorphology, **36**, p. 47-62, 2000.

[110] G. Sauermann, Modeling of Wind Blown Sand and Desert Dunes, ISBN 3-89722-731-2, Logos Verlag Berlin, 2001.

[111] P. Scandura, G. Vittori & P. Blondeaux, Three-dimensional oscillatory flow over steep ripples, Journal of Fluid Mechanics, **412**, p. 355-378, 2000.

[112] M.A. Scherer, F. Melo & M. Marder, Sand ripples in an oscillating sand-water cell, Physics of Fluids, Volume **11**, Number 1, p. 58-67, 1999.

[113] H. Schlichting, *Boundary Layer Theory*, Mac Graw Hill, 1968.

[114] G. Seminara, Effect of grain sorting on formation of bedforms, Applied Mechanics Review, Volume **48**, Number 9, p. 549-563, 1995.

[115] Silibeads, fournisseur de billes colorées, adresse Internet : http ://www.Sigmund-Lindner.com/ .

[116] J.F.A. Sleath, A contribution to the study of vortex ripples, Journal of Hydraulic Research, **13**, p. 315-328, 1975.

[117] J.F.A. Sleath, On rolling-grain ripples, Journal of Hydraulic Research, **14** 1, p. 69-81, 1976.

[118] J.F.A. Sleath, *Sea bed mechanics*, Wiley, 1984.

[119] I.J. Sobey, On flow through furrowed channels. Part 1. Calculated flow patterns, Journal of Fluid Mechanics, Volume 96, part 1, p. 1-26, 1980.

[120] I.J. Sobey, Oscillatory flows at intermediate Strouhal number in asymmetric channels, Journal of Fluid Mechanics, Volume 125, p. 359-373, 1982.

[121] A. Stegner & J-E Wesfreid, Dynamical evolution of sand ripples under water, Physical Review E, Volume **60**, Number 4, p. 3487-3490, 1999.

[122] A. Stegner & G. Rousseaux, Dynamique de l'interface sable-fluide : des rides de plage aux dunes sous-marines, Bulletin de la Société Française de Physique, Numéro 129, p. 4-7, Mai 2001.

[123] N. Thomas, Reverse and intermediate segregation of large beads in granular media, Physical Review E, Volume 62, Number 1, p. 961-974, 2000.

[124] C.R. Thorne & P. Soar, R.A. Bagnold : a biography and extended bibliography, Earth Surface Processes and Land Forms, Volume **21**, p. 987-991, 1996.

[125] T. Tran Thu, Modélisation numérique de l'interaction houle-courant-sédiment, Thèse de l'Université Joseph Fourier - Grenoble 1, Spécialité : Mécanique, soutenue le 9 novembre, 1995.

[126] A. Trentesaux & T. Garlan, Marine sandwave dynamics, Proceedings of an internaionnal worshop held in Lille, France, ISBN 2-11-088263-8, 23 & 24 March 2000.

[127] L. Trujillo & H. Herrmann, Hydrodynamic model for particle size segregation in granular media, cond-mat/0202484, 2002.

[128] C. Villaret, Modélisation de la couche limite et du transport de sédiments sous l'action de la houle et du courant, mémoire d'habilitation à diriger des recherches, Université de Caen-Basse-Normandie, soutenue le 27 mars, 1998.

[129] G. Vittori, Non-linear viscous oscillatory flow over a small amplitude wavy wall, Journal of Hydraulic Research, **27**, Number 2, p. 267-280, 1989.

[130] G. Vittori & P. Blondeaux, Sand ripples under sea-waves. Part 2. Finite-amplitude development., Journal of Fluid Mechanics, **218**, p. 19-39, 1990.

[131] G. Vittori & P. Blondeaux, Sand ripples under sea waves. Part 3 : Brick-pattern ripples formation., Journal of Fluid Mechanics, **239**, p. 23-45, 1992.

[132] G. Vittori & P. Blondeaux, Mass transport under sea waves propagating over a rippled bed., Journal of Fluid Mechanics, **314**, p. 247-267, 1996.

[133] P.L. Wiberg & C.K. Harris, Ripple geometry in wave-dominated environments, Journal of Geophysical Research, Vol. **99**, NO. C1, p. 775-789, 1994.

[134] R. Wunenburger, V. Carrier & Y. Garrabos, Periodic order induced by horizontal vibrations in a two-dimensionnal assembly of heavy beads in water, Physics of Fluids, Volume **14**, Number 7, p. 2350-2359, 2002.

[135] F. Zoueshtiagh & P.J. Thomas, Physical Review E, **61**, p. 5588, 2000.

Résumé

Depuis quelques années, les physiciens essayent de comprendre comment un fluide tel que l'eau ou l'air transporte des grains de sable et comment une structure comme une dune de sable peut être formée par la rétroaction entre l'écoulement du fluide et la déformation de l'interface fluide-granulaire. Dans ce manuscrit de thèse, nous présentons des expériences en laboratoire qui consistent à reproduire des structures familières telles que les rides de plage. Ces motifs sont formés par les vagues sur le bord de plage. Nous examinons la sélection de la longueur d'onde initiale ainsi que la coalescence des rides dites à grains roulants avant leur transition vers les rides dites à tourbillon qui correspondent à l'état saturé de l'interface. Grâce à la construction d'un nouveau dispositif expérimental, nous montrons pour la première fois avec des mesures de PIV la structure de l'écoulement associée aux rides à grains roulants en l'occurrence un tourbillon transitoire qui apparaît au renversement de l'écoulement principal. En outre, nous démontrons l'existence d'une ségrégation en volume pour les rides à tourbillon qui est la conséquence de la distribution de contrainte de cisaillement sur la surface de la ride.

Mots Clés : instabilité, interface fluide-granulaire, morphologie, coalescence, tourbillon transitoire, ségrégation.

Abstract

Since a few years, physicists try to understand how a fluid such as water or air transports sand grains and how a structure like a sand dune can be formed by the retroaction between the fluid flow and the deformation of the fluid-granular interface. In this Thesis manuscript, we present laboratory experiments which consist in reproducing familiar structures such as beach ripples. These patterns are formed by water waves on the beach shore. We examine the initial wavelength selection as well as the coalescence process of the so-called rolling-grain ripples before their transition to the so-called vortex ripples which correspond to the saturated state of the interface. Thanks to the construction of a new experimental setup, we show for the first time with PIV measurements the flow structure associated to the rolling-grain ripples that is a transient vortex which appears at the ambient flow reversal. Moreover, we demonstrate the existence of a segregation in volume for the vortex ripples which is the consequence of the distribution of shear stress on the surface of the ripple.

Key Words : instability, fluid-granular interface, morphology, coalescence, transient vortex, segregation.

Wavelength selection of rolling-grain ripples in the laboratory

Germain Rousseaux,[1,*] Alexandre Stegner,[2,†] and José Eduardo Wesfreid[1,‡]
[1]*Physique et Mécanique des Milieux Hétérogènes, UMR 7636 CNRS-ESPCI, 10, Rue Vauquelin, 75231 Paris Cedex 05, France*
[2]*Laboratoire de Météorologie Dynamique, ENS, 24, Rue Lhomond, 75005 Paris, France*
(Received 16 June 2003; revised manuscript received 23 October 2003; published 31 March 2004)

We have performed an experimental study, at very high resolution, of the wavelength selection and the evolution of rolling-grain ripples. A clear distinction is made between the flat sand bed instability and the ripple coarsening. The observation of the initial wavelength for the rolling-grain ripples is only possible close to the threshold for movement which imposes a constraint on the parameters. Moreover, we have proposed a law for the selection of the unstable wavelength under the latter constraint. Our results suggest that the initial wavelength depends on the amplitude of oscillation, the grain diameter, and the Stokes layer. Besides, during the coarsening, we observe no self-similarity of the ripple shape and for few cases a logarithmic growth of the wavelength.

DOI: 10.1103/PhysRevE.69.031307 PACS number(s): 45.70.−n, 47.20.−k, 47.54.+r

A flat particle bed submitted to an oscillatory viscous flow is generally unstable. This leads to the formation of ripples. Such patterns are encountered in coastal regions where sea waves in shallow water induce a back and forth fluid motion on sandy sea beds. These ripples follow three dynamical stages. Initially, the rolling of individual grains on the flat bed leads to the formation of small patterns, called *rolling-grain ripples* [1]. Linear stability analysis is used to predict the wavelength selection in this first stage [2,3]. In a second stage, the rolling grain ripples undergo a coarsening process which increases strongly both the height and the wavelength of the patterns [4]. If we wait long enough, the system evolves to a final *vortex ripples* state [5–7]. As far as laboratory experiments as well as field measurements are concerned, the first and second stages are generally mixed together and the rapid coarsening of ripples can mask the first unstable wavelength of the flat sand bed. The aim of this work is to differentiate the wavelength measurements during these two dynamical stages in order to clarify the governing mechanism close to the onset of ripple formation. We focused on the wavelength selection of initial rolling-grain ripples, their temporal evolution during the coarsening and we characterized their morphology with great accuracy.

In order to analyze the dynamics of a granular sand bed under an oscillatory viscous flow, we introduce four length scales, namely: the amplitude of fluid oscillation A, the Stokes layer thickness $\delta=\sqrt{\nu/(\pi f)}$, the grain diameter d, and the viscous length $l_v=(\rho_f\nu^2/(\rho_s-\rho_f)g)^{1/3}$, where f is the frequency of oscillation, ν the kinematic viscosity, ρ_s the grains density, and ρ_f the fluid density. The wavelength selection of vortex ripples state is well known. The sand bed deformation is mainly controlled by boundary layer separation and generation of vortical structures at the ripple crest [1,8], and the equilibrium wavelength is simply proportional to A [1,8]. For rolling-grain ripples, the situation is more complex. On one hand, the size of the steady recirculating cells, which appear above an infinitely small rippled bottom, could scale both with δ and A [9–12]. On the other hand, the sediment transport depends on the granular properties of the sand bed and is influenced by d and l_v. Although rolling-grain ripples have been studied in laboratory for a long time, experimental data present strong dispersion and the wavelength selection with respect to δ, A, and d remains unclear.

As in other recent experiments on sand ripples induced by an oscillating flow [5,6] or by a steady shear flow [13,14], we used a cylindrical geometry to avoid end effects which could influence the destabilization of the sand bed. The annular channel (shown in Fig. 1 in Ref. [15]) is made of an inner black cylinder having a radius $R_1=6.925$ cm linked with an outer Plexiglas cylinder of radius $R_2=7.70$ cm. This leads to a narrow gap width $a=0.75$ cm which limits the development of various two-dimensional patterns [17]. We closed the top and the bottom of the cell by rigid disks fixed to the cylinders. At the bottom of the cell we introduced a flat layer (4–7 cm height) of monodisperse spherical glass particle having a density $\rho_s=2.5\ \mathrm{g\,cm^{-3}}$ while the whole cell (29 cm height) is filled with water. The mean grain diameter d was varied from 65 μm to 335 μm. The displacement $D(t)=A\cos(2\pi ft)$ of the annular channel is controlled by the frequency f and the amplitude A of the oscillation. On one hand, the frequency is sufficiently high (from 0.2 Hz to 2 Hz) to keep the Stokes layers relative to the cylinders (from 400 μm to 1200 μm) smaller than the gap whereas the third Stokes layer at the sand-fluid interface is larger than the grain size. Hence, the fluid in the center of the channel remains at rest, in the laboratory frame, while the sand bed oscillates. On the other hand, the acceleration of the oscillation is sufficiently low (from 0.5 cm to 30 cm for the amplitude) to neglect the inertial force $\rho_s a_i$ [with $a_i=A(2\pi f)^2$] with respect to the effective gravity force acting on the sand grain $(\rho_s-\rho_f)g$. We used $g^*=g(\rho_s-\rho_f)/\rho_s$ for the reduced gravity of the sediment. The acceleration parameter $\Gamma_s=a_i/g^*$ remained small, between 0.05 and 0.17, for almost all the cases we studied. The dynamical behavior of the sand layer is then expected to be identical whether the sand bed is stationary and the fluid moving, or the fluid stationary and the bed moving.

*Electronic address: germain@pmmh.espci.fr
†Electronic address: wesfreid@pmmh.espci.fr
‡Electronic address: stegner@lmd.ens.fr

 ©2004 The American Physical Society

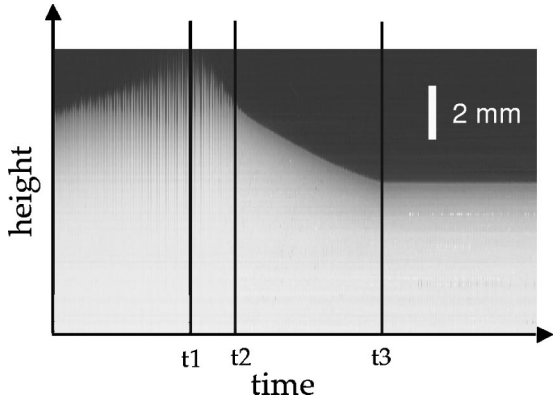


FIG. 1. (Color online) Evolution of the sand height during the flattening procedure. In a first step ($t<t_1$), there is a fluidization ($A=3$ cm, $f=3$ Hz, $\Gamma_{sand}=1.8$) of the upper sand layer. Then, the amplitude is strongly reduced ($A=0.1$ cm, $f=3$ Hz, $\Gamma_{sand}=0.06$) and a slow recompaction of the sand layer occurs ($t_2<t<t_3$) until a steady compacted state is reached ($t>t_3$). The white vertical rectangle gives a scale of 0.2 cm and $d=110$ μm.

In the present experiment, the viscous length $l_\nu=55$ μm is kept constant, while the others length scales A, d, and δ are varied by a large amount. Combining these quantities, we construct three independent dimensionless numbers: $\mathrm{Re}_\delta=U\delta/\nu=2A/\delta$, $\mathrm{Re}_d=Ud/\nu=2Ad/\delta^2$, and $F_d=\rho_f^{1/2}U/((\rho_s-\rho_f)gd)^{1/2}=2Al_\nu^{3/2}/(\delta^2 d^{1/2})$. The value reached by the Stokes Reynolds number, $\mathrm{Re}_\delta=40$–500, is relatively small and below the fully turbulent regime (100) for almost all cases [16]. The fluid boundary layer is then expected to be laminar or weakly disturbed. Besides, the Froude number $F_d=2$–10 reaches small values close to the marginal limit ($F_d\simeq 2$) obtained from linear stability analysis (Fig. 9 of Ref. [2] for $\mathrm{Re}_d=20$–60).

To measure the ripple dynamics, we stopped the oscillation of the cell at regular intervals, 30 or 60 oscillations for instance. The sand pattern remains, even with no flow oscillations. Then, the annular cell was driven in a very slow rotation and we recorded the sand-fluid interface from the outer transparent cylinder with a macro zoom and a charge-coupled device camera. This procedure gives an extremely high spatial resolution: 20 μm for the vertical direction and 200 μm for the horizontal one.

We have noticed that the preparation of the sand bed may have a drastic influence on the first measured wavelength. To flatten initially the sand bed, we oscillate the cell at high frequency and get a superficial fluidization of the granular layer. We observed strong variations (30% dispersion) of the initial ripple wavelength just by changing the duration and the intensity of the flattening procedure. We suspect here the influence of the internal structure and the local compaction of the granular material. In order to avoid such dispersion and obtain reproducible results, we fixed the flattening procedure as follows. A typical evolution of the sand layer height, during this initial preparation, is shown in Fig. 1. In the first stage ($t<t_1$) we oscillated the cell at high frequency and high amplitude ($f=3$ Hz and $A=3$ cm) to get a complete fluidization of the upper sand layer and destroy all previous patterns. Then, we strongly decreased the amplitude ($A=0.1$ cm) keeping a high frequency ($t_1<t<t_2$). Afterwards ($t_2<t<t_3$), due to the weak oscillations, the sand is slowly compacted until a flat final state is reached (at t_3). We stopped the oscillations when there is no more variation in the sand height ($t>t_3$).

Once we obtained this flat and compacted interface, we run the experiment. To get close to the onset of ripple formation, we decreased the amplitude of oscillation A for fixed values of δ and d. The corresponding temporal evolutions of the mean ripple wavelength λ, for $d=110$ μm and $\delta=560$ μm, are plotted in Fig. 2(a). For a high amplitude [$A=3.1$ cm, Fig. 2(a)], rolling-grain ripples appears quickly after 20–30 oscillations. Then, the ripple wavelength increases rapidly due to the coarsening process. This latter leads to a final vortex ripples state. For a small amplitude [$A=1.2$ cm, Fig. 2(a)], it took hundreds of oscillations before a first pattern, which fills the whole cell, could be detected. Afterwards, the system evolved on a longer time scale: hours or days.

Moreover, we noticed that given a grains size, the first measured wavelengths reached a constant value when A tends to be small for a constant frequency [Fig. 2(b)]. This is probably an evidence that the system gets close to its marginal stability limit as the time for the appearance of the pattern increases when the amplitude decreases. In addition, we changed the grains diameter and we recovered the same behavior with the difference that the threshold amplitude for pattern formation increases with the grains size. Besides, if we plot the probability distribution function (pdf) of individual ripple wavelength among the whole sand pattern, here again, significant differences appear between low and high A [Fig. 2(c)]. For large amplitude of oscillation, the pdf exhibits asymmetry with a long tail for small wavelengths. This is the signature of few local merging events: the distance between neighboring ripples tends to zero during a merging. Therefore, we claim that the first measured wavelength can be identified with the unstable wavelength of the flat sand bed only in the weak forcing case (i.e., for small A). For a strong forcing, the unstable growth and the coarsening evolve on the same time scale and these two mechanisms affect the wavelength selection.

Similarly, given a constant amplitude, we noticed that the first measured wavelengths reached a constant value when the frequency f tends to be small that is when the Stokes layer δ tends to be large [Fig. 3(a)], once again close to the threshold for sediment movement and also for stability limit. For higher frequencies, coarsening appears and the wavelength increases. Changes in the frequency at constant amplitude induce a stronger acceleration of the coarsening than changes in the amplitude at constant frequency. It is consistent with the evaluation of Taylor for the movement threshold: he showed that, assuming laminar flow, the amplitude, the frequency, and the grain diameter are linked by the following constraint $Af^{3/2}/d=const.$ expressing that the shear force $\tau d^2\sim\rho_f\nu Vd^2/\delta$ normalized by the reduced weight $(\rho_s-\rho_f)gd^3$ equals a constant close to the limit for movement [1,5]. More generally, a relationship exists between all the relevant length scales $[F(A,d,\delta,l_v)=0]$ close to threshold without assuming necessarily a laminar flow. As

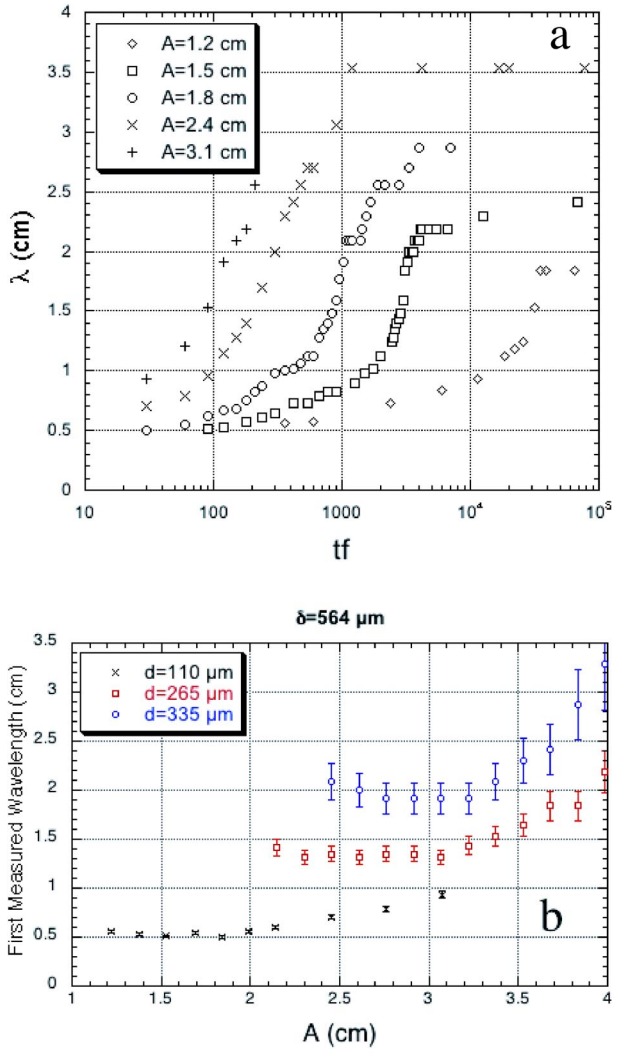


FIG. 2. (Color online) Influence of the amplitude of oscillation A on the ripple wavelength for fixed values of $d=110\ \mu$m and $\delta=564\ \mu$m. Temporal evolution of the mean wavelength from $A=1.2$ cm to 3.1 cm (a) and mean initial wavelength for $d=110\ \mu$m, $d=265\ \mu$m, and $d=335\ \mu$m (b). For $d=110\ \mu$m and $\delta=564\ \mu$m, the pdf of individual ripple wavelength (c) are given for weak ($A=1.2$ cm in dashed line) and strong ($A=3.1$ cm in solid line) forcing cases. The corresponding skewnesses are $S=+2.4$ and $S=-1$.

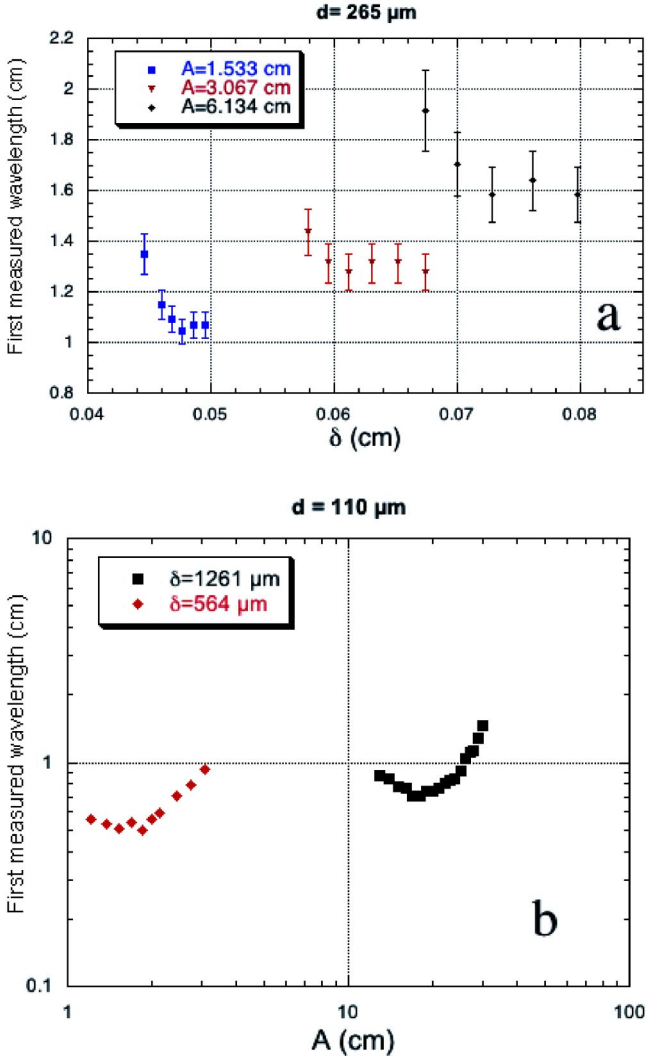


FIG. 3. (Color online) (a) Influence of the frequency of oscillation f on the ripple wavelength for different values of the amplitude $A=1.5$ cm, $A=3$ cm, and $A=6$ cm for fixed values of $d=265\ \mu$m. (b) Mean initial wavelength for different values of the Stokes layer $\delta=564\ \mu$m and $\delta=1261\ \mu$m for fixed values of $d=110\ \mu$m.

before, we changed the amplitude and we recovered the same behavior with the difference that the threshold frequency for pattern formation decreases when the amplitude increases. Finally, for a constant grains diameter, we changed the amplitude and got close to the stability limit by diminishing it. Then, we changed the frequency and noticed the same behavior: the first measured wavelength tends to a constant [Fig. 3(b)]. A new setup with a larger gap ($a=1.9$ cm) was built in order to perform the measurement for $\delta=1261\ \mu$m and avoid boundary layer effect between the concentric cylinders. We have to mention that very close to the limit for pattern formation, some ripples may appear but we can hardly detect a pattern which fill the whole annulus (these situations are not reported here). It may also explain why there is a tendency to underestimate the number of ripples all around the perimeter that is to overestimate the mean initial wavelength when one gets close to the stability limit.

We have collected all the results concerning the first mea-

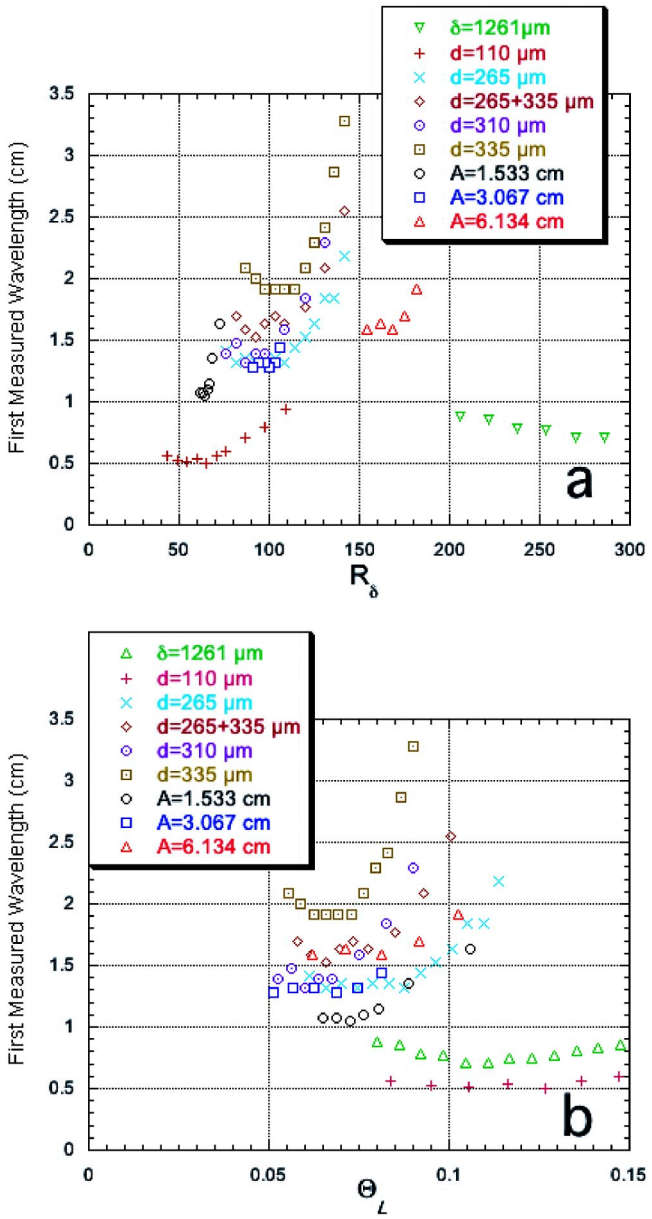


FIG. 4. (Color online) First measured wavelength in function of (a) the Reynolds number based on the Stokes layer R_δ and of (b) the laminar Shields number $\Theta_L = F_d^2/R_\delta$.

sured wavelength in function of some dimensionless numbers which do often appear in the morphology literature like the Froude number, its square that is the mobility number (not represented here), the Reynolds number based on the Stokes layer, and the laminar Shields number which is the ratio of the mobility number to the Reynolds number (Figs. 4 and 5). The representation in function of the Froude number is not far from the prediction of Blondeaux. We recover the critical value of marginal stability $F_d \sim 2$ for $R_d \sim 10-60$ (Fig. 9 of Ref. [2]). Nevertheless, the threshold of the rolling-grain ripples instability is controlled by more than one dimensionless parameter. In Fig. 6, we plot the value of F_d and R_δ close to the instability threshold when the first measured wavelength reaches a constant value. This curve gives an upper-bound limit to stable region. According to

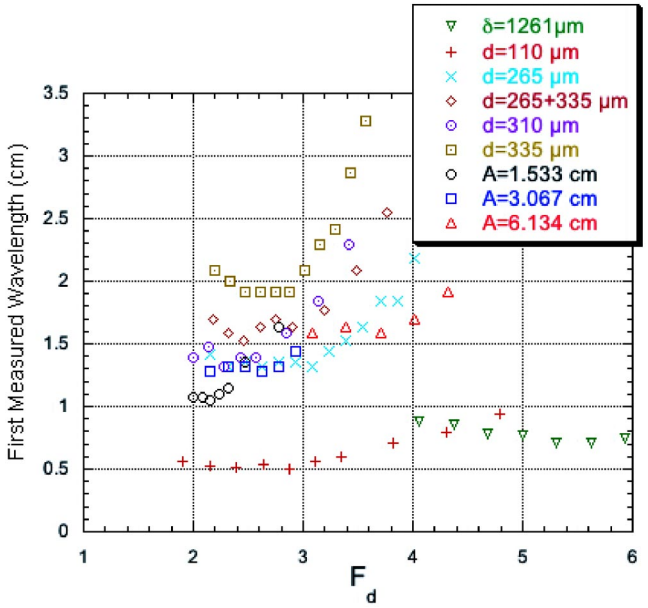


FIG. 5. (Color online) First measured wavelength in function of the Froude number F_d.

these results for weak $R_\delta \sim 50-100$, the critical Froude number F_d is almost constant. Hence, in this range of parameters, F_d seems to be the unique control parameter of the instability. However, for larger $R_\delta > 100$, one notices that the critical Froude number increases significantly with R_δ, namely, the instability threshold is fixed by both F_d and R_δ.

In order to investigate the influence of the Stokes layer δ and the grain size d on λ_0, the marginal unstable wavelength of rolling grain ripples, we performed various experiment in the weak forcing regime. Unlike the equilibrium vortex ripple state which is almost independent of δ and d, here λ_0 increased both with δ and d (Fig. 7). For each grain size used $d = 65$ μm, 110 μm, 190 μm, 265 μm, 310 μm, and 335 μm, a large range of frequency was swept in order to

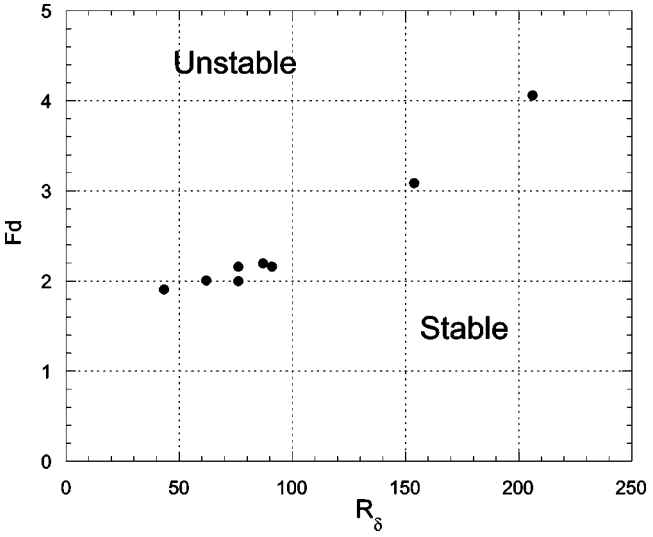


FIG. 6. Critical Froude number F_d in function of Stokes Reynolds number R_δ.

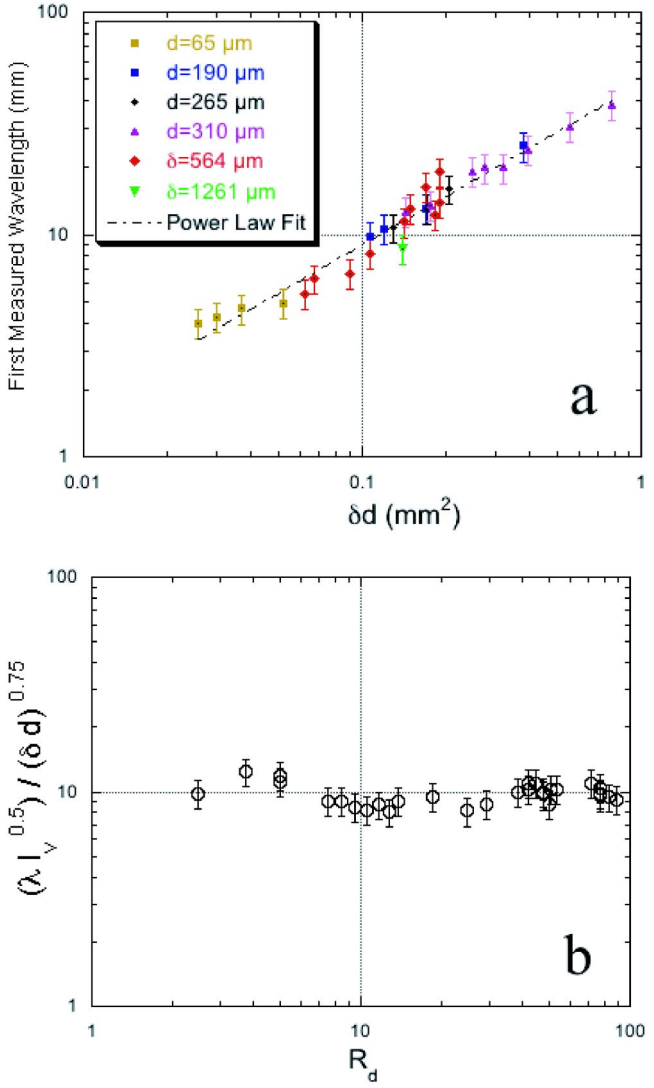


FIG. 7. (Color online) First measured wavelength in function of (a) $(\delta.d)$ (the experimental power exponent is 0.72) and (b) first measured wavelength rescaled by $(\delta d)^{3/4}/\sqrt{l_v}$ in function of R_d.

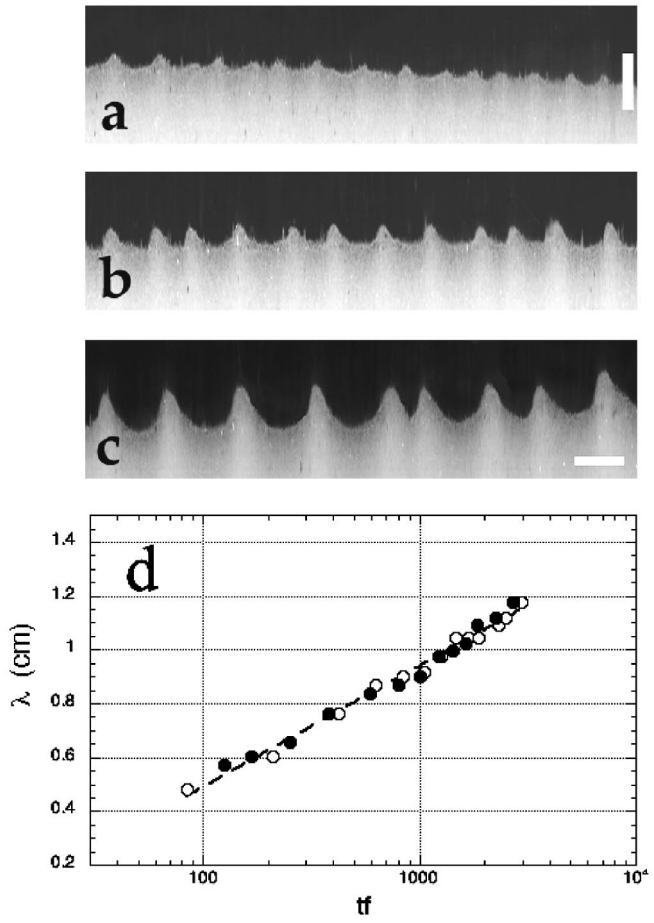


FIG. 8. (Color online) Morphological evolution of rolling-grain ripples during the coarsening process for $A=2.4$ cm, $\delta=670$ μm, $d=110$ μm. Ripple shape after 120 (a), 600 (b), and 2700 (c) oscillations. The white rectangles give a vertical scale of 1 mm on picture (a) and a horizontal scale of 1 cm on picture (c). Corresponding evolution of the mean ripple wavelength with semilog axis (d). Open and full circles correspond to two different experiments.

study the ripple patterns for different values of the Stokes layer δ without forgetting that to be close to the threshold for instability we changed the amplitude. The best fit was obtained with a power law exponent 3/4 for both d and δ where we have chosen d and δ as representative variables. Indeed, we could have plotted the result in function of the couple A, d or with the couple A, δ as the three parameters are linked by the constraint $F(A,d,\delta,l_v)=0$. However, the representation with δ and d is more appropriate as the variation in amplitude must be important in order to observe significant differences with respect to d and δ. Then, to get a dimensionless wavelength, we needed to introduce a third length scale. According to the dimensional analysis of the system, the viscous length l_v is the only one left. Hence, even if l_v is kept constant in our investigations, we suggest the following relation $\lambda_0 \sim (\delta\, d)^{0.75}\, l_v^{-0.5}$ [Fig. 7(a)]. This indicative scaling is in good agreement with the experimental results for almost two decades of $Re_d=3-100$ [Fig. 7(b)].

In addition to the wavelength selection, an important issue of this study is to characterize the dynamical and morphological evolution of the ripples during the coarsening process. In the first stage of growth (100 oscillations for the present case) the ripple height did not exceed three or four grain diameters [Fig. 8(a)]. At this stage, the maximum angle of the pattern was around 7°, well below the avalanche angle of the granular material. Then, ripples slowly merged together and both their height h and the maximum angle α increased: for instance $h\simeq 0.04$ cm, $\alpha=9°-14°$ for 600 oscillations [Fig. 8(b)] and $h\simeq 0.075$ cm, $\alpha=14°-19°$ for 2700 oscillations [Fig. 8(c)]. The rolling-grain ripples never reached a morphological equilibrium, and after 3000 oscillations (for the present case), high amplitude ripples appeared in the domain and the system evolved abruptly to a final vortex ripples state. Hence, there is no self-similarity of the ripple shape during the coarsening process and, at all times, they strongly differ from sinusoidal patterns.

Recently, several amplitude equations, satisfying the symmetries of the sand-fluid system, have been proposed to describe various ripple dynamics [18,19]. These models always

show a coarsening of the structures and in some cases they predict a logarithmic growth of the wavelength. Experimental validation of such a behavior is always difficult because it requires a significant evolution of the wavelength for a long time. However, in a few cases, close to the onset of ripple formation, these conditions were satisfied in our experiments and we have found that the coarsening of rolling grain ripples follows a logarithmic growth [Fig. 8(d)]. Nevertheless, the distinction between a logarithmic law or a weak power law cannot be done with this data set.

In conclusion, to understand the rolling-grain ripples dynamics (and analyze the experimental results) a clear distinction should be made between the initial formation of ripples (resulting from the flat sand bed instability) and the ripple coarsening which follows. According to the large numbers of experiments and the restricted conditions to obtain the initial wavelength, we can propose an indicative law for the wavelength selection which is a function of d, δ, and l_v. Our data show that for small $R_\delta \sim 50-100$, the Froude number F_d is the main control parameter of the instability. However, for larger R_δ, the instability threshold is given by both F_d and R_δ. The values of F_d and R_δ for the marginal stability limit predicted in Ref. [2] is in reasonable agreement with our results. Besides, we were able to follow with a great accuracy the morphological evolution of the ripple during the coarsening process. During this stage, the ripple steepness increased with time and, in specific cases, we observed a logarithmic coarsening of the rolling-grain ripples.

We are grateful to K. H. Andersen, F. Charru, and F. Marin for enlightening discussions. This work was supported by the A.C.I. ''Jeunes chercheurs'' No. 2314.

[1] R.A. Bagnold (with an additional note by G.I. Taylor), Proc. R. Soc. London, Ser. A **187**, 1 (1946).
[2] P. Blondeaux, J. Fluid Mech. **218**, 1 (1990).
[3] T. Gerkema, in Proceedings of Physics of Estuaries and Coastal Seas '96 by J. Dronkers and M. Scheffers, pp. 387-395, ISBN Report No. 9054109653, 1998.
[4] K.H. Andersen, Phys. Fluids **13**, 58 (2001).
[5] M.A. Scherer, F. Melo, and M. Marder, Phys. Fluids **11**, 58 (1999).
[6] A. Stegner and J.E. Wesfreid, Phys. Rev. E **60**, R3487 (1999).
[7] C. Faraci and E. Foti, Phys. Fluids **13**, 1624 (2001).
[8] M.S. Longuet-Higgins, J. Fluid Mech. **107**, 1 (1981).
[9] W.H. Lyne, J. Fluid Mech. **50**, 33 (1971).
[10] J.F.A. Sleath, J. Hydraul. Res. **14**, 69 (1976).
[11] A. Kaneko and H. Honji, J. Fluid Mech. **93**, 727 (1979).
[12] L. Petit and P. Gondret, J. Phys. II **2**, 2115 (1992).
[13] A. Betat, V. Frette, and I. Rehberg, Phys. Rev. Lett. **83**, 88 (1999).
[14] A. Betat, C.A. Kruelle, V. Frette, and I. Rehberg, Eur. Phys. J. E **8**, 465 (2002).
[15] A. Aouidef, C. Normand, A. Stegner, and J.E. Wesfreid, Phys. Fluids **6**, 3665 (1994).
[16] B.L. Jensen, B.M. Sumer, and J. Fredsoe, J. Fluid Mech. **206**, 265 (1989).
[17] J. Lundbeck Hansen *et al.*, Nature (London) **410**, 324 (2001).
[18] P. Politi, Phys. Rev. E **58**, 281 (1998).
[19] Z. Csahok *et al.*, Eur. Phys. J. E **3**, 71 (2000).

HTML ABSTRACT + LINKS

Dynamics of transient eddy above rolling-grain ripples

Germain Rousseaux[a] and Harunori Yoshikawa[b]
Physique et Mécanique des Milieux Hétérogènes, UMR 7636 CNRS-ESPCI, 10 Rue Vauquelin, 75231 Paris Cedex 05, France

Alexandre Stegner[c]
Laboratoire de Météorologie Dynamique, ENS, 24 Rue Lhomond, 75005 Paris, France

José Eduardo Wesfreid[d]
Physique et Mécanique des Milieux Hétérogènes, UMR 7636 CNRS-ESPCI, 10 Rue Vauquelin, 75231 Paris Cedex 05, France

(Received 30 June 2003; accepted 8 January 2004; published online 8 March 2004)

This study deals with the flow motion over the so-called rolling-grain ripples which are generated by water oscillations above a sand bed. We focus our efforts on quantifying by means of laboratory experiments and numerical calculations the morphology and the dynamics of transient flow patterns. We report, for the first time, on the formation of an unsteady pattern with closed streamlines (we call it ''eddy'') above rolling-grain ripples using flow visualizations and particle image velocimetry measurements. This structure appears in the ripple trough during flow reversal and scales with the ripple wavelength. The experimental results are in qualitative agreement with the perturbative flow solution calculated by Vittori in 1989. Even if the relative ripple amplitude is not small in the experiment the perturbative expansion at the first order gives an accurate description of the flow dynamics. © *2004 American Institute of Physics.* [DOI: 10.1063/1.1651482]

I. INTRODUCTION

Ripples are very fascinating patterns which occur on sandy beaches and are created by the back and forth motion induced by gravity waves in the water. Since the seminal work of Bagnold,[1] two types of patterns have been distinguished: rolling-grain ripples and vortex ripples. Bagnold introduced this terminology to describe small patterns with grains moving to and fro at the interface between sand and water (the rolling-grain ripples) and larger patterns with a vortex detaching from the crest scooping grains from the neighboring sand structures (the vortex ripples). Since then, the appearance of transient vortices above a ripple bed is generally assumed to be the dynamical signature of the vortex ripple pattern. This typical pattern corresponds to a large amplitude perturbation of the initially flat sand bed with a maximum slope close to the avalanche angle of the granular medium.[2] The large angle of the pattern is assumed to be responsible for the flow separation behind the crest which induces the vortex formation.[3] On the other hand, rolling-grain ripples correspond to weak perturbations of the sandy bottom having small slopes. In this limit, asymptotic expansion could be used to estimate theoretically the first-order correction to the flow field induced by an infinitely small wavy wall below an oscillating Stokes layer.

In the two dimensional (2D) infinite-depth case, one can describe the problem with only three dimensionless parameters: ϵ, Re_δ, and r where ϵ is half the ripple height h scaled by the Stokes layer thickness $\delta=\sqrt{\nu/\pi f}$, Re_δ the Reynolds number defined with δ, and r the ratio of the fluid displacement $2A$ to the bottom wavelength λ: $\epsilon=h/2\delta$, $\mathrm{Re}_\delta=2A/\delta$, and $r=2A/\lambda$, where ν is the kinematic viscosity and f the oscillation frequency. We illustrate in Fig. 1 the range of the parameters ϵ and r corresponding to both previous and present works.

The coupling between the frequency of the main Stokes flow and the intrinsic frequency induced by the wavy bottom perturbation generates a steady-flow component. Such a phenomenon is often encountered in oscillatory flow and is known as steady streaming.[4–6] Lyne[7] investigated the problem for the case of small height $\epsilon \ll 1$ and $r \gg 1$ or $r \ll 1$ and he showed that a solid wavy wall could create steady recirculations directed from the troughs to the crests. Sleath[8] pointed out that rolling-grain ripples can be produced by such steady secondary flows. Kaneko and Honji[9] considered higher-order solutions in the parameter ϵ under the condition that the fluid displacement is very small ($r \ll 1$). Recently, Cuevas *et al.*[10] obtained analytical results using a double expansion in the parameter r and ϵ ($r \ll 1$ and $\epsilon \ll 1$). They performed this study when a vertical magnetic field acting on an electrical conducting liquid damps the steady streamings. However, as noticed by Sleath,[8] natural ripples form for values of r of order one. Therefore, Blondeaux and Vittori[11–13] extended the theoretical analysis for arbitrary value of r when $\epsilon \ll 1$. Performing a standard linear stability analysis, Blondeaux explained the formation of rolling-grain ripples by the following mechanism:[12] small perturbations of the initial flat bed creates recirculating cells (steady streamings)

[a]Present address: Institut Non-Linéaire de Nice, Sophia-Antipolis, UMR 6618 CNRS, 1361 route des Lucioles, 06560 Valbonne, France; electronic mail: germain.rousseaux@inln.cnrs.fr
[b]Electronic mail: harunori@pmmh.espci.fr
[c]Electronic mail: stegner@lmd.ens.fr
[d]Electronic mail: wesfreid@pmmh.espci.fr

Downloaded 17 Mar 2004 to 193.48.228.73. Redistribution subject to AIP license or copyright, see http://pof.aip.org/pof/copyright.jsp

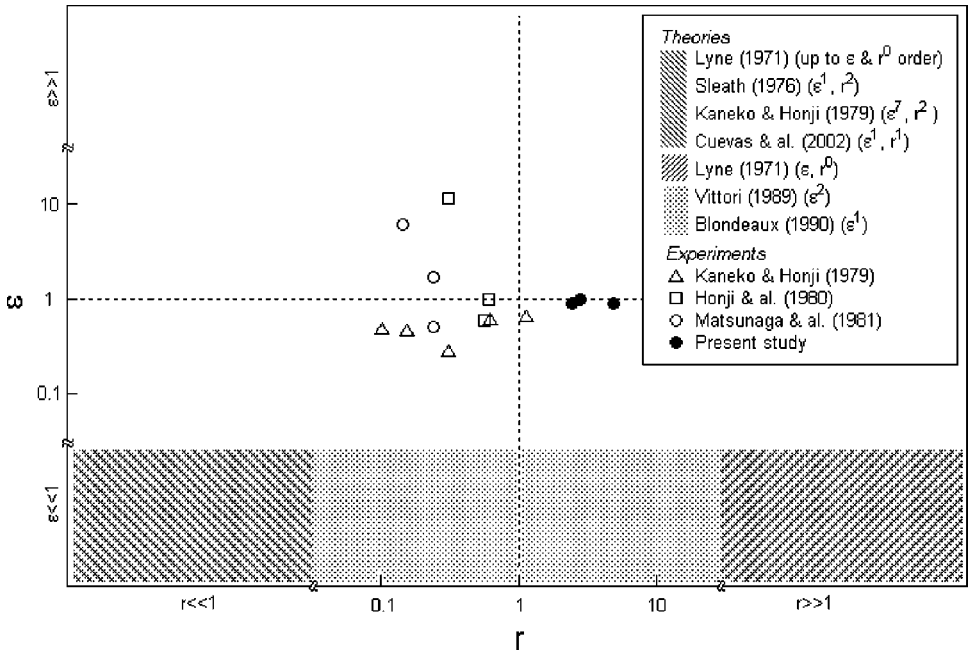


FIG. 1. Phase plane $r-\epsilon$ for the existing theories and experiments on flow over rolling-grain ripples.

which are directed from the through to the crest of the ripple's nucleus and then contribute to the long time average of the growth of the initial perturbation by enhancing the sediment transport directed toward the crest. Each ripple features at least two steady cells on both slopes whose form and intensity depend on the instability parameters.[8–15] Nevertheless, in both nature and laboratory experiments, one can hardly detect rolling-grain ripples having amplitudes below two or three grain diameters[16] and well defined patterns are generally obtained only for finite values of ϵ (Fig. 1). Therefore, the validity of these asymptotic calculations for real sand patterns remains unclear. Besides, the stability of the perturbative solutions, namely the possible flow separation and vortex detachment, are still under question for a finite value of ϵ.

Several recent studies try to reproduce sand ripples in the laboratory. Until now, the main research was focused on the vortex ripples wavelength selection[2,17–19] and hydrodynamics.[1,17,19] Recently, we showed that the rolling-grain ripple state always evolves to a final vortex ripple state and never stabilizes contrary to what was proposed by Bagnold.[2] Similar conclusions were reported by Faraci and Foti.[18] As far as laboratory investigations are concerned, quantitative flow measurements with real rolling-grain ripples are quite difficult due to the high spatial resolution (below 0.1 mm) needed to measure accurately their morphology.[16] The experiments of Kaneko and Honji[9] using a weakly stratified fluid in glycerin–water solutions and shadowgraph techniques allow one to visualize the averaged circulations which affect the mean vertical stratification after several oscillations. These experiments, which correspond to $\epsilon \simeq 0.2-1$, $\mathrm{Re}_\delta \simeq 2-20$, and $r<1$ or $r>1$, exhibit well-defined steady recirculating cells analogous to the calculated steady streaming. With Matsunaga, they confirmed the presence of steady cells for the cases $\epsilon \gtrsim 1$ in stratified glycerin–water solutions with glass beads when $r<1$.[14,20] They also reported steady cells in water for $r<1$ above ripple models corresponding to dye streaklines[20] or aluminum dust[14] visualization for $\epsilon>1$. However, to measure the instantaneous flow field above rolling-grain ripples, short-time consecutive images at high spatial resolution are needed.

In the present study we measure for the first time the instantaneous flow field above rolling-grain ripples using a high speed video camera to perform particle image velocimetry (PIV). We focus our investigation on the formation of transient-vortex structures which differ significantly from the steady streamings and appear in the following range of parameters: $r>1$, $\mathrm{Re}_\delta \simeq 40-50$, and $\epsilon \gtrsim 1$.

In Sec. II, we describe the experimental setup and techniques. In Sec. III, we use the first-order expansion of Vittori[11] to calculate numerically the periodic flow above monochromatic ripple patterns: combination of the main Stokes flow and the first-order correction (which includes steady and unsteady motion). The comparison of this theoretical estimation, valid for $r \simeq 1$ and $\epsilon \ll 1$ with the experimental results analysis, is done in Sec. IV.

II. EXPERIMENTAL SETUP AND TECHNIQUES

Underwater sand ripples can be reproduced in the laboratory when a layer of sand is put on a smooth plate which oscillates horizontally in static water. The velocity of the plate diffuses into the fluid by viscosity over a typical scale which is two or three times the Stokes-layer thickness. For sizes smaller than the Stokes layer, the grains are submitted to uniform and oscillating shear stresses analogous to the back and forth motion induced by water waves on the sand bed at the beach.[21]

The principle of the setup is described in Stegner and Wesfreid[2] but a new facility was built in order to perform flow visualizations. It consists of two concentric cylinders of Plexiglass which are linked on the top and the bottom by two

Downloaded 17 Mar 2004 to 193.48.228.73. Redistribution subject to AIP license or copyright, see http://pof.aip.org/pof/copyright.jsp

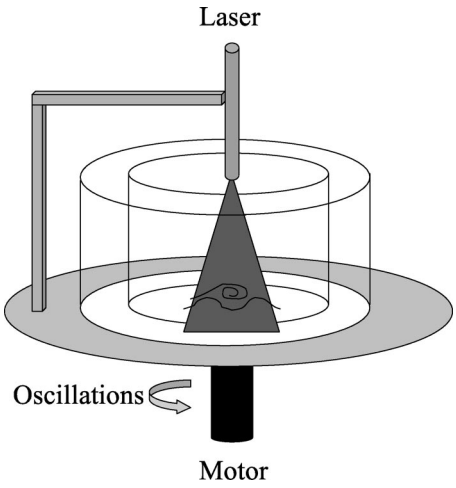


FIG. 2. Experimental setup.

circular plates (Fig. 2). The bottom plate is driven by a brushless motor which oscillates at a fixed displacement amplitude A and frequency f. The top plate is made of transparent Plexiglass. The mean radius of the cylinders is 135.5 mm and the gap size between the cylinders is 19.0 mm. We put a layer of monodisperse spherical glass beads (diameter $d=0.11$ mm$<\delta=0.56$ mm at 1 Hz and density $\rho_s=2.49\times10^3$ kg/m^3) between the cylinders and fill the gap with water. We use the circular geometry in order to have spatially periodic boundary conditions. When the oscillations are occurring, the water shears the bed and the grains move to and fro at the interface:[1] rolling-grain ripples are created all along the perimeter and then start to grow by coalescence. When the height reaches a critical value, vortex ripples appear and grow by both coalescence and annihilation until they reach a final state with a wavelength which is 4/3 of the amplitude of oscillation in a first approximation.[2]

In order to visualize the flow patterns, the water is seeded with a plastic powder ORGASOL (diameter $d_p=0.06$ mm and density $\rho_p=1.03\times10^3$ kg/m^3) that reflects light. We generate a laser sheet in the middle of the gap with a laser diode from Lasiris (685 nm, 50 mW) which is embarked on the setup (Fig. 2) as a charge coupled device (CCD) camera with a macro zoom (12.5–75 mm). Flow visualizations are done with a CDD camera at 25 images/s. In addition, we perform PIV with a high-speed video camera (FastCam Super 10 k from Photron: 250 pictures/s and 540 $\times480$ resolution) under continuous light from the laser diode. The resolution is 0.047 mm per pixel in our experiments. The image processing is done on a personal computer with the software Davis 6.2 and PIV with algorithms from Lavision. We used the so-called ''multipass'' calculations starting from a 64×64 pixels by pixels interrogation window to a 12×12 pixels by pixels window in order to compute the velocity vectors.

III. NUMERICAL CALCULATIONS

In this section we recall the first-order expansion of the transient flow generated by water oscillations over a rigid wavy wall. Several methods for the calculation can be found in the literature[7–12,14,15,22] when the geometrical length scale λ is larger than the bottom boundary layer δ. Although all of them can predict not only time averaged but also transient flow, the characteristic features of the latter have not been documented so far except by Hara and Mei for the vorticity patterns.[22] Among those methods, we adopt the one introduced by Vittori[11] which determines 2D flow over a small wavy wall and keeps applicability up to large values of the dimensionless parameter $r=2A/\lambda$ as in our experiments ($r=2.73$: experiment 3 in Table I). The streamfunction ψ of the flow over a sinusoidal wavy bottom generated by an ambient flow oscillation is described by the following dimensionless equation and boundary conditions:

$$2\frac{\partial\Delta\psi}{\partial t}+\mathrm{Re}_\delta\left[\frac{\partial\psi}{\partial y}\frac{\partial\Delta\psi}{\partial x}-\frac{\partial\psi}{\partial x}\frac{\partial\Delta\psi}{\partial y}\right]=\Delta^2\psi, \tag{1}$$

$$\frac{\partial\psi}{\partial y}=0,\quad -\frac{\partial\psi}{\partial x}=0,\quad \text{at}\quad y=\epsilon\cos(\alpha x), \tag{2}$$

$$\frac{\partial\psi}{\partial y}\to\cos t,\quad -\frac{\partial\psi}{\partial x}\to0,\quad \text{when}\quad y\to\infty, \tag{3}$$

where all lengths are scaled by the Stokes layer δ and Re_δ is defined by: $\mathrm{Re}_\delta=2\pi fA\delta/\nu=2A/\delta$. The horizontal and vertical coordinates are x and y. The bottom surface is represented by $y=\epsilon\cos(\alpha x)$, where α is the dimensionless wave number of the bottom waviness scaled by δ^{-1}. The periodic solution of this problem is given in the following form:

$$\psi=y\cos t+\frac{1}{\sqrt{2}}e^{-y}\cos(t-y-\pi/4)+\frac{\epsilon}{2}\left[\sum_{m=-\infty}^{\infty}G_m(y)e^{\mathrm{i}mt}e^{i(\alpha x-\pi r\sin t)}+\text{c.c.}\right]+O(\epsilon^2), \tag{4}$$

where the first and second terms of the right-hand side constitute the $O(1)$-order solution of the problem. Vittori expressed the second term in the complex representation and

TABLE I. Experimental parameter values. The laminar Shield number Θ_L is defined as $\Theta_L=2\pi fA\rho_f\nu/\Delta\rho g\delta d$.

Parameters	f (Hz)	δ (mm)	A (mm)	Θ_L	λ (mm)	h (mm)	ϵ	Re_δ	r
Experiment 1	1	0.56	12	0.08	~10	1	0.88	42.6	~2.4
Experiment 2	1	0.56	15	0.1	22	4	3.55	53.2	1.36
Experiment 3	1	0.56	15	0.1	11	1.1	0.98	53.2	2.73

Downloaded 17 Mar 2004 to 193.48.228.73. Redistribution subject to AIP license or copyright, see http://pof.aip.org/pof/copyright.jsp

did not write the first term because she worked in the reference frame oscillating with the ambient flow while our (numerical or experimental) frame is at rest with respect to the wavy bottom. The third term is the $O(\epsilon)$ solution; the factor $e^{i(\alpha x-\pi r\sin t)}$ enables us to transform the Vittori's $O(\epsilon)$-order solution into the one for our reference frame. $G_m(y)$s are complex functions to be determined by the following set of ordinary differential equations and their boundary conditions:

$$(D^2-\alpha^2)(D^2-\alpha^2-i2m)G_m(y) = -i\pi r[e^{-(1+i)y}(D^2-\alpha^2-i2)G_{m-1} + e^{-(1-i)y}(D^2-\alpha^2+i2)G_{m+1}], \quad (5)$$

$$(DG_m)_{y=0}=-\frac{1+i}{2}J_{m-1}(\pi r) - \frac{1-i}{2}J_{m+1}(\pi r), \quad (G_m)_{y=0}=0, \quad (6)$$

$$(DG_m)_{y\to\infty}=0, \quad (G_m)_{y\to\infty}=0, \quad (7)$$

where D denotes differentiation with respect to the y. $J_m(\xi)$ is the first kind Bessel function of order m

$$J_m(\xi)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{\pi}e^{i\xi\sin t'}e^{-im t'}dt'. \quad (8)$$

Because of the boundary conditions at infinity, the right-hand side of (5) becomes so small sufficiently away from the bottom boundary layer that the solutions there are given in terms of two sets of unknown constants a_m and b_m

$$G_m(y_0)=a_m e^{-\alpha y_0}+b_m(1-\delta_{m0}+\delta_{m0}y_0)e^{-\sqrt{\alpha^2+i2m}y_0}, \quad (9)$$

where δ_{m0} is the Kronecker delta.

Then, the set of ordinary differential equations (5) can be integrated numerically as an initial-value problem from a sufficiently large $y=y_0$ out of the bottom boundary layer. The unknown constants a_m and b_m appear throughout the integration and are finally determined by the boundary conditions at the bottom (6) for the calculated values of $DG_m(y=0)$ and $G_m(y=0)$, which are linear combinations of a_ms and b_ms. Actually, for given t, α, and Re_δ, the infinite series in (4) is truncated at a sufficiently large integer $m=\pm M$ and the following symmetry conditions are used to reduce the number of unknown constants:

$$a_{-m}=(-1)^{m+1}a_m^*, \quad b_{-m}=(-1)^{m+1}b_m^*, \quad (10)$$

where $*$ denotes the complex conjugate. The $2(M+1)$ unknown constants of a_m and b_m $(m=0,1,...,M)$ are then determined by the $2(M+1)$ boundary conditions (6) for G_m and DG_m $(m=0,1,...,M)$. Once we know the value of the constants a_m and b_m, we can calculate the G_ms with which (4) gives the instantaneous streamfunction. By varying the time t, we obtain a series of streamlines and we can infer theoretical predictions for the flow evolution. For the averaged flow, we insert the determined G_ms into the following equation, which has been obtained by averaging Eq. (4) with respect to time:

$$\overline{\psi}=\frac{\epsilon}{2}\left[\sum_{m=-\infty}^{\infty}J_m(\pi r)G_m(y)e^{i\alpha x}+\text{c.c.}\right]+O(\epsilon^2). \quad (11)$$

We can thus obtain both averaged [Fig. 3(left)] and instantaneous [Fig. 3(right)] flow patterns. As will be seen later, our calculations predict short life eddies and these are compared with the experimental results below.

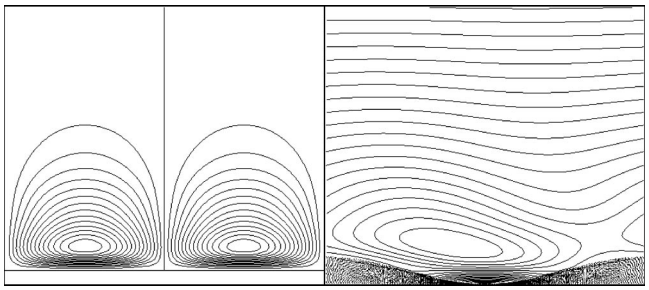


FIG. 3. Comparison between the averaged flow (left) and an instantaneous vortical structure (right) over the rolling-grain ripples ($\Delta\phi=0.01$ for the former and $\Delta\phi=0.1$ for the latter). The parameters are $\alpha=0.322$, $\mathrm{Re}_\delta=53.2$, and $\epsilon=0.98$, which correspond to experiment 3 in Table I. The time $t/T=-0.1$ has been chosen for the instantaneous flow pattern.

IV. RESULTS AND DISCUSSION

A. Experimental results

The parameters for the experiments are reported in Table I where we compute some nondimensional parameters used in the context of bedforms like the laminar Shields number Θ_L which is the ratio of the laminar shear force on one grain $\tau_L d^2\simeq\rho_f\nu(V/\delta)d^2$ to its reduced weight $\Delta\rho g d^3$, where $V\simeq 2\pi fA$ is the background flow velocity and $\Delta\rho$ the difference between solid and fluid density.

After few oscillations of the experimental apparatus, the initially flat sand–water interface exhibits a ripple pattern. At the beginning of the instability, it is hard to distinguish coherent structures in the flow above sand patterns. Indeed, the height of the first patterns is about 2 or 3 grain diameters. Afterwards, the ripples experience some coalescence events. The ripples amplitudes keep on growing and then we can observe transient eddies in the flow. Better visualizations of the flow pattern are, of course, realized for higher rolling-grain ripples as those just before the transition to the vortex ripple regime for height on the order of 1 mm. We show an example of the flow pattern above rolling-grain ripples during a coalescence in Fig. 4. Here, we can see only one eddy or pattern with closed streamlines in each ripple trough. Note

Downloaded 17 Mar 2004 to 193.48.228.73. Redistribution subject to AIP license or copyright, see http://pof.aip.org/pof/copyright.jsp

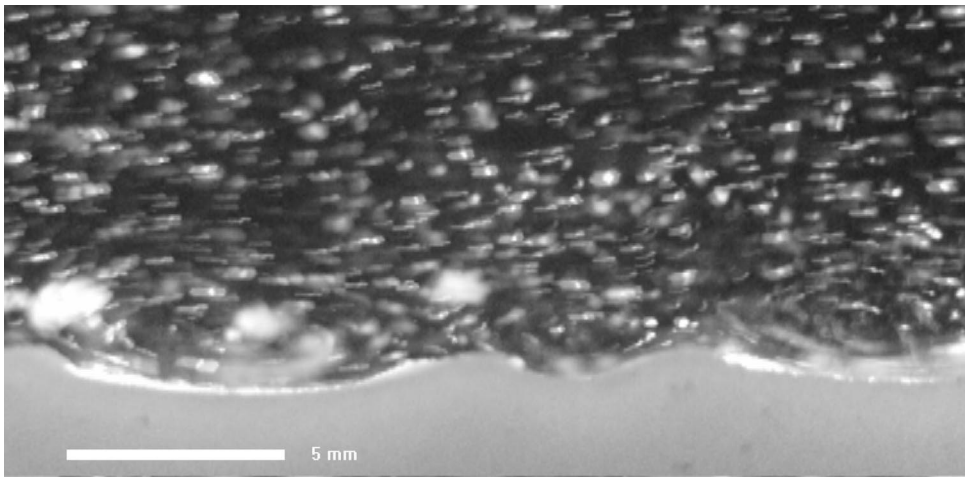


FIG. 4. Visualization of the flow pattern over rolling-grain ripples during a coalescence for $A=12$ mm, $f=1$ Hz, and $d=0.11$ mm.

that the horizontal extension of the eddies over rolling-grain ripples is fixed by the distance between two ripple crests. The experimental flow parameters here are $\epsilon=0.88$, $\mathrm{Re}_\delta=42.5$, and $r=2.4$ corresponding to experiment 1 (see Table I). Later in time rolling-grain ripples experience a transition to the vortex ripple regime. During this transition, the ripples grow rapidly, accompanying the appearance of large vortices.[2] The ripples finally reach a relatively fixed state which slightly evolves on very long times. We can observe a vortex detaching from each ripple crest twice during one oscillation period. Unlike the transient eddies described in Fig. 4, the horizontal vortex size over vortex ripples is roughly equal to half a ripple wavelength (Fig. 5 for $\epsilon=3.55$, $\mathrm{Re}_\delta=53.2$, and $r=1.36$, corresponding to experiment 2 of Table I).

An important characteristic of the eddies observed above rolling-grain ripples is that they are short lived. These transient structures appear while the flow reverses its direction of motion. Unlike the vortex-ripples vortices as the one shown in Fig. 5, these eddies remain coherent for only a very short time compared to half of the ambient-flow oscillation period $T/2$. From the PIV, we compute the velocity vectors of these transient structures over rolling-grain ripples (Fig. 6) and we can display the associated streamlines.

Indeed, instantaneous streamlines showing the dynamical evolution of these eddies are presented in Fig. 7. Here $\epsilon=0.98$, $\mathrm{Re}_\delta=53.2$, and $r=2.73$ corresponding to experiment 3 in Table I (note the difference of scalings between experimental and theoretical images in Figs. 7 and 8 as mentioned in the legends). In this case, the observed eddy remains coherent for roughly 70 ms, that is to say, around one seventh of $T/2$ ($T=1$ s). In contrast with the steady cells shown in Kaneko and Honji[9] by glycerin–water stratification, the observed transient cells exist one per trough, corotating together. Each of them occupies all length over a trough and has a vertical size around twice the ripple height [Fig. 7(b)]. It grows vertically and then is ejected from the bottom. After the ejection, the elliptical eddy deforms its shape as shown in Fig. 8(a). We note here that the vertical position of the eddy's center seems to follow the flow reversal line of the unperturbed Stokes layer. After the ambient flow reversal, this structure disappears in a very short time. Then, a simple unidirectional shearing can be seen. The observation of the eddy's birth is difficult due to its size, which is on the order of the Stokes layer. Besides, the settled plastic particles and disturbed sand grains introduce a large scale noise on the video image which affects the PIV resolution. Sometimes we notice that the eddy appears on the lee side of

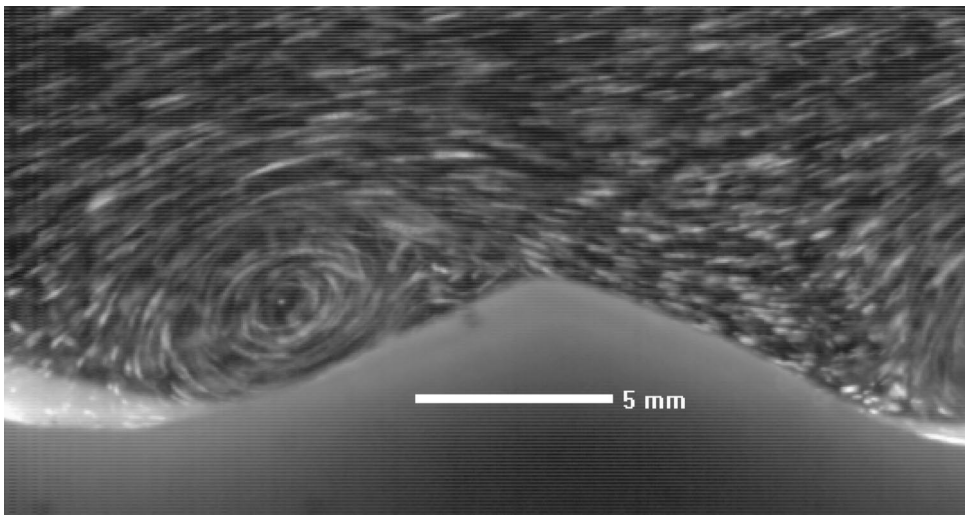


FIG. 5. Visualization of the flow pattern over a vortex ripple for $A=15$ mm, $f=1$ Hz, $d=0.11$ mm: we superimposed four successive images taken at 250 pictures/ps. The background flow goes to the left.

Downloaded 17 Mar 2004 to 193.48.228.73. Redistribution subject to AIP license or copyright, see http://pof.aip.org/pof/copyright.jsp

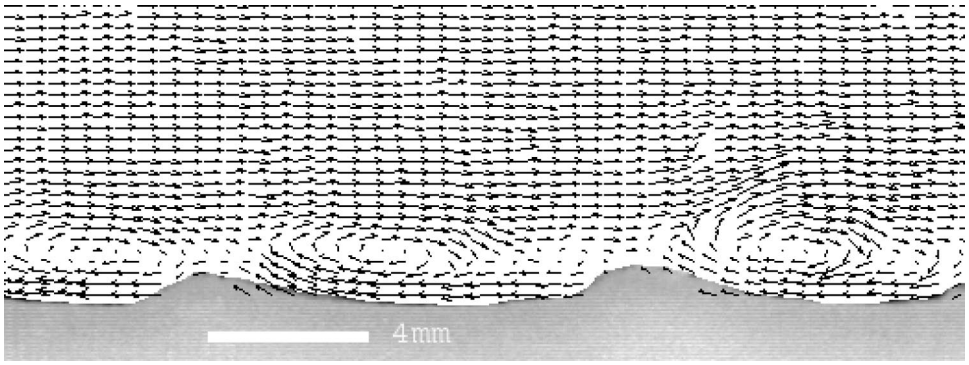


FIG. 6. Velocity vectors of the transient eddies above rolling grains ripples for $A=15$ mm, $f=1$ Hz, $d=0.11$ mm, $t^*f=1620$ (number of oscillations), and 32 ms before flow reversal. The background flow goes to the right.

ripples and grows horizontally to occupy the whole space between two neighboring ripple crests.

Quantitative measurements of the velocity and the vorticity of the transient eddy corresponding to Fig. 7(b) are obtained from the PIV. For this case, the maximum velocity ($V\simeq 23$ mm/s) and vorticity ($\omega\simeq 28$ rad/s) of the eddy remains smaller than the maximum velocity ($V=95$ mm/s) and vorticity ($\omega=167$ rad/s) of the main oscillating Stokes flow. Hence, even if the relative ripple height $\epsilon=0.98$ is close to unity, the amplitude of the perturbed flow (i.e., velocity and vorticity of the transient vortex) would be less than one third of the maximum unperturbed Stokes flow.

B. Numerical results and comparisons

Numerical calculations with different parameter values in the regime $r>1$ predict the appearance of one eddy or structure with closed streamlines above each ripple trough twice during an ambient flow oscillation. We show, on the right half of Figs. 7 and 8, the calculated streamlines having the same parameters ($\epsilon=0.98$, $\mathrm{Re}_\delta=53.2$, and $r=2.73$) as

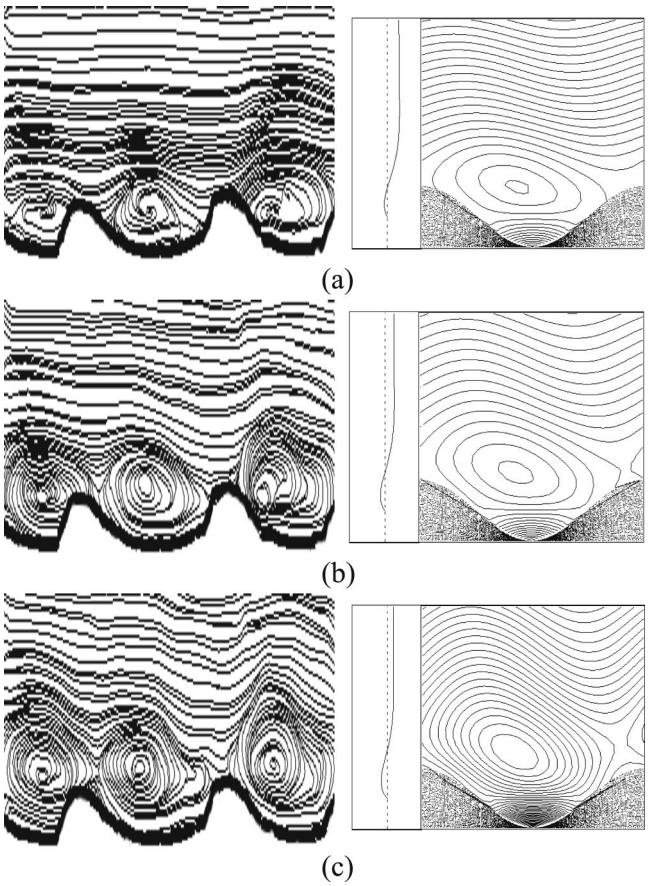


FIG. 7. Development of the eddy over the rolling-grain ripples for $A=15$ mm, $f=1$ Hz, $d=0.11$ mm, and $t^*f=1620$ (number of oscillations). Experimental and numerical streamlines with the Stokes background flow profile ($\Delta t=16$ ms). (a) is 60 ms before flow reversal. For the experimental (numerical) images, the height is 4.1 mm and the width is 24.5 mm (11 mm). The background flow goes to the right.

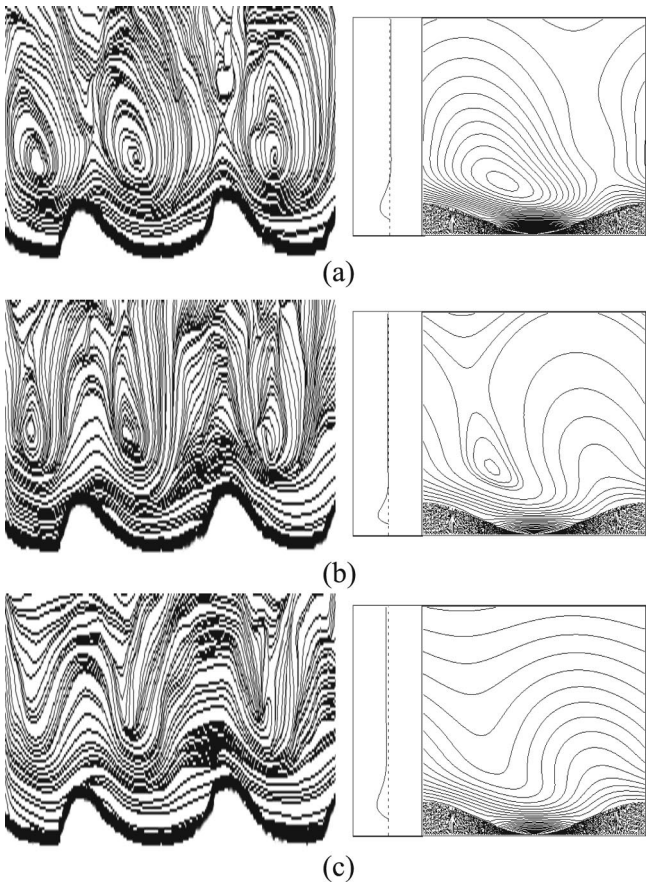


FIG. 8. Ejection and death of the eddy over the rolling-grain ripples for $A=15$ mm, $f=1$ Hz, $d=0.11$ mm, and $t^*f=1620$ (number of oscillations). Experimental and numerical streamlines with the Stokes background flow profile ($\Delta t=8$ ms). (d) is 4 ms before flow reversal. For the experimental (numerical) images, the height is 4.1 mm (7.7 mm) and the width is 24.5 mm (11 mm).

Downloaded 17 Mar 2004 to 193.48.228.73. Redistribution subject to AIP license or copyright, see http://pof.aip.org/pof/copyright.jsp

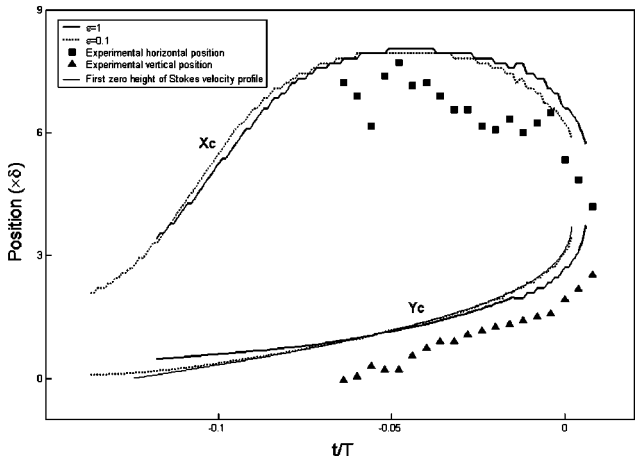


FIG. 9. Position of the eddy's center for $A=15$ mm, $f=1$ Hz, $d=0.11$ mm, and $t^*f=1620$ (number of oscillations). $t=0$ corresponds to flow reversal.

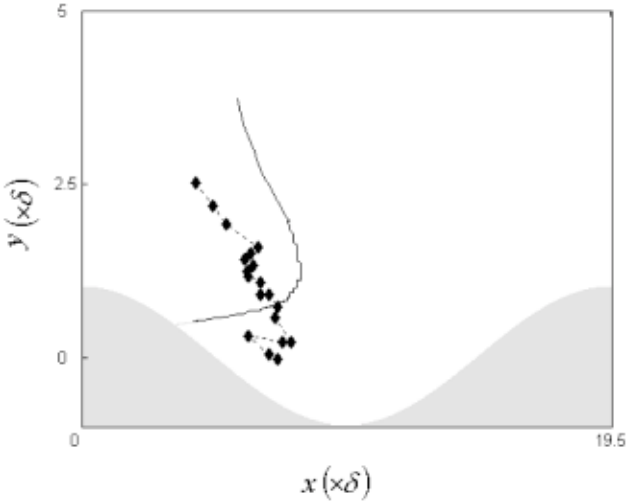


FIG. 10. Trajectory of the eddy's center for $A=15$ mm, $f=1$ Hz, $d=0.11$ mm, and $t^*f=1620$ (number of oscillations).

the experiment. We have truncated the series (4) at $M=25$ to calculate the numerical streamlines and compared them with the experimental ones at the same instant. The velocity profiles of the unperturbed Stokes flow above a flat bottom are also shown in the middle of Figs. 7 and 8.

Surprisingly, even if the validity of the asymptotic expansion (detailed in Sec. III) is seemingly in question for $\epsilon=1$, the first-order calculation seems to capture correctly the dynamics of the transient eddy observed in the experiment. In Fig. 7(a), we can see an eddy turning clockwise above the trough. It occupies the whole length over the ripple trough and its center is located above the midthrough slightly upstream. The calculated transient vorticity ($\omega \simeq 30\ \mathrm{rad\,s^{-1}}$) is in very good agreement with the vorticity estimated in the experiment ($\omega \simeq 28\ \mathrm{rad\,s^{-1}}$). This eddy stays in the middle of the trough while it grows along the vertical. Then, it is deformed towards the upstream left crest [Figs. 7(b) and 7(c)]. After this growth process, the eddy is ejected and significantly deformed, enlarging vertically again. The center shifts upstream as it rises [Fig. 8(a)]. This ejected eddy significantly deforms to a quasitriangular shape just after the ambient flow reversal [Fig. 8(b)]. Then, the eddy disappears within a very short time. It rapidly shrinks and disappears [Fig. 8(c)] within a layer of thickness approximately equal to $\lambda/3$.

In order to quantify more precisely the dynamics of this transient structure, we have plotted its vertical and horizontal positions (Fig. 9) as well as its path over the ripple through (Fig. 10). The zero for the horizontal (vertical) position corresponds to the left crest (the mid height of the ripple). As far as the eddy's position is concerned, there is a correct agreement between the numerical calculation and the laboratory observations, even if the theoretical predictions slightly overestimate the vertical and the horizontal positions. Besides, the first-order expansion gives important results about this position at the very beginning of the eddy's appearance which cannot be detected in the experiments. In particular, one can observe a clear increase of the horizontal position at the beginning before reaching a plateau close to the center of the ripple trough. Afterwards, the eddy's center is shifted upstream before its death (Fig. 10). It is important to note that the calculated positions do not depend on the value of ϵ (Fig. 9). Hence, the eddy's path will be the same for both small and finite ripple amplitudes. In fact, the vertical position of the eddy follows the null-velocity position of the unperturbed Stokes flow.

Nevertheless some discrepancies appear between the calculated and observed streamlines. The asymptotic expansion predicts a strong reverse shear below the transient eddy which is not observed in the experiment. Besides, these streamlines intersect the ripple interface, which correspond to a nonphysical transverse velocity. Hence, the validity of the first order expansion is broken for the boundary condition when ϵ reaches a finite value. Unlike the analytical model, the experimental shape of the ripple is not sinusoidal. This could also introduce some discrepancies between the calculated and observed streamlines. Moreover, we assumed a no-slip boundary condition in the calculations, whereas a small slip velocity at the interface between a fluid and a porous media could occur.[23,24]

Unlike laboratory measurements which have limited resolution, the numerical calculations give information on the initial generation of the transient eddy along the bottom Stokes boundary layer. The eddy generates at a very small size on the lee side of ripple crests and enlarges horizontally to occupy all the wavelength over the ripple trough. This process could not be observed clearly in our experiments because of the size of the Stokes layer, which is about $\delta=0.56$ mm in water at 1 Hz. For the observation on scale comparable to the wavelength λ, the appearance over the trough is very well predicted. Figure 11 shows this process for the parameters of experiment 3 in Table I except for the value of ϵ which is 0.1.

The calculations for $r \ll 1$ also show transient structures during the ambient flow reversal. Parameter dependence of the transient flow structure with r is shown in Fig. 12 at $19T/250$ before the ambient flow reversal for $\alpha=0.322$ and $\epsilon=0.1$. The predicted morphology is very different. Two ed-

Downloaded 17 Mar 2004 to 193.48.228.73. Redistribution subject to AIP license or copyright, see http://pof.aip.org/pof/copyright.jsp

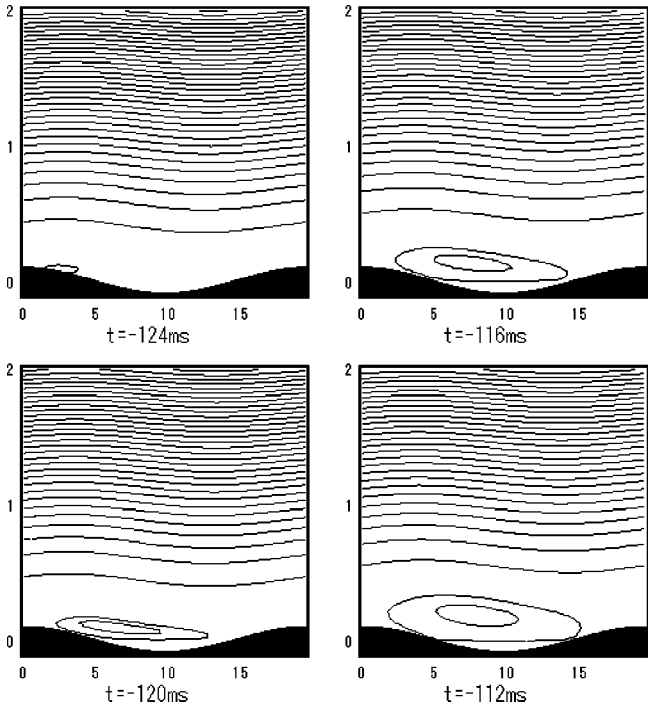


FIG. 11. Birth of the eddy over the rolling-grain ripples for the following parameters: $\alpha=0.322$, $r=2.73$, and $\epsilon=0.1$. The time $t=0$ corresponds to flow reversal. The background flow goes to the right.

dies are generated at the crest and trough, respectively, and both are ejected vertically [Fig. 12(a)]. They merge into one larger eddy above the crest and disappear over the crest. Between the former ($r>1$) and latter ($r\ll 1$) parameter regimes, we have an intermediate one [Fig. 12(b)], where we observe the fusion of two eddies above the ripple lee side. Whether one or two eddies appear would depend on r (notice that we always keep the condition $\lambda>\delta$). In our numerical explorations of the total flow, we always see one vortical structure when $r>1$ and when r is smaller than 1, we observed the merging of two eddies into a larger one. This criterion enables us to distinguish the two regimes and has some relation with Vittori's criterion on the number of steady recirculating cells.[11] Indeed, the curve $r=1$ is similar to the limiting curve of the (α, Re_δ) plane in Fig. 8 of Ref. 11 for the case of $\mathrm{Re}_\delta>10$, which corresponds to real ripples in water (we recall that $\alpha R_\delta=2\pi r$).

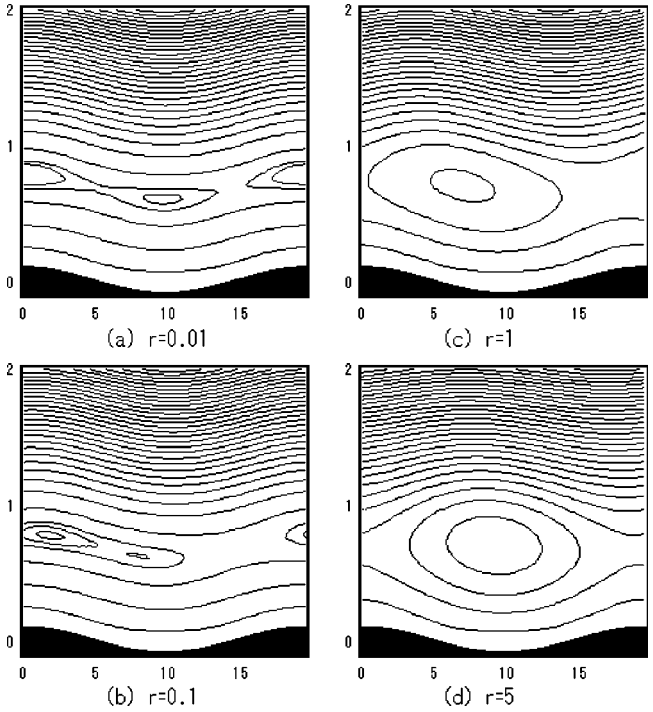


FIG. 12. Dependence of the flow morphology on the r parameter with $\alpha=0.322$ and $\epsilon=0.1$ at $19T/250$ before the ambient flow reversal from the right to the left. The background flow goes to the right.

C. Discussion

Several questions arise from this combined theoretical and experimental investigation. First of all, how far can we rely on the asymptotic calculations of the perturbed flow? Why do these calculations capture correctly the transient vortex dynamic in the range of $\epsilon\simeq 1$ where the validity of the expansion is in principle broken?

In fact, one should keep in mind that the dimensionless wave number α is also a small parameter and that the perturbed flow is controlled both by the ripple height ϵ and the ripple wavelength α. Indeed, if α tends to zero (ripple wavelength tends to infinity) the perturbed flow should vanish, even if we keep $\epsilon\simeq 1$. Hence, we can suspect that the amplitude of the transient eddy scales with the ripple slope $\alpha\epsilon$ rather than relative ripple height ϵ. First-order expansions[11] could be extended up to a large value of ϵ if the ripple slope remains small enough. Moreover, we should note that the correct agreement between the laboratory observation and the theoretical solution shows that this asymptotic solution is robust in the range of parameters studied with respect to the flow structure prediction despite some errors near the bottom boundary layer. Therefore, our results tend to validate the use of laminar asymptotic theory to estimate the perturbed flow above rolling-grain ripples.

To have an idea of the physical origin of this structure, the solutions of the unsteady Stokes equation ($\partial_t\Delta\psi=\nu\Delta^2\psi$) have also been examined. By the same method as described in Sec. III, an explicit expression for the streamfunction is obtained and this streamfunction gives very similar streamlines to those calculated by resolving the full Navier–Stokes equation. By the solution of the unsteady Stokes equation, the appearance of an eddy at flow reversal is predicted and the size and form of the eddy are well described by this solution with a small difference with respect to the horizontal position of the eddy's center. Hence, the eddies observed experimentally are caused by the viscosity and one can infer that fluid inertia does not play the main role during flow reversal that is at the weakest moment of the flow. It is interesting to note that these two kinds of flows are analogous to those observed in the steady flow behind a backwards-facing step or a sudden expansion, where a purely viscous eddy as studied by Moffatt or a vortex formed with the flow separation at the corner of the step is observed, depending on the value of the parameters.[25,26]

The observed vortical structure above rolling-grain

Downloaded 17 Mar 2004 to 193.48.228.73. Redistribution subject to AIP license or copyright, see http://pof.aip.org/pof/copyright.jsp

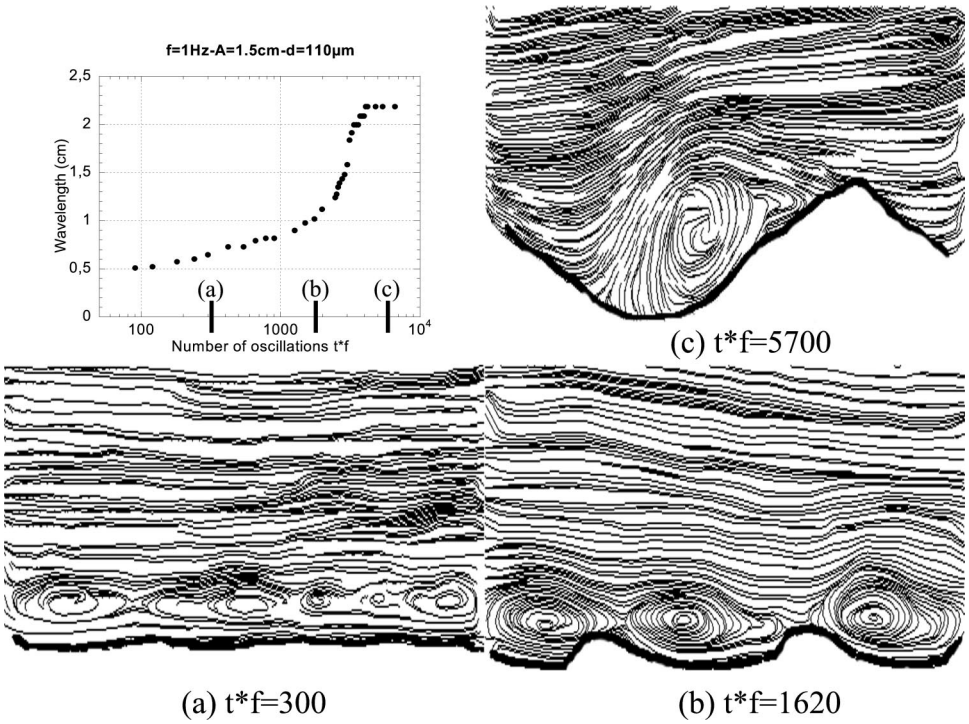


FIG. 13. Evolution of the ripple wavelength in function of the number of oscillations with the corresponding sand morphology and hydrodynamic streamlines for $A=15$ mm, $f=1$ Hz, and $d=0.11$ mm. The transition from rolling-grain ripples to vortex ripples happens around 2000 oscillations.

ripples has a different physical origin from the one above vortex ripples. The former is created by purely viscous effects and does not feature any boundary layer separation, while the latter needs a nonlinear inertial term in the Navier–Stokes equation and always produces the separation. The eddy calculated from the unsteady Stokes equation does not contribute to the averaged flow because of the linearity of the equation.

The transient vortical structure we have observed differs strongly in morphology and amplitude with the flow averaged over one oscillation (steady streaming) (Fig. 3). The comparison between these two structures should be made both on their amplitude and their lifetime. In the case we studied, the vorticity of the transient eddy is higher ($\omega = 30$ rad/s) than the mean vorticity of the averaged flow (10 rad/s), but its lifetime corresponds to roughly $0.15(T/2)$. So the advective effect by this transient structure is roughly 45% of that induced by the averaged flow during $T/2$. Hence, the advective effect of the transient eddy on half a period of oscillation is smaller than but of the same order of magnitude as the averaged flow. Therefore, as far as the transport of passive scalar in the fluid is concerned, the unsteady flow motion should be taken into account. In other words, the streaklines will differ strongly from the averaged streamlines for such unsteady flow. Therefore, attempts at observing the steady streaming cells using dye visualization[14,20] should be taken with care. Besides, if some granular suspension occurs in the flow, the unsteady eddies will have an impact on the global sediment transport. Note that the steady streaming observations of Kaneko and Honji[9] using a weakly stratified fluid were made in a different range of parameters ($r<1$) where, according to Fig. 3, the transient eddy is much smaller in size and has a smaller lifetime. Therefore, we suspect that, in this case, the advections induced by the steady and unsteady flow over one oscillation period are both small. Therefore, the cumulative effect of the steady streaming cells will appear in the stratification after several oscillations.

So far, our experiments focused on the flow over rolling-grain ripples and we therefore presented only one visualization of the flow over a vortex ripple (Fig. 5). That is why we report for completeness the entire evolution of a water–sand interface and of the corresponding streamline patterns [Figs. 13(a), 13(b), and 13(c)]. In this last figure, we can see a well developed vortex above the lee side of a triangular-like vortex ripple in addition to the flow separation close to the crest. Slightly downstream of the vortex, we notice that the streamlines which escape from the vortex follow the ripple profile. This flow structure is similar to the steady flow over a backward-facing step.

Finally, we show in Fig. 14 the averaged experimental streamlines over a period for both rolling-grain ripples and vortex ripples. Both types of ripples feature two contrarotating cells.

V. CONCLUSIONS

We were able to see for the first time the flow pattern, especially a transient eddy or vortex above real rolling-grain ripples in water. The morphological evolution of this structure is well predicted by the theory on the flow over a no-slip rigid wavy wall that only takes into account the $O(\epsilon)$-order effect of the ripple height. The existence of eddies or vortices over two kinds of ripples is similar to the steady structure over a backward-facing step or a sudden expansion, where a viscous weak eddy characterized by Moffatt[25] appears for very low Reynolds number and typical separation vortices at higher Reynolds number. The appearance of transient vorti-

Downloaded 17 Mar 2004 to 193.48.228.73. Redistribution subject to AIP license or copyright, see http://pof.aip.org/pof/copyright.jsp

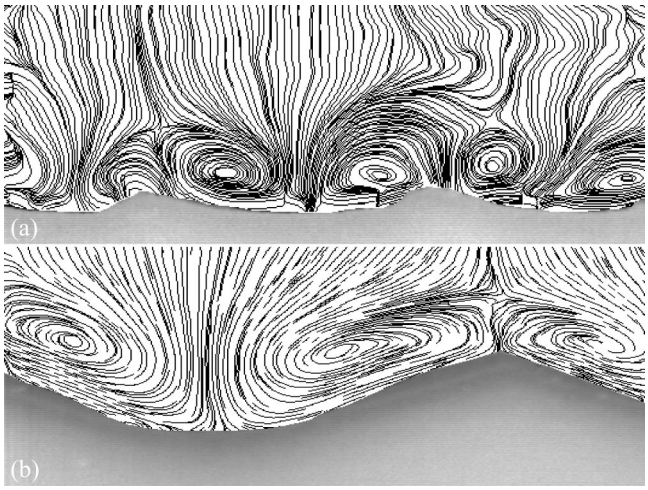


FIG. 14. Averaged streamlines over a period (250 pictures/s): (a) rolling-grain ripples ($t^*f=1620$); (b) vortex ripples ($t^*f=5700$), for $A=15$ mm, $f=1$ Hz, and $d=0.11$ mm.

ces above a ripple bed was generally assumed to be the dynamical signature of vortex ripple patterns, whereas our very careful experiments show that rolling-grain ripples also feature a transient coherent hydrodynamical structure. The existence of the coherent structure that was observed both experimentally and numerically raises an essential question about the difference in the sand transport between the rolling-grain ripples and the vortex ripples as both feature such a coherent structure during the flow reversal. Our calculations show that linear analysis is robust and still predicts the eddy's characteristics despite some discrepancies in the bottom layer for $\epsilon \sim 1$. Future works should concentrate on the role of these two different flow configurations on the erosion mechanism in each kind of ripple (rolling-grain and vortex ripples).

ACKNOWLEDGMENTS

We are grateful to Denis Vallet, Olivier Brouard, and Christian Baradel for technical help. This work was supported by the A.C.I. ''Jeunes chercheurs'' Grant No. 2314. We thank S. Davis and S. Cuevas for fruitful discussions on steady streamings.

[1] R. A. Bagnold, ''Motion of waves in shallow water. Interaction between waves and sand bottoms. With an additional note by Sir G. I. Taylor,'' Proc. R. Soc. London, Ser. A **187**, 1 (1946).
[2] A. Stegner and J.-E. Wesfreid, ''Dynamical evolution of sand ripples under water,'' Phys. Rev. E **60**, 3487 (1999).
[3] J. F. A. Sleath, *Sea Bed Mechanics* (Wiley, New York, 1984).
[4] N. Riley, ''Steady streaming,'' Annu. Rev. Fluid Mech. **33**, 43 (2001).
[5] L. Petit and P. Gondret, ''Redressement d'un écoulement alternatif,'' J. Phys. II **2**, 2115 (1992).
[6] S. Cuevas and G. Huelsz, ''Oscillatory boundary-layer flows,'' Recent Res. Dev. Fluid Dyn. **2**, 35 (1999).
[7] W. H. Lyne, ''Unsteady viscous flow over a wavy wall,'' J. Fluid Mech. **50**, 33 (1971).
[8] J. F. A. Sleath, ''On rolling-grain ripples,'' J. Hydraul. Res. **14**, 69 (1976).
[9] A. Kaneko and H. Honji, ''Double structures of steady streaming in the oscillatory viscous flow over a wavy wall,'' J. Fluid Mech. **93**, 727 (1979).
[10] S. Cuevas, F. Z. Sierra, and A. A. Avramenko, ''Magnetic damping of steady streaming vortices in an oscillatory viscous flow over a wavy wall,'' Magnetohydrodynamics (N.Y.) **38**, 345 (2002).
[11] G. Vittori, ''Non-linear viscous oscillatory flow over a small amplitude wavy wall,'' J. Hydraul. Res. **27**, 267 (1989).
[12] P. Blondeaux, ''Sand ripples under sea-waves. Part 1. Ripple formation,'' J. Fluid Mech. **218**, 1 (1990).
[13] G. Vittori and P. Blondeaux, ''Sand ripples under sea-waves. Part 2. Finite-amplitude development,'' J. Fluid Mech. **218**, 19 (1990).
[14] N. Matsunaga, A. Kaneko, and H. Honji, ''A numerical study of steady streamings in the oscillatory flow over a wavy wall,'' J. Hydraul. Res. **19**, 29 (1981).
[15] T. Hara and C. C. Mei, ''Oscillating flow over periodic ripples,'' J. Fluid Mech. **211**, 183 (1990).
[16] G. Rousseaux, A. Stegner, and J.-E. Wesfreid, ''Wavelength selection of rolling grains ripples in the laboratory'' (preprint, 2003).
[17] K. Andersen, ''The dynamics of ripples beneath surface waves,'' Ph.D. thesis, Niels Bohr Institute, 1999 (http://www.nbi.dk/~kenand).
[18] C. Faraci and E. Foti, ''Evolution of small scale regular patterns generated by waves propagating over a sandy bottom,'' Phys. Fluids **13**, 1624 (2001).
[19] M. A. Scherer, F. Melo, and M. Marder, ''Sand ripples in an oscillating sand-water cell,'' Phys. Fluids **11**, 58 (1999).
[20] H. Honji, A. Kaneko, and N. Matsunaga, ''Flow above oscillatory ripples,'' Sedimentology **27**, 225 (1980).
[21] E. Guyon, L. Petit, J. P. Hulin, and C. Mitescu, *Physical Hydrodynamics* (Oxford University Press, Oxford, 2001).
[22] T. Hara, C. C. Mei, and K. T. Shum, ''Oscillatory flow over periodic ripples of finite slope,'' Phys. Fluids A **4**, 1373 (1992).
[23] P. L. F. Liu, M. H. Davis, and S. Downing, ''Wave-induced boundary layer flows above and in a permeable bed,'' J. Fluid Mech. **325**, 195 (1996).
[24] S.-C. Hsiao and P. L. F. Liu, ''The porous effect on the bottom instability under partially standing waves,'' Chin. J. Mech. Ser. A **18**, 53 (2002).
[25] H. K. Moffatt, ''Viscous and resistive eddies near a sharp corner,'' J. Fluid Mech. **18**, 1 (1964).
[26] N. Alleborn, K. Nandakumar, H. Raszillier, and F. Durst, ''Further contributions on the two-dimensional flow in a sudden expansion,'' J. Fluid Mech. **330**, 169 (1997).

Downloaded 17 Mar 2004 to 193.48.228.73. Redistribution subject to AIP license or copyright, see http://pof.aip.org/pof/copyright.jsp

Eur. Phys. J. E **13**, 213–219 (2004)
DOI: 10.1140/epje/e2004-00055-x

THE EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL E

Granular size segregation in underwater sand ripples

G. Rousseaux[1], H. Caps[2,a], and J.-E. Wesfreid[1]

[1] Physique et Mécanique des Milieux Hétérogènes (PMMH), UMR CNRS-ESPCI 7636, 10 rue Vauquelin, 75231 Paris Cedex 05, France
[2] Group for Research and Applications in Statistical Physics (GRASP), Université de Liège, Institut de Physique B5, 4000 Liège, Belgium

Received 25 July 2003
Published online 25 March 2004 – © EDP Sciences, Società Italiana di Fisica, Springer-Verlag 2004

Abstract. We report an experimental study of a binary sand bed under an oscillating water flow. The formation and evolution of ripples is observed. The appearance of a granular segregation is shown to strongly depend on the sand bed preparation. The initial wavelength of the mixture is measured. In the final steady state, a segregation in volume is observed instead of a segregation at the surface as reported before. The correlation between this phenomenon and the fluid flow is emphasised. Finally, different "exotic" patterns and their geophysical implications are presented.

PACS. 45.70.Qj Pattern formation – 45.70.Mg Granular flow: mixing, segregation and stratification – 47.20.Ma Interfacial instability

1 Introduction

On a sand bed eroded by a fluid, such as air or water, ripple formation is generally observed [1]. Coastal areas as well as desert landscapes are covered by these structures. Despite their familiar aspect, the physical mechanisms involved are related to complex granular transport processes, as described by Bagnold [2,3]. The underwater sand ripples observed at the beach are due to the elliptical motion of the water particles underneath the surface waves [4]. The shear stress applied to the sand grains by the water imposes an oscillating motion of the grains. The pattern formation is a spontaneous consequence of the grain motion.

Natural sand beds are generally composed of different granular species. Broad granulometric distributions are indeed observed [5]. As a consequence, phase segregation and stratigraphy may occur [5–11].

In this paper we propose an experimental study of underwater sand ripples formed with a binary granular mixture. In Section 2, we present the experimental setup. The impact of the initial preparation of the sand bed on the patterns is emphasised in Section 3. Then, in Section 4, our experimental results are presented. A rapid review of different exotic segregation patterns is proposed in Section 5. Eventually, a summary of our findings is given in Section 6.

2 Experimental setups and procedures

In this section, we first present the experimental setup. Then, we focus on hydrodynamics in order to justify some experimental assumptions.

[a] e-mail: herve.caps@ulg.ac.be

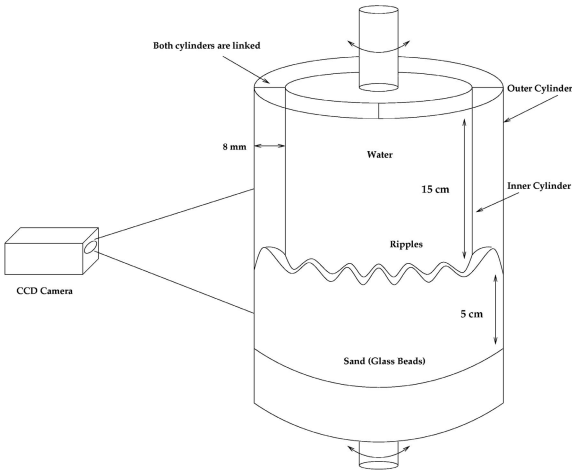


Fig. 1. Experimental setup for the ripple formation and analysis (Setup 1).

2.1 Experimental geometry

In this study, we used two experimental setups. Both setups are composed of two concentric cylinders joined by two circular plates on the top and on the bottom (for further details, see [12]). The so-created annular channels are fully filled with a layer of sand (≈5 cm) and water (see Fig. 1). The mean radii of the setups are 7.31 cm and 13.55 cm for Setup 1 and Setup 2 respectively. The width of channels are 0.8 cm and 1.9 cm respectively. With the help of a motor, the sand bed is oscillated at fixed amplitude A and frequency f. Herebelow, A ranges from 1.5 cm to 5 cm and f ranges from 0.5 Hz to 4 Hz. After several oscillations, ripples appear all around the perimeter.

The main advantage of such an annular geometry, compared to linear channels [13], is a strict mass conservation and periodic boundary conditions.

In Setup 1, a fixed CCD camera is horizontally placed at the same height as the sand/water interface and records images of the interface. Each acquisition is performed by driving the Setup at low velocity and recording profiles continuously. For Setup 2, a CCD camera is placed on the top of the setup and records images of the whole interface reflected on a conical mirror. In addition to this, a camera can be fixed on the oscillating plate in order to record side views of the interface evolution in its rotating frame.

We used spherical glass beads and glass powders grains of different sizes and colours with a density $\rho_s = 2.5$ kg/l. The different sizes are obtained by sifting so that the silver blue spherical beads have a mean size $315 < d < 355$ μm, while the silver yellow ones are characterised by $250 < d < 280$ μm. The grains of one powder are black and have a size $250 < d < 350\,\mu$m, while the small yellow ones have $150 < d < 250$ μm. We used two binary mixture: (i) 50% in volume of big blue beads and 50% in volume of small yellow beads for mixture $M1$ and (ii) 50% in volume of big black grains and 50% in volume of small yellow grains for mixture $M2$.

2.2 Hydrodynamic considerations

One should note that in our experiments, the sand bed is oscillating under steady water, contrary to the beach case. In order to ensure that this procedure is equivalent to the natural case, some care has to be taken. Indeed, as the channel is moving relative to the fluid, velocity is diffused in the fluid by viscous effects. These effects occur within a typical length δ – called *Stokes layer* – which can be written as [4]

$$\delta = \sqrt{\frac{\nu}{\pi f}}, \tag{1}$$

where ν is the kinematic viscosity of the fluid.

At a distance from the wall less than the Stokes layer, the flow is close to a uniform shearing motion [3]. The grains there are submitted to a uniform and oscillating shear stress similar to the back and forth motion induced by sea waves on the beach. Thus, the widths of our experimental channels (typically 1 cm) have been chosen in such a way that the Stokes layer caused by the vertical walls of the channel (typically 560 μm at 1 Hz) can be neglected. At the sand-water interface, the same consideration applies since the grain sizes does not exceed 355 μm in our experiments.

It can also be useful to evaluate the laminar *Shields parameter* Θ_L which is the ratio between the shear forces caused by a laminar flow on one grain and the gravity force acting on it [3]. With the previous notation, Θ_L reads

$$\Theta_L = \frac{\tau_L d^2}{(\rho_s - \rho_f) g d^3} \simeq \frac{\rho_f \nu V}{\Delta \rho g d \delta} \sim \frac{\rho_f \nu^{1/2} A f^{3/2}}{\Delta \rho g d}, \tag{2}$$

where τ_L is the shear stress and V is the fluid velocity. The condition for grain motion is thus $\Theta_L > \Theta_c$, with $\Theta_c \approx 0.05$ following Nielsen [14]. But the estimate of this value is actually subject of study. One should note that even the ripples modify the flow and may create vortices during small parts of the oscillations. The flow can be considered as laminar during the remainder part until the value of the Reynolds number is less than 100 [15].

3 Interface preparation

In order to study phase segregation, special care needs to be paid in the generation of a uniformly mixed initial configuration. As the sand bed flattening is performed by a stage of oscillations at large A and f values, phase segregation may occur during this stage. A systematic and reproducible procedure is thus needed to flatten the sand bed prior to each experiment. However, it should be noticed that the quantitative study of the response of a granular bed to strong oscillations is out of the scope of this paper. What we present here are mainly qualitative results coming from several observations in many experimental conditions.

First, if the sand bed is strongly oscillated such that the grains are put into suspension and then left at rest, the bigger grains are observed to fall down much more rapidly than the smaller grains, according to the sedimentation law [4]:

$$v_s = \frac{\Delta \rho g d^2}{18 \rho_f \nu}, \tag{3}$$

where v_s is the sedimentation velocity of isolated grains. This difference in sedimentation velocities results in a larger amount of small grains on the top of the sand layer. We call this process an *hydrodynamic phase segregation*. Figure 2c presents a spatio-temporal diagram of a sand bed prepared in such a way ($A = 2.63$ cm and $f = 3.5$ Hz). The first growth of the sand/water interface is due to the dilatancy caused by the oscillations, while the decrease comes from the sedimentation. It can be noticed that this kind of hydrodynamic segregation is not specific to laboratory experiments but may also occur in nature during storms [7].

Secondly, if the oscillations are such that the sand bed is fluidized but without suspension, we observe that the depth of movable material increases with both A and f. In those situations, the larger grains are seen to move up in the sand bed, as in the Brazil nut effect [22]. We qualify this phenomenon of a *granular phase segregation*. This results in a large amount of larger grains on the top of the sand bed, as illustrated in Figure 2d. In this figure, the sand bed dilatancy is small, due to the lower values of A and f.

The compaction of the bed must also be considered. We have noticed that a loose bed is more easily penetrated by the fluid. In this case, during the first oscillations, the fluid is observed to carry layers of grains instead of individual particles. However, one of our aims is to observe the very first steps of the ripple formation, when the ripples are composed of a few grains. Therefore, we have decided to start from a compacted bed and avoid transient effects.

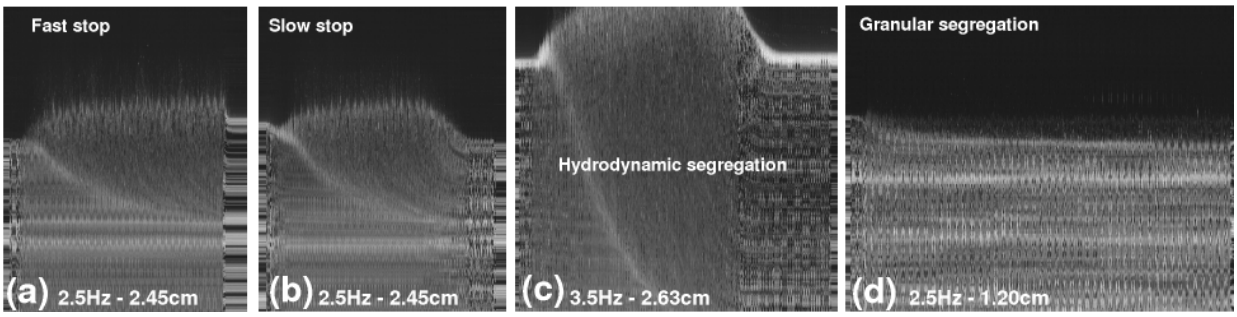


Fig. 2. Spatio-temporal side views of the sand bed before, during and after the preparation procedure. Time goes from left to right. (a) A fluidization step followed by a brutal stop leads to a loose packed sand bed; (b) a fluidization step followed by a slow stop leads to an homogeneous and compacted mixture; (c) hydrodynamic phase segregation (small white grains on the top) appears if the grains are put into suspension; (d) granular phase segregation (large black grains on the top) results from the Brazil-nut effect caused by a small oscillation of the setup. All pictures are 1.1 cm height and 50 s width and are performed with mixture $M2$ in Setup 1.

Experimentally, the way the sand bed is compacted depends on the way the oscillations are stopped. Abruptly stopping the oscillations causes a smaller compaction of the pile than a slow decrease of A or f. More precisely, a brutal stop leads to a compaction smaller than those of a disordered packing ($\rho \approx 0.6$ [16]). This behaviour is clearly emphasised in Figure 2a where one can see that the sand/water interface is higher after the stop than before the oscillations.

The procedure we used is largely empirical but leads to highly reproducible results. We first oscillate the setup at a high frequency f and amplitude A values. This destroys the former patterns. Then, we decrease the amplitude A of oscillation keeping the frequency f constant and we let the setup oscillate for a while with these A and f parameters. This increases the compaction of the pile. The setup oscillates until no more decrease of the sand/water interface is observed. Thus although we don't know quantitatively the value of the density of the pile, we are sure that we are in the "most" compacted state. The time required for reaching this stable state has been evaluated for different grain sizes: 2 s for $d = 300$ μm, 15 s for $d = 110\,\mu$m and 60 s for $d = 65$ μm. This time is thus growing when the grain size decreases.

The measurement of the homogeneity of the mixture is a very hard task due to the 3D property of our packing. However, we have observed that strong oscillations of the setup lead to a slight hydrodynamic segregation which is counterbalanced by granular segregation occurring during the compaction step. Nevertheless, our results seem to be reproducible as far as the preparation procedure is used.

Eventually, we have noticed that during the fluidization of the sand/water interface transients Kelvin-Helmholtz waves appear at the separation between the fluid and the fluidized bed, as previously observed [17].

4 Results

In this section, we present the experimental results concerning the initial stage of ripple formation in binary mixtures. Then, we study the phase segregation observed in the stable state.

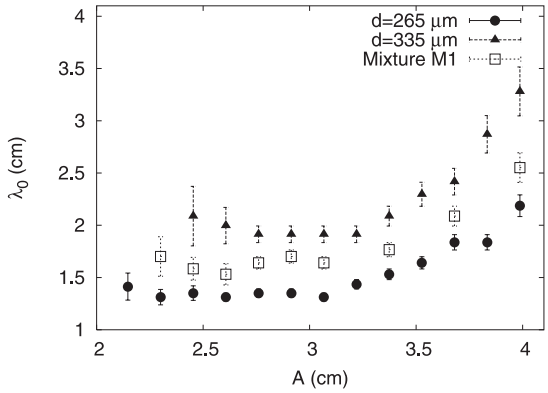


Fig. 3. Initial wavelength λ_0 as a function of the amplitude A of oscillations for granular species with sizes $315 < d < 355$ μm and $250 < d < 280$ μm as well as for the mixture of the two species. Frequency $f = 1$ Hz.

4.1 Wavelength selection

The destabilisation of the sand/water interface is characterised by the appearance of small bumps at different places on the interface. These are called rolling-grain ripples [3]. We define the *initial wavelength* λ_0 of the ripples as the width of the bump base.

The coalescence of rolling-grain ripples is fast and occurs as soon as two of them are close to each other. The measurement of λ_0 is thus complicated. Fortunately, the ripple coarsening depends on the acceleration Af^2. For small values of the acceleration, the coarsening is slow and λ_0 can be measured accurately. Figure 3 presents the initial wavelength λ_0 of the patterns as a function of the amplitude A of oscillations for a frequency $f = 1$ Hz in the case of mixture $M1$. The curves corresponding to the separated species composing $M1$ are also illustrated [18].

In all cases, λ_0 exhibits a constant regime followed by a slight growth for $A > 3.1$ cm. This growth may be affected by ripple coalescence. Indeed, at fixed f the ripple coalescence appears as soon as A is large. This also applies for A constant and f varying. Therefore, the rolling-grain state may be by-passed towards the regime characterised by larger structures, the vortex-ripples. In such a case, the

measurement of the initial wavelength is of course difficult. We have thus considered that the initial wavelength λ_0 is independent of the amplitude A of oscillations at fixed frequency f close to the threshold for grain motion. We have also observed that λ_0 does not depend on the frequency f at fixed amplitude A [18].

An important observation is that λ_0 increases with the grain size d and, moreover, that the mixture behaves in an intermediate way between the species composing it. The curve corresponding to the mixture is similar to that of a monodisperse species of size $d = (265 + 335)/2$ μm. If we consider that the amount of grains composing the primary structures is nearly constant, then the growth of λ_0 with d may be seen as trivial. On should also notice that the data corresponding to the lowest A value of each curve is the minimum amplitude required for ripple formation at $f = 1$ Hz. The value of this threshold increases with the grain size, which is consistent with the dependence of the Shields number on the ratio A/d [cf. Eq. (2)].

All these mainly qualitative results clearly show that the morphology of the primary ripples is governed by granular phenomena.

4.2 Final steady state

The coalescence of rolling-grain ripples results in larger structures called *vortex-ripples* [3]. After several hours, the sand/water interface reaches a steady state characterised by a constant ripple wavelength and a constant ripple amplitude h. We have performed several experiments with various amplitude A and frequency f of oscillations in different granular mixtures. The mean wavelength λ_∞ and the mean ripple amplitude h of the vortex-ripples are measured with the help of Fourier series decompositions.

We have observed that the final wavelength λ_∞ depends neither on the frequency f of oscillations nor on the grain size d, but depends on the amplitude A of oscillations. This is also the case in monodisperse sand beds [12]. Figure 4 shows that the mean ripple amplitude h decreases when the frequency f increases. This is also emphasised by Figure 6, where images of final configurations are presented for different frequencies of oscillation f. This decrease of h is due to the strength of the fluid flow at large f values that flattens the ripple crests. In all cases, this flattening seems not to be of inertial forces nature since all the grains should be in relative motion to the walls in such a case. Nevertheless, we would like to stress that these observations show us that the vortex-ripple morphology is mainly controlled by hydrodynamic effects, whatever the poly-dispersity of the bed.

Starting from an homogeneous mixture, the system always evolves through a segregated state. Looking from the top of the interface, one sees that a larger amount of large grains are found near the ripple crests while the smaller grains are mainly found in the bottom parts of the ripples (see Fig. 5). This observation was also reported in [9]. However, our experimental setup allows us to look inside the sand bed. Hence, we have observed that the *apparent* segregation at the surface is actually the signature of a *segregation in volume*. Indeed, we have seen the formation of

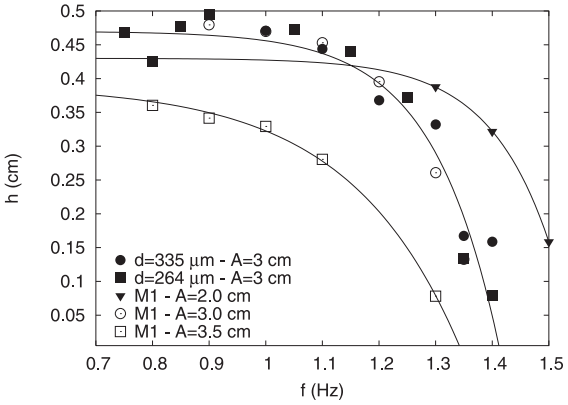


Fig. 4. Mean ripple amplitude h as a function of the oscillation frequency f for different grains sizes $d = 265$ μm, $d = 335$ μm and for mixture M1. Different amplitude values are illustrated. Solid lines are guides for the eyes.

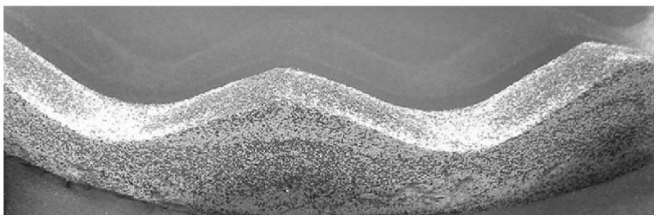


Fig. 5. Image of three ripples in their final steady state (mixture M1 in Setup 2) with experimental parameters $f = 0.5$ Hz and $A = 6$ cm. The larger grains (dark) are mainly found on the ripple crests while the smaller ones (white) are mainly located in the bottom.

a thin layer of small (white) grains under the sand/water interface as presented in Figure 6. This layer intercepts the sand/water interface at the bottom of the ripples, resulting in the misleading conclusion of a segregation at the surface.

The segregation appearance is characterised by convective motions of both species from the crest to the troughs of the ripples, inside the ripples. As times goes on, the larger grains are repelled on both slopes, leaving the smaller ones in the bulk. One should note that this phase segregation in volume occurs on time-scales larger than the time needed to reach the final morphological state. The final steady state is thus declared when both A and λ_∞ are constant and when the layer of small grains does not evolve anymore. We also take care that no drift of the ripples is observed. Typically, those quantities must remain for times larger than one hour.

As the frequency f of oscillations increases (Fig. 6 from a to f), the distance d_s at the crests between the layer of small grains and the sand/water interface increases. In the bottom parts of the ripples, the layer remains nearly unchanged until the frequency f becomes large enough to move all the layer deeper in the sand bed (Fig. 6f).

The layer of small grains can be seen as the bottom of a segregated zone which is larger near the crests and vanishes near the bottom parts of the ripples. Since the depth of this segregated zone strongly depends on the oscillation parameters, the fluid flow may be considered as

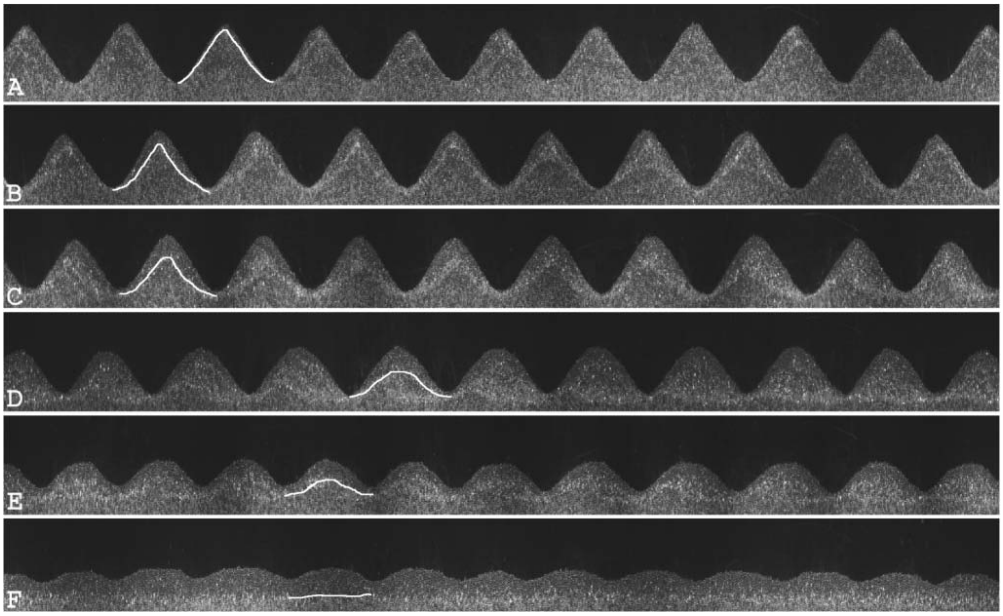


Fig. 6. Side views of the final steady state (mixture M1 in Setup 1). Different frequencies are illustrated ($A = 3$ cm): (a) $f = 0.8$ Hz, (b) $f = 0.85$ Hz, (c) $f = 0.9$ Hz, (d) $f = 1$ Hz, (e) $f = 1.1$ Hz, (f) $f = 1.2$ Hz. Solid white lines emphasise the limit of the segregated zone. The vertical scale is stretched 2.5 times with respect to the horizontal.

the source of this layer appearance. We have thus numerically modelled our experimental setup in order to estimate the shear stress caused by the fluid flow on the sand bed.

With the help of the finite-element code CASTEM from the CEA [19], we have computed the Navier-Stokes equations [4] for a 2D water flow over a rippled wall. The wall shape is directly extracted from experiments. In order to take into account the setup oscillations in these stationary flow simulations, the shear stress τ during one oscillation is obtained by averaging the shear stresses corresponding to different velocities ranging from 0 to Af. Since our computations do not account for time-dependence and flow separations, the predicted values for the shear stress may be lower than those expected with turbulent modelling [20]. However, the deduced tendencies should be the same in both cases and stationary flows are more easily computed.

We have computed the shear stress τ over steady interfaces in different experimental conditions. We have observed that τ is larger for large ripples height h, i.e. for small frequency f of oscillation. This was also mentioned in previous numerical studies [21]. This means that the constraint imposed by the ripples on the fluid predominates over the shear stress due to fluid velocity.

Figure 7 presents the distance d_s at the ripple crests between the sand/water interface and the layer of small grains as a function of the shear stress τ. Both quantities are respectively scaled by the ripple height h and the theoretical maximum shear stress $\tau_\star = (\mu V)/\delta$ corresponding to a flat plane.

One can see that the ratio d_s/h decreases as a function of $\tau/\tau_\star$ and then seems to saturate at a minimum value.

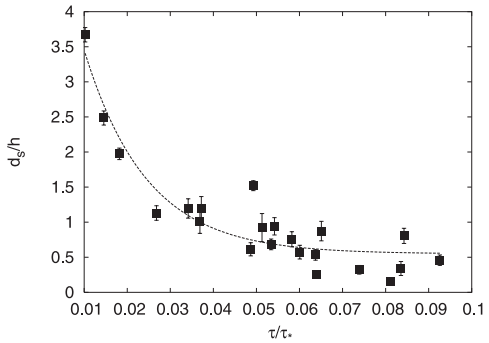


Fig. 7. Segregated zone depth d_s at the ripple crests divided by the ripple height h as a function of the shear stress τ at the sand/water interface normalised by the maximum plane shear stress $\tau_\star$.

We have assumed the following law

$$\frac{d_s}{h} = a + b \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_\star\, c}\right), \tag{4}$$

where a, b and c are free fitting parameters with values $a = 0.55 \pm 0.11$, $b = 5.79 \pm 1.08$ and $c = 0.011 \pm 0.003$ respectively. It should be noticed that these parameters values may depends on the way τ is estimated but that the law should remain in all cases.

The scenario for the segregation appearance may thus be the following. Due to its permeability, the sand-bed is penetrated by the velocity profile of the fluid. This leads to a "Reynolds dilatancy" that creates free spaces in the granular assembly. Differences of compaction between the crest and the trough of the ripple drive convective motions of both species towards the bottom. During this process, the smaller grains percolate down in the packing by means of those free spaces. The thin layer of small grains would

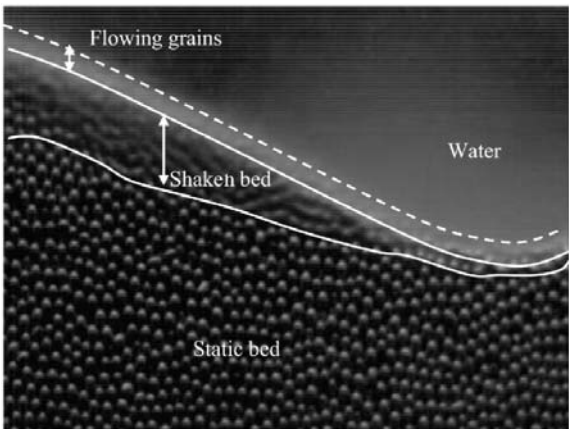


Fig. 8. Average of different images of a ripple during the fluid oscillations (Setup 2 and $d = 500$ μm for visualisation purposes). The grains in motion are "blurred" while the static part of the pile is in focus.

thus correspond to the limit of the layer where convective motions (i.e. percolation) may occur. As the frequency f increases, percolation is allowed on larger depths and the thin layer is expelled from the sand/water interface. Eventually, for very large f values, the ripples are very flat and all the layer is well below the interface, giving large values for the ratio d_s/h. On the contrary, for small f values, percolation occurs on small depths, giving small d_s/h ratio values.

As a proof of a segregation due to a "shaking" of the ripples by the fluid flow, we have recorded close-up movies of vortex ripples during oscillations. Averaging many images allows us to emphasise the motion of the sand grains (see Fig. 8): a layer of grains in motion is observed over a layer of static grains. The depth of the moving grain layer is maximum near the ripple crests and decreases near the bottom parts of the ripples. As we increase the frequency f of oscillations, the depth of the moving layer increases. This result clearly shows that the fluid stress penetrates the sand bed and allows grain motion. Figure 8 refers to ripples created in a monodisperse ($d = 500$ μm) sand bed for clarity. If the sand bed is polydisperse, percolation is allowed and segregation in volume appears.

One should eventually note that the decrease of the segregated zone depth from the ripples crest to the bottom is in agreement with the numerical calculations. Indeed, in all cases, the shear stress τ over the ripple is observed to be maximum near the ripple crest and then decreases near the bottom. Circulation zones may also be observed downstream from the ripples.

5 Exotic patterns

In this section, we present some special segregation features that often occur. We relate these observations to their geological implications.

5.1 Radial segregation

Despite the nearly 2D geometry of our setup, we sometimes observe radial segregation. A larger amount of large grains are found near the outer cylinder while the smaller ones are preferentially found near the inner cylinder (see Fig. 9). We have not been able to determine exactly the experimental conditions leading to such a segregation. We first though that centrifugal forces were the key to this process: the larger grains would simply be moved further than the smaller ones. However, radial segregation preferentially occurs for small acceleration values (e.g. $A = 2$ cm, $f = 1$ Hz). For larger acceleration values (e.g. $A = 3$ cm, $f = 1$ Hz) radial segregation was absent. Moreover, this segregation takes a very long time to establish (typically 10 hours) even though the final steady state was reached within one hour. Thus, we suspect this segregation to be an artifact due to the circular geometry of our setup. However, a deeper and systematic study is needed in order to explain quantitatively this result.

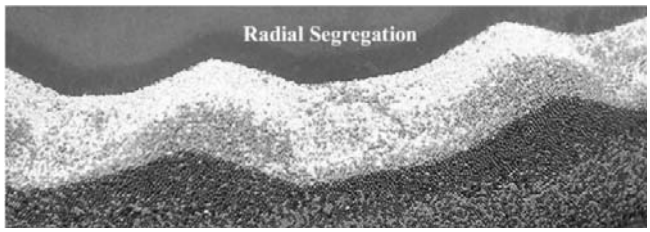


Fig. 9. Radial segregation is characterised by large grains preferentially situated close to the outer wall while the small ones go near the inner wall. Mixture M1 in Setup 2. frequency $f = 1$ Hz and amplitude $A2$ cm.

5.2 Cat's eyes

Before reaching the final steady state, the vortex ripple wavelength evolves through ripple coalescence and ripple annihilation processes [3]. Both processes imply that the ripples move. As the fluid flow perturbs the bed only to a small depth, the former segregation patterns are "glued" under the newer ones. The genesis of a ripple can thus be deduced from the observation of segregation patterns.

In most cases, the ripple coalescence does not lead to characteristic segregation patterns, by contrast to annihilation processes. Three ripples are involved in the annihilation process: a small one, situated between two larger ones. The vortex created by the larger ripples "divides" the smaller ripple into two parts which feed these larger ripples. The result is an ovoid-like region of larger grains surrounded by smaller grains inside each large ripple (see Fig. 10). This "cat's eyes" configuration may disappear after very long times because of new coalescence, annihilation or ripple drifts. Moreover, the segregation in volume described in the previous section may cause a "blurring" of the patterns because of internal convective motions.

5.3 Sand-bed genesis

In the light of the previous sections, the a priori observation of a sand-bed may give us much information on its history. Figure 11 presents a sand/bed covered by vortex

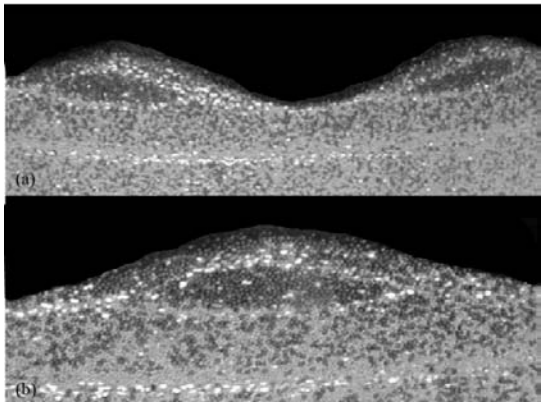


Fig. 10. "Cat's eyes" pattern due to the annihilation of one small vortex ripple by two larger ones. Mixture M1 in Setup 1.

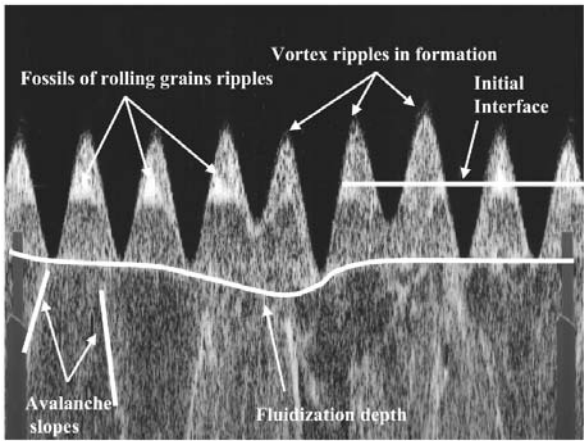


Fig. 11. History of the sand ripples (mixture 2 in Setup 1): the vertical scale is stretched ten times with respect to the horizontal. The initial preparation parameters correspond to the case of Figure 3c.

ripples. We can analyse this picture from bottom to top, i.e. from past to present.

First, one can see inclined lines of small (white) grains in half the bottom part of the bed. These lines correspond to the avalanche slopes of the sand and have been created when the channel has been poured. A bit higher, the avalanche lines are stopped by a nearly horizontal line corresponding to the depth of fluidization that occurred when the interface has been flattened. Higher again, the ripple bulks are mainly composed of small grains. In the case of an initially homogeneous mixture, a nearly homogeneous mixture is expected here, and then, a layer of small grains under a layer of larger grains. What we see here are fossils of rolling grain ripples built with small grains. The interface preparation was such that hydrodynamic segregation occured, moving the smaller grains to the top. Those rolling-grain ripples have been glued in the bed. Eventually, larger grains are found on the top of the ripples.

6 Summary

We have studied experimentally the formation and evolution of ripples in binary granular sand beds submitted to oscillating water flows. The importance of a well-defined protocol for the interface preparation has been demonstrated. The influence of the experimental parameters on the initial wavelength of rolling-grain ripples has been studied. In the case of binary mixtures, the wavelength seems to behave in an intermediate way between separated species. The phase segregation encountered in vortex ripples is a segregation in volume and results from the dilatancy caused by the fluid flow over the ripples. Some exotic segregation patterns have been shown and applications to geological science has been proposed.

The experiments were financially supported by the ACI "Jeunes chercheurs" contract n° 2314. HC is financially supported by the FRIA (Brussels, Belgium) and also supported through the ARC contract n° 02/07 − 293. The authors are thankful to D. Vallet, O. Brouard and C. Baradel for technical help. They also thank P.-Y. Lagrée for helping in the numerical calculations, as well as E. Guyon, H. Herrmann, N. Vandewalle L. Trujillo for fruitful discussions.

References

1. P. Ball, *The Self-Made Tapestry - Pattern Formation in Nature* (Oxford Univ. Press, Oxford, 2001)
2. R.A. Bagnold, *The physics of blown sand and desert dunes* (Chapman and Hall, London, 1941)
3. R.A. Bagnold, Proc. Roy. Soc. London A **187**, 1 (1946)
4. E. Guyon, L. Petit, J.P. Hulin, C. Mitescu, *Physical Hydrodynamics* (Oxford University Press, Oxford, 2001)
5. R.E. Hunter, Sedimentology **24**, 261 (1977)
6. J.M. Ottino, D.V. Khakhar, Annu. Rev. Fluid Mech. **32**, 55 (2000)
7. J.S. Doucette, Sedimentology **49**, 483 (2002)
8. G. Seminara, Appl. Mech. Rev. **48**, 549 (1995)
9. E. Foti, P. Blondeaux, Coastal Engineering **25**, 237 (1995)
10. H.A. Makse, Eur. Phys. J. E **1**, 127 (1999)
11. H. Caps, N. Vandewalle, Physica A **314**, 320 (2002)
12. A. Stegner, J.-E. Wesfreid, Phys. Rev. E **60**, 3487 (1999)
13. C. Faraci, E. Foti, Phys. Fluids **13**, 1624 (2001)
14. P. Nielsen, *Coastal bottom boundary layers and sediment transport* (World Scientific, 1992)
15. B.L. Jensen, B.M. Sumer, J. Fredsoe, J. Fluid Mech. **206**, 265 (1989)
16. G.Y. Onoda, E.G. Linige, Phys. Rev. Lett. **64**, 2727 (1990)
17. P. Evesque, Poudres et Grains **12**, 107 (2001)
18. G. Rousseaux, A. Stegner, J.-E. Wesfreid, Phys. Rev. E in press (2004)
19. `http://www.castem.org:8001/`
20. K.H. Andersen, M.L. Chabanol, M. van Hecke, Phys. Rev. E **63**, 066308 (2001)
21. P.-Y. Lagrée, K.K.J. Kouakou, E. Danho, C. R. Acad. Sci. Paris **331**, 231 (2003)
22. L. Trujillo, H. Herrmann, Physica A **330**, 519 (2003)
23. M.A. Scherer, F. Melo, M. Marder, Phys. Fluids **11**, 58 (1999)
24. K.H. Andersen, M. Abel, J. Krug, C. Ellegaard, L.R. Soendergaard, J. Udesen, Phys. Rev. Lett. **88**, 234302 (2002)
25. G. Rousseaux, A. Stegner, J.-E. Wesfreid, *Proceedings of the "15^e Congrès Français de Mécanique" (2001)*