



HAL
open science

Caractérisation de la morphologie des dunes dans des écoulements unidirectionnels et alternatifs

Serge Kiki Sandoungout

► **To cite this version:**

Serge Kiki Sandoungout. Caractérisation de la morphologie des dunes dans des écoulements unidirectionnels et alternatifs. Sciences de la Terre. Université de Bretagne occidentale - Brest, 2019. Français. NNT : 2019BRES0045 . tel-02453140

HAL Id: tel-02453140

<https://theses.hal.science/tel-02453140>

Submitted on 23 Jan 2020

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.

THESE DE DOCTORAT DE

L'UNIVERSITE
DE BRETAGNE OCCIDENTALE
COMUE UNIVERSITE BRETAGNE LOIRE

ECOLE DOCTORALE N° 598
Sciences de la Mer et du littoral
Spécialité : Géosciences marines

Par

Serge Nahed KIKI SANDOUNGOUT

Caractérisation de la morphologie des dunes aquatiques dans des écoulements unidirectionnels et alternatifs

Thèse présentée et soutenue à Plouzané, le 6 septembre 2019

Unité de recherche :

- LGO UMR 6538 Place Nicolas Copernic 29280 Plouzané
- IPR UMR CNRS 6251 B11A 263 av. Général Leclerc 35042 Rennes Cedex

Rapporteurs avant soutenance :

François CHARRU Prof., IMFT Toulouse
Sylvain COURRECH DU PONT MCF, Univ. Paris 7 Diderot

Composition du Jury :

Président : Philippe GONDRET Prof., HDR, Univ. Paris-Sud

Examineurs : Christophe DELACOURT Prof., HDR, UBO

François CHARRU Prof., HDR, IMFT Toulouse

Sylvain COURRECH DU PONT MCF, HDR, Univ. Paris 7 Diderot

Dir. de thèse : Alexandre VALANCE DR CNRS, HDR, UR1-IPR
Co-dir. de thèse : Nicolas LE DANTEC CR CEREMA, LGO

Invité(s)

Axel EHRHOLD Chercheur, IFREMER
Pascal LE ROY MCF, UBO

Remerciements

De nombreuses interactions humaines m'ont aidé à finaliser ce travail de thèse.

J'adresse mes remerciements aux membres du département Milieux Divisés de l'Institut de Physique de Rennes (IPR). Mon intégration au sein de cette équipe pour mes recherches s'est faite naturellement et a été agréable. Je remercie particulièrement Luc Oger pour ses conseils avisés sur le fonctionnement des services informatiques de l'IPR et de l'Université de Rennes 1. Je remercie également Hervé Tabuteau pour nos échanges et ses conseils sur des questions relatives à mes travaux. Merci également à Guy Pecheul, Patrick Chales, Yvonig Robert pour leurs efforts afin d'obtenir un fonctionnement optimal de mon dispositif expérimental.

Mes remerciements vont également à l'endroit de l'équipe DynaLit du Laboratoire de Géosciences Océan (LGO). Bien que mes recherches se soient exclusivement déroulées à Rennes, je n'ai pas ressenti de dépaysement à chacune de mes venues au LGO. J'ai notamment apprécié la sympathie et l'attitude bienveillante des personnes que j'y ai rencontré.

Mon expérience de thèse a été agrémentée par des rencontres avec des collègues « non-permanents » de Rennes et de Plouzané. J'ai passé avec eux des moments agréables tout au long de la thèse. Je pense à Claude, Jean-Luc, Jean-Baptiste, Yajuan, Nolwenn, Aurélien, Gaspard, Charles, Nadia, Taoufik. J'ai apprécié nos échanges sur tous les sujets, nos repas de midi et apéros au labo.

Côté administratif, je remercie Elisabeth Bondu, Élodie Benon (EDSML), Bénédicte Faure et Valérie Ferri (IPR) pour l'aide qu'elles m'ont apportée.

Je remercie aussi mes directeurs de thèse, Alexandre Valance et Nicolas Le Dantec, qui ont contribué à la finalisation de ce travail de recherche. Nos discussions sur les résultats expérimentaux et numériques ont été riches d'enseignements.

Enfin, je remercie ma compagne pour son soutien et sa compréhension durant ces années de thèse. Je remercie également ma famille ainsi que mes amis qui m'ont été d'un grand réconfort.

Table des matières

Préambule	v
1 Introduction	1
1.1 Couche limite turbulente	1
1.2 Écoulement au-dessus d'un relief	6
1.3 Transport de sédiments	9
1.4 Morphogenèse des structures sédimentaires	15
1.5 Motivation et objectif de la thèse	23
2 Modélisation d'une dune isolée	27
2.1 Description du modèle	27
2.2 Dunes aquatiques à l'équilibre	30
2.3 Dunes éoliennes à l'équilibre	47
2.4 Synthèse	58
3 Dispositif expérimental : dunodrome	61
3.1 Description du dispositif	61
3.2 Hydrodynamique dans le chenal	65
3.3 Protocole expérimental et paramètres de contrôle	68
3.4 Méthode d'analyse des images	69
4 Étude expérimentale des dunes aquatiques	73
4.1 Les différents scénarios d'évolution d'une dune	73
4.2 Aire des dunes : statique vs dynamique	77
4.3 Hauteur, longueur et rapport d'aspect à l'équilibre	78
4.4 Rôle de la taille des particules	82
4.5 Profil d'équilibre	85
4.6 Vitesse de migration à l'équilibre	88
4.7 Comparaison avec les travaux de Groh (2008)	93
4.8 Comparaison avec les prédictions du modèle	94
5 Retournement d'une dune isolée	101
5.1 Protocole expérimental	101
5.2 Scénarios morphologiques du retournement	104
5.3 Scénario à 2 phases	106
5.4 Scénario à 3 phases	112
5.5 Synthèse et discussion	116
6 Synthèse et perspectives	119
6.1 Synthèse	119
6.2 Perspectives	122

Bibliographie	122
A Données complémentaires de l'étude théorique des dunes 2D	129
A.1 Modélisation du décollement de la couche limite et des avalanches granulaires	129
A.2 Étude de l'influence de la forme initiale sur la transition vers l'état d'équilibre d'une dune	131
B Données complémentaires : dispositif expérimental	133
B.1 Uniformité de l'écartement interne du chenal	133
B.2 Aire initiale vs Aire à l'arrêt de l'écoulement	134
B.3 Incertitudes expérimentales	135
C Données complémentaires : dunes à l'équilibre	137
C.1 Indice de symétrie I_{sym} des dunes	137
D Données complémentaires : retournement des dunes	139
D.1 Scénario à 2 phases : $\langle U_0 \rangle = 0,43 \text{ m/s}$	139
D.2 Scénario à 2 phases : $\langle U_0 \rangle = 0,54 \text{ m/s}$	144
D.3 Scénario à 3 phases : $\langle U_0 \rangle = 0,54 \text{ m/s}$	144

Préambule

Prévoir la morphologie et la mobilité des structures sédimentaires en milieu marin est une pré-occupation dans de nombreux secteurs d'activités. Par exemple, dans les activités d'extraction de sable maritime, une meilleure compréhension de la mobilité du stock sédimentaire permet d'anticiper la durée de vie des sites et ainsi de mieux les gérer. Sur les sites comme les baies sableuses, ce sont les problèmes d'ensablement et de désensablement qui menacent respectivement leur exploitation. Un exemple d'ensablement problématique est celui de la baie du *Mont Saint Michel* où la marée amène sur la baie d'importantes quantités de sable. La mobilité des structures sableuses peut constituer également une menace pour la stabilité des installations en mer. Par exemple, pour les câbles de télécommunication qui sont enfouis en mer peu profonde, le retrait de la couverture sédimentaire les rend vulnérables aux ancrages des bateaux. À contrario, l'accumulation importante de sédiments à leur aplomb complique les opérations de maintenance (Whitehouse *et al.*, 2000).

Ces problématiques sont liées aux flux de sédiments transportés par les courants. Leur évaluation est délicate d'une part, à cause de la difficulté d'instrumenter les sites pour faire des mesures de courant près du fond pour avoir la contrainte de cisaillement basale, d'autre part à cause de l'hydrodynamique mixte et multidirectionnelle qui occasionne le transport de sédiments.

Les lois de transport de sédiments ont fait l'objet de nombreux travaux théoriques et expérimentaux à la fois sous écoulement unidirectionnel stationnaire et sous écoulement oscillant. En régime d'écoulement unidirectionnel stationnaire, cela a permis de cerner les mécanismes responsables de l'apparition des structures sédimentaires ainsi que ceux qui sélectionnent la taille des premiers motifs à apparaître. Cependant, en régime d'écoulement oscillant et/ou mixte, les résultats sont encore mal compris.

Dans cette thèse, nous caractérisons la réponse morphodynamique d'une dune dans deux situations de forçage hydrodynamique. La première situation, qui est classique, est celle d'un forçage unidirectionnel stationnaire. La seconde est celle d'un forçage alternatif. Ce deuxième volet est la motivation première de cette thèse. Il vise à reproduire un forçage analogue au renversement cyclique de l'écoulement lors des marées, c'est-à-dire au passage entre le flot et le jusant. Notre étude expérimentale est conduite dans un chenal clos et de section étroite. Les dunes-modèles ont des masses finies et sont quasiment bidimensionnelles.

Ce manuscrit est divisé en six chapitres :

- le **chapitre 1** présente un état des connaissances sur la morphogenèse des structures sédimentaires. À la fin de ce chapitre, nous exposons les motivations ayant guidées cette thèse puis notre démarche ;
- le **chapitre 2** présente les prédictions d'un modèle de dunes 2D pour la morphodynamique d'une dune isolée, c'est-à-dire de masse finie, sous écoulement unidirectionnel stationnaire en fonction de la masse de sédiments et de la vitesse de l'écoulement ;
- le **chapitre 3** présente le montage expérimental développé pour l'étude des dunes sous l'eau ;
- le **chapitre 4** présente les résultats expérimentaux sur la morphologie et la vitesse

- de migration d'une dune isolée à l'équilibre en fonction de sa masse et de la vitesse de l'écoulement ;
- le **chapitre 5** présente les résultats expérimentaux sur le retour à l'équilibre d'une dune isolée suite un changement du sens de l'écoulement ;
 - le **chapitre 6** est une synthèse générale des principaux résultats, suivie de quelques perspectives.

Chapitre 1

Introduction sur la genèse des structures sédimentaires

Pour comprendre l'évolution d'un corps sédimentaire soumis à un écoulement, il faut connaître les mécanismes à l'œuvre lors de l'interaction du fluide avec le sédiment. Pour cela, nous ferons un rappel succinct sur les caractéristiques d'une couche limite turbulente au-dessus d'une paroi plane et avec un relief, puis nous introduirons quelques notions sur le transport de sédiments avant d'aborder les mécanismes à l'origine de l'apparition de motifs sédimentaires.

1.1 Couche limite turbulente

1.1.1 Équation de Navier-Stokes

Le mouvement d'un fluide est régi par l'équation de *Navier-Stokes*. Cette équation traduit la conservation de la quantité de mouvement de l'écoulement prise dans un volume élémentaire du fluide. Si on considère un fluide incompressible newtonien¹, l'équation de *Navier-Stokes* s'écrit :

$$\rho_f \left[\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} \right] = \vec{f} - \nabla p + \eta \Delta \vec{u} \quad (1.1)$$

où ρ_f est la masse volumique du fluide, \vec{u} le champ de vitesse du fluide, \vec{f} la résultante des forces volumiques extérieures appliquées au fluide², p le champ de pression et η la viscosité dynamique du fluide.

À partir du rapport des forces d'inertie ($\rho_f u_i \partial u_j / \partial x_j$) et des forces visqueuses ($\eta \partial^2 u_i / \partial x_j^2$), on définit un nombre caractéristique permettant de classer les écoulements. Ce nombre est le nombre de Reynolds défini par :

$$Re = \frac{U_{car} L_{car}}{\nu}, \quad (1.2)$$

où $\nu = \frac{\eta}{\rho_f}$ est la viscosité cinématique du fluide, U_{car} sa vitesse caractéristique et L_{car} une longueur caractéristique du système. Ce nombre de Reynolds caractérise la propriété de similarité des écoulements par changement d'échelle.

On distingue deux régimes d'écoulement selon la valeur du nombre de Reynolds : les écoulements laminaires à petits nombres de Reynolds et les écoulements turbulents à

1. C'est-à-dire que la contrainte de cisaillement en tout point du fluide est proportionnelle au gradient de vitesse.

2. $\vec{f} = \rho_f \vec{g}$ si seul le champ de pesanteur \vec{g} est à l'œuvre

grands nombres de Reynolds. La transition entre le régime laminaire et le régime turbulent dépend de la géométrie de l'écoulement. Par exemple, dans une conduite de section circulaire, la transition s'opère pour des nombres de Reynolds compris entre 2000 et 3000.

Les écoulements naturels qui donnent lieu à la formation des structures sédimentaires (dunes éoliennes, fluviales ou sous-marines) sont en général turbulents.

1.1.2 Équation de Reynolds

Dans le cas d'un écoulement turbulent, les champs de vitesses et de pression deviennent très fluctuants et difficiles à prédire. Un moyen de surmonter cette difficulté est de calculer les champs moyens. Le principe de cette approche est de décomposer les champs de vitesse et de pression en deux contributions :

$$u_i = U_i + u'_i, \quad (1.3)$$

$$p = P + p', \quad (1.4)$$

où U_i et P sont les contributions moyennes et u'_i et p' les contributions liées aux fluctuations temporelles respectivement de vitesse et de pression.

Si l'on applique cette décomposition à l'équation Navier-Stokes, on obtient l'équation de Reynolds, appelée aussi équation RANS (« Reynolds Averaged Navier-Stokes » en anglais) :

$$\rho_f \left(\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) = F_i - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \rho_f \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \langle u'_i u'_j \rangle \right], \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0.$$

Ce moyennage fait apparaître un nouveau terme

$$\tau_{ij} = -\rho_f \langle u'_i u'_j \rangle, \quad (1.6)$$

qui est homogène à une contrainte. Cette contrainte, appelée contrainte de Reynolds, nécessite d'être modélisée afin de résoudre l'équation (1.5). À cette fin, on peut introduire une viscosité cinématique turbulente ν_t (Boussinesq, 1877, 1896) telle que :

$$\tau_{ij} = \rho_f \left[\nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2k}{3} \delta_{ij} \right], \quad (1.7)$$

où $k = \frac{1}{2} \langle u_i'^2 \rangle$ est l'énergie cinétique turbulente et δ_{ij} le symbole de Kronecker ($\delta_{ij} = 1$ si $i = j$ et 0 sinon). Si l'on se donne un modèle pour ν_t et k , c'est-à-dire des relations ou équations couplant ces variables avec les valeurs des champs moyens, on peut alors résoudre l'équation de Reynolds.

Parmi les équations de fermeture couramment utilisées, on distingue celles du type « $k - \epsilon$ » et celles du type « $k - \omega$ » où ω est le taux de dissipation visqueuse et $\epsilon = k\omega$ la dissipation visqueuse. Dans ces descriptions, la viscosité turbulente ν_t est proportionnelle au ratio k/ω . Toutefois, la résolution de ces modèles nécessite une paramétrisation importante lors de la discrétisation du problème afin d'obtenir des résultats indépendants du schéma de calcul. Une alternative permettant d'aboutir à une solution analytique est celle développée par Prandtl (1930). Ce dernier introduit la longueur de mélange l_m de sorte qu'on puisse écrire ν_t de la façon suivante :

$$\nu_t = l_m^2 \left| \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right|, \quad (1.8)$$

où $l_m = \kappa x_j$ (x_j est la distance à la paroi perpendiculaire à la direction (Ox_i)) et $\kappa = 0,41$ la constante de Von Kàrmàn. Cette longueur de mélange caractérise le fait que la taille des tourbillons augmente lorsqu'on s'éloigne de la paroi.

En combinant les éqs (1.8) et (1.7), on peut déduire analytiquement le profil de vitesse d'un écoulement turbulent stationnaire au-dessus d'une paroi plane. Par exemple, au-dessus d'une paroi horizontale parallèle à l'axe (Ox), le profil de vitesse suivant la verticale (Oz) s'écrit :

$$U(z) = \frac{u^*}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right), \quad (1.9)$$

où $u^* = \sqrt{\tau_0/\rho_f}$ est la vitesse de cisaillement basale associée à la contrainte de cisaillement τ_0 exercée par l'écoulement sur la paroi et z_0 est la rugosité hydraulique. Cette dernière correspond à la hauteur à laquelle la vitesse moyenne U du fluide s'annule. Ce profil de vitesse logarithmique est communément appelée « loi de la paroi ».

1.1.3 Rugosité hydraulique

Nous discutons ici des différents régimes turbulents selon que la paroi est lisse ou rugueuse. Nous traitons d'abord le cas d'une paroi rigide puis le cas d'une paroi mobile correspondant à un lit sédimentaire.

Paroi rigide

Sur une paroi rigide, z_0 dépend à la fois de la hauteur des aspérités recouvrant la paroi, de leur densité de répartition ainsi que du nombre de Reynolds de l'écoulement. Dans un écoulement en conduite, la variation de z_0 se traduit par une variation du coefficient de résistance à l'écoulement c_f de la conduite tel que :

$$\tau_0 = \frac{1}{2} \rho_f c_f \langle U_0 \rangle^2, \quad (1.10)$$

où τ_0 est la contrainte de cisaillement aux parois et $\langle U_0 \rangle$ la vitesse moyenne de l'écoulement dans la conduite.

Nikuradse (1933) a étudié expérimentalement la variation de c_f induite par la présence d'aspérités constituées par du sable uniformément et densément réparti sur les parois internes de conduites cylindriques. En faisant varier la vitesse de l'écoulement ainsi que le rapport entre la taille des grains d et le rayon de la conduite \mathcal{R} , il a identifié 3 régimes hydrauliques.

Le premier régime hydraulique est observé pour des nombres de Reynolds inférieurs à 2000 (régime laminaire). Dans ce régime, c_f est indépendant du rapport \mathcal{R}/d et diminue quand le nombre de Reynolds augmente en suivant la loi

$$c_f = 64/Re$$

(voir courbe 1, fig 1.1). À la transition en le régime laminaire et le régime turbulent ($2000 < Re < 4000$), il y a d'abord une augmentation du coefficient de résistance à l'écoulement avec le nombre de Reynolds. Cette augmentation est indépendante de la rugosité des parois caractérisée par \mathcal{R}/d .

Pour $Re > 4000$, on observe que pour les grands rapports \mathcal{R}/d (p. ex. le cas $\mathcal{R}/d = 507$ à la figure 1.1), la conduite rugueuse se comporte comme une conduite lisse vis-à-vis de l'écoulement turbulent. Le coefficient c_f décroît avec le nombre Reynolds de l'écoulement suivant la formule de Blasius établie en conduite lisse (voir courbe 3, fig. 1.1)

$$\lambda = \frac{0,316}{Re^{1/4}}.$$

À mesure que le rapport \mathcal{R}/d diminue, la courbe caractéristique de c_f en fonction du nombre de Reynolds dans le régime turbulent s'écarte de la prédiction de Blasius à partir d'un nombre de Reynolds de plus en plus petit. Dans ce régime hydraulique intermédiaire, la variation de c_f est donnée par la formule implicite suivante :

$$\frac{1}{\sqrt{c_f}} = 2 \log (Re \sqrt{c_f}) - 0,8.$$

Pour des rapports \mathcal{R}/d de l'ordre de la dizaine (p. ex. le cas $\mathcal{R}/d = 15$, fig. 1.1), le coefficient c_f devient indépendant du nombre de Reynolds de l'écoulement dans le régime turbulent. Dans ce dernier régime hydraulique, c_f est donné par la formule suivante :

$$\frac{1}{\sqrt{c_f}} = 1,74 + 2 \log \left(\frac{\mathcal{R}}{d} \right).$$

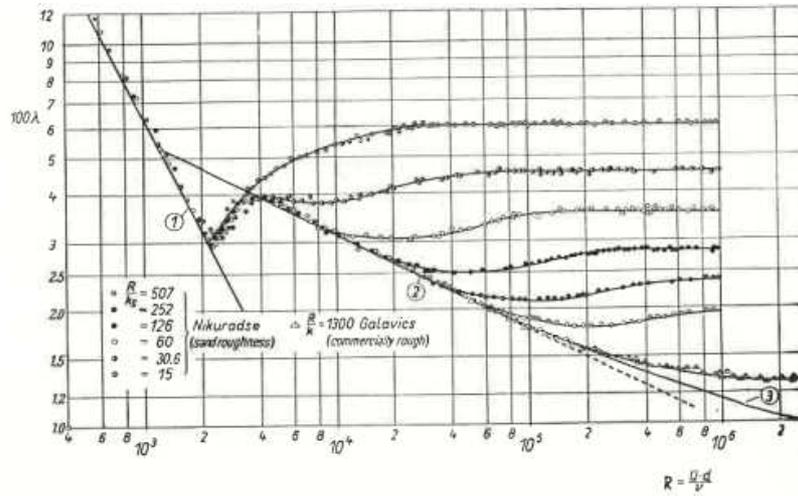


FIGURE 1.1 – Expérience de Nikuradse pour la détermination du coefficient de résistance à l'écoulement dans une conduite cylindrique rugueuse pour différents nombres de Reynolds. $k_s \equiv d$: hauteur moyenne des aspérités constituées par du sable collé aux parois ; $\lambda \equiv c_f$: coefficient de résistance à l'écoulement ; \bar{u} : vitesse moyenne de l'écoulement ; d : diamètre de la conduite ; $\nu = 10^{-6} m^2/s$: viscosité cinématique du fluide. Les différents symboles correspondent aux mesures pour \mathcal{R}/k_s égal à 15, 30, 6, 60, 126, 252, et 507. Courbes en trait continu : (1) $\lambda = 64/Re$; (2) équation de Blasius (eq. (1.1.3)) ; (3) courbe représentant $\frac{1}{\sqrt{c_f}} = 2 \log (Re \sqrt{c_f}) - 0,8$. Extrait de Schlichting et Gersten (2016).

Ces trois régimes hydrauliques identifiés par Nikuradse se distinguent par la taille relative des aspérités de la paroi par rapport à l'épaisseur de la sous-couche visqueuse $l_\nu = \nu/u^*$ du fluide. Cette taille relative est caractérisée par le nombre de Reynolds particulière Re_p défini par :

$$Re_p = \frac{d}{l_\nu}. \quad (1.11)$$

Pour $Re_p < 5$, l'écoulement est hydrauliquement lisse (« smooth regime »). Dans ce régime, les aspérités sont en fait noyées dans la sous-couche visqueuse. L'écoulement « voit » ainsi une paroi lisse. Concernant la rugosité hydraulique z_0 , elle est indépendante de d et vaut :

$$z_0 \approx 0,11l_\nu. \quad (1.12)$$

Pour $5 < Re_p < 70$, l'écoulement est dans un régime de transition (« transition regime ») pour lequel la hauteur des aspérités (d) est du même ordre de grandeur que l'épaisseur

de la sous-couche visqueuse. Comme c_f , la variation de z_0 dans ce régime est complexe et est obtenue via une relation implicite (cf. éq. (1.16)).

Pour $Re_p > 70$, l'écoulement est hydrauliquement rugueux (« rough regime »). L'épaisseur de la sous-couche visqueuse est négligeable devant la hauteur des aspérités d de sorte que z_0 ne dépend plus du nombre de Reynolds de l'écoulement mais plutôt de d . Il vaut :

$$z_0 \approx d/30. \quad (1.13)$$

Fort des résultats précédents, l'expression universelle de loi de la paroi peut se ré-écrire comme :

$$\frac{U(z)}{u^*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{d} \right) + \mathbf{B}, \quad (1.14)$$

où

$$\mathbf{B} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{d}{z_0} \right), \quad (1.15)$$

est une fonction du nombre de Reynolds particulière de l'écoulement (voir fig. 1.2). Dans le régime hydraulique lisse, on a $\mathbf{B} = 5,5 + (1/\kappa) \ln(d/l_\nu)$ tandis que dans le régime rugueux, \mathbf{B} est une constante universelle : $\mathbf{B} = 8,5$. Dans le régime de transition, \mathbf{B} peut s'exprimer en fonction du coefficient c_f et du rapport \mathcal{R}/d par :

$$\mathbf{B} = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{c_f}} + 3,75 - \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{\mathcal{R}}{d} \right). \quad (1.16)$$

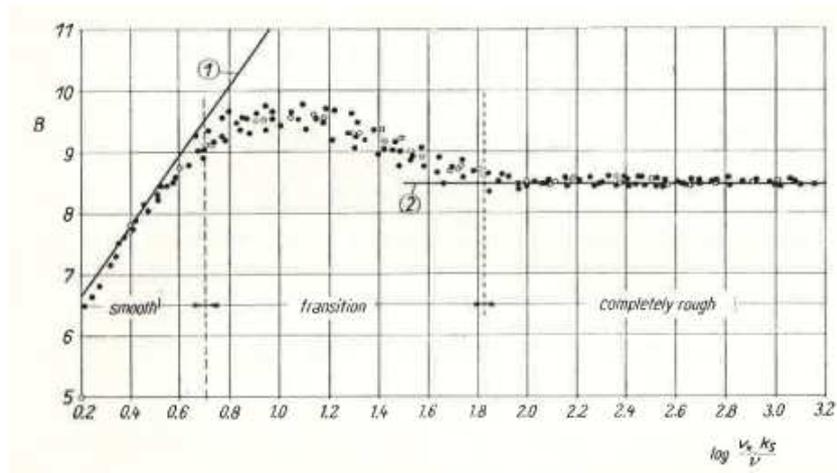


FIGURE 1.2 – Variation de \mathbf{B} en fonction $\ln(k_s/l_\nu)$, $k_s \equiv d$: (1) régime hydraulique lisse (« smooth »); (2) régime hydraulique rugueux (« completely rough »). Entre (1) et (2) on a le régime de transition, d'après Nikuradse (1933).

Dans le cas général d'une paroi rugueuse quelconque, on peut définir une rugosité hydraulique k_s équivalente à celle qui serait mesurée dans l'expérience de Nikuradse et pour laquelle on obtiendrait le même coefficient de résistance à l'écoulement c_f . Cette rugosité équivalente est facilement mesurable dans le régime hydraulique rugueux à partir du profil de vitesse de l'écoulement au-dessus de la paroi (Schlichting et Gersten, 2016). En effet, on a dans ce régime l'égalité suivante :

$$\frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{k_s}{d} \right) = 8,5 - \mathbf{B}, \quad (1.17)$$

où z_0 et $\mathbf{B} = (1/\kappa) \ln(d/z_0)$ sont déterminés à partir du profil de vitesse.

Cas où la paroi est un lit sédimentaire

La détermination de la rugosité équivalente k_s lorsque le sédiment est mobile a fait l'objet de nombreux travaux. Avant de présenter, quelques formulations de k_s pour cette configuration, nous introduisons d'abord le nombre sans dimension de Shields S_0 . Il caractérise le rapport entre la force de cisaillement basale de l'écoulement sur une surface élémentaire du lit égale à d^2 et le poids apparent³ d'une particule dans le fluide :

$$S_0 = \frac{\tau_0}{(\rho_p - \rho_f)gd} \quad (1.18)$$

avec ρ_p la masse volumique des particules.

Pour un lit sédimentaire plat qui est soumis à un écoulement d'eau stationnaire uniforme où $S_0 < 1$, on a un k_s de l'ordre de 1 à 5 fois la taille caractéristique d des particules. Par exemple, van Rijn (1982) trouve $k_s = 3d$ sur du sable fin ($d \leq 250\mu m$) et $k_s \approx d$ sur du sable moyen ($250\mu m < d \leq 500\mu m$). Pour des écoulements plus intenses où on a $S_0 > 1$, la plupart des auteurs s'accordent sur le fait que k_s est proportionnel à l'épaisseur de la couche de particules transportées. Dans ce cas, les formulations proposées sont de la forme

$$k_s/d \propto S_0^\gamma$$

où γ varie de 0,5 à 2 selon les auteurs (Grant et Madsen, 1982, Wilson, 1989, Ribberink, 1998, Camenen et Larson, 2006).

1.2 Écoulement au-dessus d'un relief

On considère maintenant l'effet de la présence d'un relief sur une couche limite turbulente. La présence d'un relief h provoque une modification de l'écoulement et notamment une augmentation de la vitesse du fluide sur la face amont et une diminution sur la face aval. Cette modification est localisée dans une couche d'épaisseur finie δ_i au-dessus du relief (région interne, voir schéma 1.3). Dans la région externe ($z > \delta_i$), on a d'abord une région intermédiaire où les fluctuations verticales de vitesse induites par le relief s'atténuent. Elles s'annulent à une altitude $z = \delta_m$. Au-delà de cette altitude δ_m , l'écoulement n'est plus affecté par la présence du relief et est potentiel.

En tirant parti de cette stratification, Jackson et Hunt (1975)⁴ ont montré que la contrainte de cisaillement basal $\tau(x)$ le long d'un relief de faible amplitude ($h \ll L$) s'écrit au premier ordre comme suit :

$$\tau(x) = \tau_0 \left(1 + \mathcal{A} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\frac{\partial h}{\partial x}(x - \zeta)}{\pi\zeta} d\zeta + \mathcal{B} \frac{\partial h}{\partial x}(x) \right), \quad (1.19)$$

où τ_0 est la contrainte de cisaillement loin en amont du relief. Nous pouvons voir qu'il y a deux contributions : l'une est sous forme intégrale et dépend de la forme globale du relief et l'autre est une contribution locale qui dépend uniquement du gradient de h .

Jackson et Hunt trouvent que les coefficients \mathcal{A} et \mathcal{B} sont deux paramètres positifs qui dépendent logarithmiquement du rapport entre la longueur caractéristique du relief L et la rugosité aérodynamique ou hydrodynamique z_0 du substrat (voir fig. 1.5). Ils montrent

3. c'est le poids de la particule auquel est soustrait la poussée d'Archimède du fluide environnant.

4. (théorie revue et améliorée plus tard par Hunt *et al.* (1988), Belcher *et al.* (1990), White et Mounla (1991))

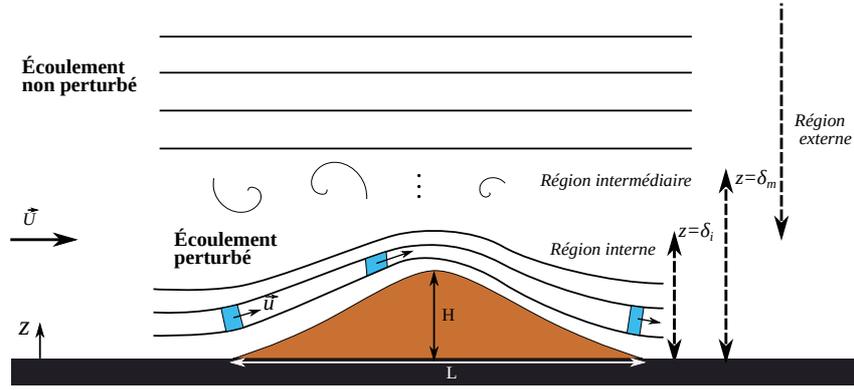


FIGURE 1.3 – Schéma de la structure d'un écoulement turbulent au-dessus d'un relief (pas à l'échelle). H est la hauteur du relief, L son extension longitudinale. \vec{U} et \vec{u} sont respectivement la vitesse de l'écoulement en amont et celle le long du relief. Les lignes continues indiquent les lignes de courant de l'écoulement incompressible. Elles se contractent sur la face amont où l'écoulement est accéléré et se dilatent sur la face aval où l'écoulement est décéléré. La perturbation induite par le relief sur l'écoulement est confinée dans la région interne d'épaisseur δ_i . Dans la région intermédiaire (entre $z = \delta_m$ et $z = \delta_i$), les fluctuations verticales de vitesse diminuent quand z augmente. Elles s'annulent en $z = \delta_m$. Dans la partie supérieure de la région externe ($z > \delta_m$), l'écoulement n'est pas perturbé et est potentiel.

en particulier que pour $L/z_0 > 10^5$, \mathcal{A} et \mathcal{B} peuvent s'écrire :

$$\mathcal{A} = \frac{2U(\delta_m)^2}{U(\delta_i)^2} \left(1 + \frac{1 + 2 \ln(\pi/2) + 4\gamma_E}{\ln(\delta_i/z_0)} \right), \quad (1.20)$$

$$\mathcal{B} = \frac{2U(\delta_m)^2}{U(\delta_i)^2} \frac{\pi}{\ln(\delta_i/z_0)}, \quad (1.21)$$

où $\gamma_E \approx 0,577$ est la constante d'Euler. L'épaisseur δ_i est obtenue par la résolution de l'équation implicite suivante :

$$\frac{4\delta_i}{L} \ln \left(\frac{\delta_i}{z_0} \right) = 2\kappa^2. \quad (1.22)$$

Cette équation est obtenue en arguant que dans la couche interne, le gradient de contraintes de Reynolds est du même ordre de grandeur que les termes inertiels. Concernant l'altitude δ_m , pour des reliefs de longueur très inférieure à la couche limite de l'écoulement, elle est donnée par (Hunt *et al.*, 1988) :

$$\delta_m \approx \frac{L}{4\sqrt{\ln(L/4z_0)}}. \quad (1.23)$$

Sur la figure 1.4, on illustre le résultat du calcul de Jakson et Hunt sur un relief fixe décrit par une fonction gaussienne. Sur la face amont exposée à l'écoulement, on voit que τ décroît d'abord à l'approche du relief ($\tau(x) < \tau_0$) puis augmente jusqu'à une valeur maximale qui est atteinte avant le sommet du relief. Nous verrons que ce déphasage spatial entre la position du maximum de τ et celui du relief est le moteur de la déstabilisation d'un lit sédimentaire soumis à un écoulement.

Après le passage par un maximum, τ décroît vers un minimum inférieur à τ_0 avant de croître vers cette valeur plus loin en aval du relief ($\tau(x) = \tau_0$).

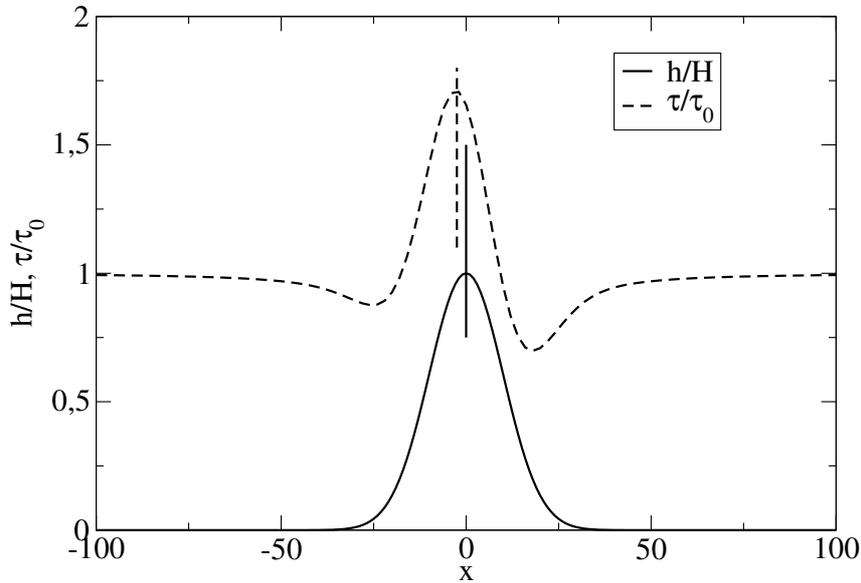


FIGURE 1.4 – Profil de la contrainte de cisaillement τ/τ_0 (tireté) au-dessus d'un profil gaussien h/H donnée par l'éq. (1.19), H étant la hauteur maximale (trait plein). Les positions des maxima de τ/τ_0 et de h/H sont indiquées respectivement par les droites verticales en tireté et en trait continu. Paramètres : $\mathcal{A} = 4, 2$, $\mathcal{B} = 2$.

Lorsque l'épaisseur de la couche interne devient plus petite que celle de la sous-couche visqueuse, les forces visqueuses dominent la dynamique de l'écoulement dans cette région. Dans ce régime, dit visqueux et qui se produit lorsque $L/z_0 < 10^3$, les prédictions de Jakson et Hunt ne sont plus valables. Benjamin (1959), Charru et Hinch (2000) ont montré dans ce cas que \mathcal{A} et \mathcal{B} sont donnés par :

$$\mathcal{A} = 2, \quad \mathcal{B} = 0,5 \left(\frac{2\pi l_v}{L} \right)^{-2} \quad (k\delta_i \gg 1), \quad (1.24)$$

$$\mathcal{A} + i\mathcal{B} = 1,06 \left(\frac{2\pi l_v}{L} \right)^{-2/3} \exp(i\pi/6) \quad (k\delta_i \ll 1), \quad (1.25)$$

$k = 2\pi/\lambda$ étant le nombre d'onde du relief ondulé de longueur d'onde λ . Pour $10^3 < L/z_0 < 10^5$, les contributions des termes visqueux et les gradients de contraintes de Reynolds ne peuvent plus être négligés. Cela vient du fait qu'en amont du relief où l'écoulement est accéléré, la sous-couche visqueuse s'épaissit sous l'action de forts gradients de pression négatifs. Cela provoque une excursion de la couche laminaire à travers la couche interne. Le contraire se produit en aval du relief où l'écoulement est décéléré. Dans ce régime intermédiaire, la variation de \mathcal{A} et \mathcal{B} ne peut plus être capturée par des modèles RANS couplés avec une longueur de mélange classique. On peut l'observer sur la figure 1.5 montrant la variation de \mathcal{A} et \mathcal{B} en fonction de kz_0 d'après Charru *et al.* (2013). Y sont comparées des mesures expérimentales (symboles) avec les prédictions issues de la résolution numérique de l'équation de Reynolds couplée à un modèle de turbulence basé sur la longueur de mélange (courbes en trait continu), ainsi qu'avec les prédictions asymptotiques dans les régimes laminaire et turbulent (courbes en tireté). La plupart des données expérimentales (les symboles de la figure) se situent dans le régime de transition ($10^{-5} < kz_0 < 10^{-3}$) où on observe un désaccord avec les différentes prédictions numériques. Ces prédictions peuvent être améliorées si on utilise une longueur de mélange modifiée de la forme :

$$l_m = \kappa z (1 - \exp(-z/\alpha_{vD} l_v)) , \quad (1.26)$$

où $\alpha_{vD} \approx 25$ est le coefficient de *van Driest* (Pope, 2000) (voir courbe en trait continu rouge, fig. 1.5). Frederick et Hanratty (1988) vont plus loin en proposant un modèle de

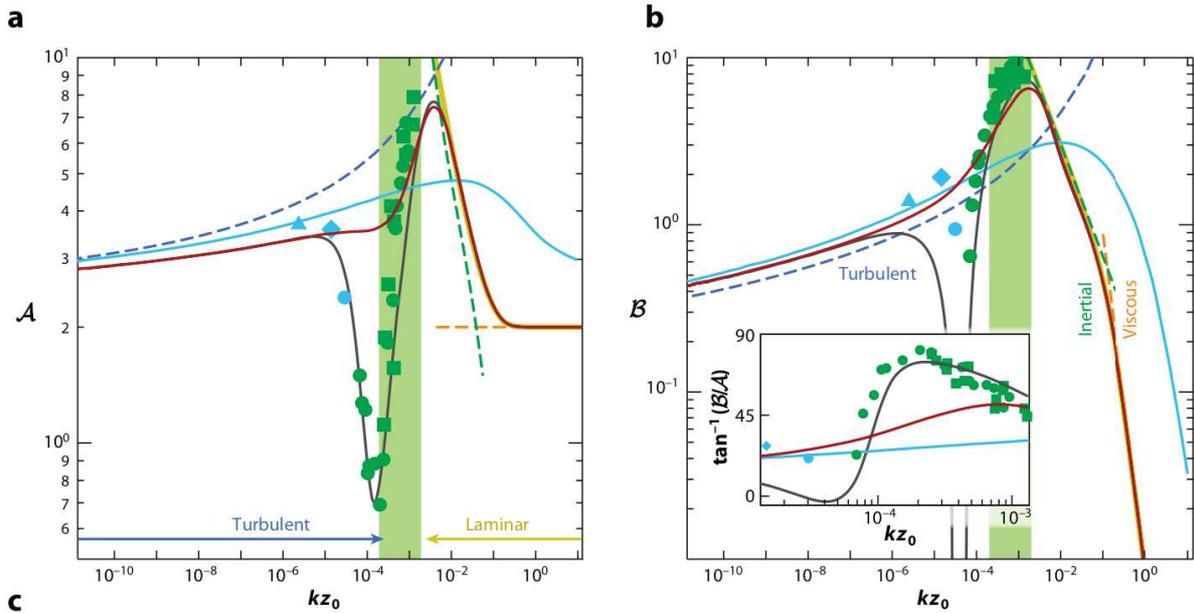


FIGURE 1.5 – Variation des paramètres \mathcal{A} (a) et \mathcal{B} (b) avec la rugosité hydraulique z_0 sur un fond ondulé. $k = 2\pi/\lambda$, λ étant la longueur d’onde des ondulations. Les courbes en traits continus correspondent à une résolution complète des équations RANS avec un modèle de turbulence basé sur la longueur de mélange l_m de Prandtl. Les courbes en traits discontinus correspondent aux estimations sur la base de calculs asymptotiques. Les symboles représentent des mesures expérimentales. Trait continu bleu : $l_m = \kappa(z + z_0)$; trait continu rouge : $l_m = \kappa z (1 - \exp(-z/\alpha_{vD}l_v))$, α_{vD} étant le coefficient de *van Driest* (Pope, 2000); trait continu gris : modèle de *Hanrraty* dans lequel α_{vD} dépend du gradient longitudinal de pression $\partial_x P$; trait continu jaune : écoulement laminaire de Couette; trait discontinu bleu : eqns (1.20) et (1.21); (cf. Charru *et al.* (2013) pour plus de détails).

turbulence qui permet de coller aux mesures expérimentales. Dans ce modèle de longueur de mélange, Hanrraty introduit une dépendance du paramètre α_{vD} avec le gradient de pression longitudinal $\partial_x P$.

1.3 Transport de sédiments

1.3.1 Initiation du transport

Le transport des particules est un processus à seuil. Il se produit lorsque la force exercée par le fluide sur le lit granulaire compense les forces inter-particulaires (frottement, cohésion) ainsi que le poids des particules. Cette force peut être caractérisée par le nombre de Shields S_0 que nous avons introduit à la section 1.1.3. On définit de la même manière le nombre de Shields critique S_c (resp. τ_c et u_c^*), comme le nombre de Shields (resp. la contrainte et la vitesse de cisaillement basale) à partir duquel il y a du transport de particules.

Van Rijn (1981), Van Rijn *et al.* (1993) ont effectué des mesures d’initiation du transport des grains dans l’eau sur des lits de sable mono-disperses⁵ soumis à des écoulements

5. c’est-à-dire que les particules ont toutes le même diamètre.

cisaillants. Ils ont abouti aux relations empiriques suivantes :

$$S_c = 0,24 (d/d_\nu)^{-1} \quad \text{si } 1 < d/d_\nu < 4, \quad (1.27a)$$

$$= 0,14 (d/d_\nu)^{-0,64} \quad \text{si } 4 < d/d_\nu < 10, \quad (1.27b)$$

$$= 0,04 (d/d_\nu)^{-0,1} \quad \text{si } 10 < d/d_\nu < 20, \quad (1.27c)$$

$$= 0,013 (d/d_\nu)^{0,29} \quad \text{si } 20 < d/d_\nu < 150, \quad (1.27d)$$

$$= 0,055 \quad \text{si } d/d_\nu > 150. \quad (1.27e)$$

Le paramètre d_ν est le diamètre visqueux défini par :

$$d_\nu = (s - 1)^{-1/3} \nu^{2/3} g^{-1/3}, \quad s = \rho_p / \rho_f. \quad (1.28)$$

Soulsby *et al.* (1997) proposent à partir de la compilation de mesures seuil de transport dans des écoulements unidirectionnels et de mesures dans les environnements côtiers une expression générale pour S_c . En appliquant des corrections aux données pour prendre en compte les forces cohésives agissant sur les particules de petites tailles ($d < 100 \mu m$), les auteurs aboutissent à la formule empirique suivante :

$$S_c = \frac{0,30}{1 + 1,2 \frac{d}{d_\nu}} + 0,055 \left(1 - \exp \left(-0,020 \frac{d}{d_\nu} \right) \right). \quad (1.29)$$

Andreotti (2011) propose pour un lit horizontal mono-disperse constituées de particules sphériques un modèle général qui s'appuie sur le bilan des forces exercées sur le lit de particules et le raccordement entre les régimes d'écoulement laminaire et turbulent. Ce modèle prédit que le nombre de Shields critique s'écrit :

$$S_c = 2 \left(\frac{d_\nu}{d} \right)^{3/2} \mathcal{S}_{car}^{1/2} + \frac{\kappa^2}{\ln(d/2z_0)^2} \mathcal{S}_{car}, \quad (1.30)$$

avec

$$\mathcal{S}_{car} \approx \frac{1}{16C_d^2} \left[\left(25 \left(\frac{d_\nu}{d} \right)^{3/2} + 8 \left(\frac{2\mu C_d}{3} \right)^{1/2} \right)^{1/2} - 5 \left(\frac{d_\nu}{d} \right)^{3/4} \right]^4, \quad (1.31)$$

où \mathcal{S}_{car} est l'expression de S_c sur un lit érodable horizontal et μ le coefficient de frottement inter-particulaire de *Coulomb*. C_d est le coefficient de traînée qui dépend du nombre de Reynolds particulaire Re_p : $C_d \approx \left(C_\infty^{1/2} + 5Re_p^{-1/2} \right)^2$, avec C_∞ la valeur du coefficient de traînée lorsque le nombre de Reynolds particulaire tend vers l'infini.

La figure 1.6 montre la comparaison des prédictions du nombre de Shields critique S_c données par les propositions que nous avons discutées précédemment pour des particules de densité $s = 2,5$ dans l'eau ($\nu = 10^{-6} m^2.s^{-1}$). On peut remarquer que le modèle de Soulsby *et al.* (1997) donne à peu près le même résultat que l'approximation de Van Rijn *et al.* (1993) excepté pour les petites particules où la cohésion joue un rôle important. Le modèle d'Andreotti (2011) pour des billes de verre dans l'eau ($s = 2,5$) avec $C_d = 0,5$ et $\mu = 0,531$ prédit la même variation de S_c avec d que les formules empiriques précédentes. Les valeurs obtenues sont du bon ordre de grandeur mais sont supérieures aux prédictions empiriques d'environ 30%.

Enfin, si le lit sédimentaire présente une inclinaison θ dans la direction principale de l'écoulement, le seuil de transport s'en trouve modifié. Généralement, on tient compte de cette modification en introduisant dans le seuil de transport un terme reflétant la contribution de la pente du substrat :

$$S_c(\theta) = S_c(0) \left(\cos(\theta) + \frac{\sin(\theta)}{\mu} \right), \quad (1.32)$$

où $S_c(0)$ est le nombre de Shields critique obtenu sur un lit horizontal ($\theta = 0$).

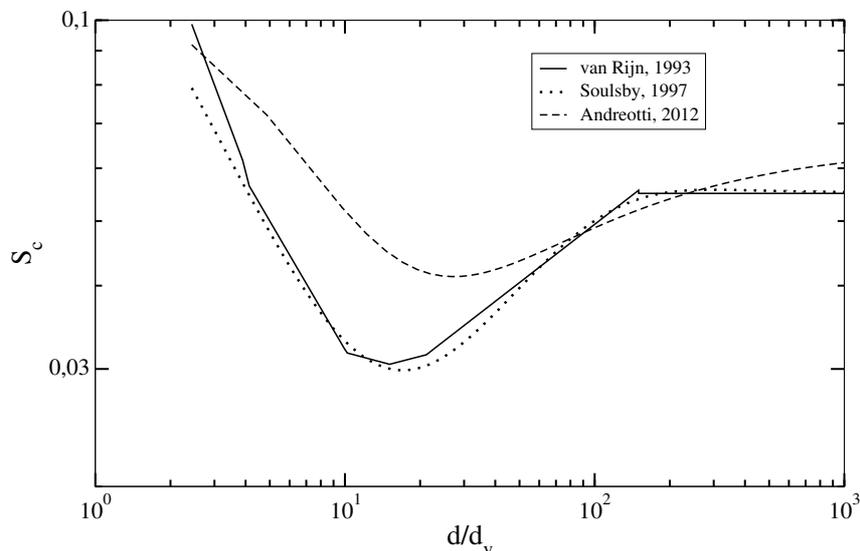


FIGURE 1.6 – Diagramme de Shields théorique pour des particules sphériques (éq. (1.30)). Modèle Andreotti : $s = 2,5$ (billes de verre), $\rho_f = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$, $z_0 = d/30$, $\kappa = 0,41$, $C_d = 0,5$ et $\mu = 0,531$.

1.3.2 Modes de transport

Concernant le transport aquatique, on distingue deux modes principaux de transport. Il s'agit du charriage et de la suspension que nous définissons ci-dessous. À noter que dans l'air, le mode de transport principal ne correspond ni à du charriage ni à de la suspension. Il s'agit plutôt de ce que Bagnold (1941) appelle la saltation que nous décrirons brièvement à la fin de cette section.

Charriage

Lorsque la force exercée par le fluide sur le substrat granulaire compense la force de gravité ainsi que les forces d'inter-actions granulaires, les particules sont mises en mouvement. Le transport par charriage se caractérise par le mouvement des particules près du fond sur une épaisseur de quelques tailles de grains. Les particules restent donc préférentiellement près du fond en effectuant des sauts de faibles amplitudes et des roulements. Suivant l'intensité du transport, on distingue deux catégories de transport par charriage sur un lit sédimentaire. Le charriage tel que définit précédemment se produit en général pour des nombres de Shields compris entre S_c et 0,8 (Soulsby et Damgaard, 2005). Entre 0,8 et 1, on a du transport en feuillet dense ou en nappe près de la surface (« sheet flow »). Ce mode de transport est toujours assimilé à du charriage car les particules sont déplacées sur une hauteur de quelques diamètres de grains au-dessus du lit.

Suspension

Le transport de sédiments par suspension est le mode de transport dominant dans les écoulements très énergétiques. Il se caractérise par la dispersion des particules dans le fluide du fait des fortes fluctuations turbulentes. Les particules sont maintenues en suspension et parcourent de très grandes distances. Elles ne se déposent que lorsque les conditions d'écoulement le permettent.

La transition entre le charriage et la suspension est caractérisée par le nombre de Rouse Rs . Il est défini comme le rapport entre la vitesse de chute u_{chute} et la vitesse d'ascension

$u_{\uparrow} \approx \kappa u^*$ des particules dans le fluide :

$$Rs = \frac{u_{chute}}{\kappa u^*}. \quad (1.33)$$

Dans le régime à grand Reynolds particulaire, la vitesse de chute s'écrit :

$$u_{chute} = \sqrt{\frac{4(s-1)gd}{3C_{\infty}}}. \quad (1.34)$$

Pour du sable naturel, on a par exemple $C_{\infty} \approx 1$.

On considère que le transport par suspension est dominant lorsque Rs est devient inférieur à 1,2 à peu près (Bagnold, 1966) (voir tableau 1.1).

Mode de transport	Nombre de Rouse
Charriage	$Rs > 2,5$
50% de suspension	$1,2 < Rs \leq 2,5$
100% de suspension	$Rs \leq 1,2$

TABLE 1.1 – Mode transport dominant en fonction du nombre de Rouse Rs .

Saltation

La saltation est le mode de transport dominant en milieu éolien, et plus généralement dans les milieux où la densité relative des particules par rapport au fluide porteur est très supérieure à 1 ($s \sim 1000$). Lorsque la force du fluide est suffisante pour déloger les particules de leur lit, celles-ci effectuent des sauts amples avec des trajectoires balistiques. Au moment de l'impact sur le substrat, les particules en saltation peuvent déloger d'autres

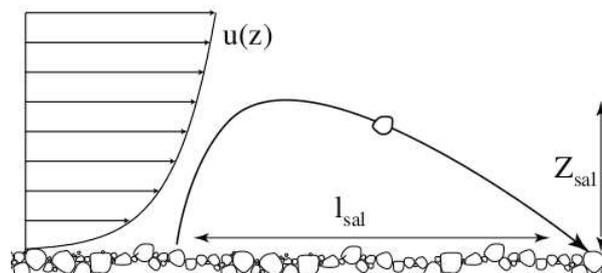


FIGURE 1.7 – Saltation des particules sur un lit sédimentaire soumis à un vent pleinement turbulent. $Z_{sal} \propto u_{\uparrow}^2/g$ correspond à l'amplitude du saut, l_{sal} à la distance parcourue jusqu'à l'impact sur le lit (extrait de Réf. Andreotti *et al.* (2002)).

particules qui sont entraînées à leur tour par le fluide (phénomène de « splash »). Ce processus participe à entretenir le transport de sédiments.

1.3.3 Capacité de transport maximale

Lorsqu'un lit granulaire est cisailé par un écoulement uniforme, le flux de particules transportées Q dans la direction principale de l'écoulement atteint une valeur stationnaire après un transitoire. Cette valeur correspond à la capacité maximale de transport Q_{sat} du fluide pour une vitesse d'écoulement donnée. Q_{sat} est également appelé flux de saturation ou flux saturé.

Les lois proposées dans la littérature pour calculer le flux saturé se basent en général sur l'écart au seuil de transport $S - S_c$. Dans le cas d'un transport par charriage, la plupart

des formulations peuvent être synthétisées sous la forme suivante (Wiberg et Smith, 1989, Soulsby et Damgaard, 2005, Lajeunesse *et al.*, 2010, Charru *et al.*, 2013) :

$$Q_{sat} = \mathcal{Q} (S_0 - S_c)^n \mathcal{H}(S_0 - S_c), \quad (1.35a)$$

$$\mathcal{Q} = a \rho_p \sqrt{(s-1)gd^3}, \quad (1.35b)$$

où $\mathcal{H}(x)$ est la fonction de Heavyside qui est nulle pour $x < 0$ et vaut 1 sinon ; a et n sont des paramètres d'ajustements qui diffèrent selon les auteurs.

Pour des nombres de Shields $S_0 < 0, 2$, Meyer-Peter et Müller (1948) obtiennent $a = 8$ et $n = 1, 5$ avec du sédiment grossier ($d > 0, 5 \text{ mm}$). Pour $S_0 < 0, 1$, Fernandez Luque et Van Beek (1976) trouvent par contre $a = 5, 7$ et $n = 1, 5$ avec du sable grossier de taille $d > 0, 9 \text{ mm}$. Pour des nombres de Shields supérieurs à 1 (régime de transport en « sheet flow ») Wilson (1989) trouve $a = 12$ et $n = 1, 5$. Pour prendre en compte cet effet de la force de l'écoulement sur a , Wiberg et Smith (1989) proposent une formule générale pour ce paramètre :

$$a \approx 1, 6 \ln(S_0) + 9, 8. \quad (1.36)$$

En regroupant des données de laboratoire avec des mesures en rivière collectées par Van den Berg (1986), Ribberink (1998) trouve le même type de loi de transport mais avec des valeurs des paramètres a et n différentes. Il obtient $a = 10, 4$ et $n = 1, 67$.

Dans le cas du transport en suspension, le flux saturé Q_{sat} peut s'écrire (Andreotti *et al.*, 2012) :

$$Q_{sat} \propto (s-1) \mathcal{D} \sqrt{S_0} (S_0 - S_c), \quad (1.37)$$

avec \mathcal{D} la profondeur de l'écoulement.

Dans le cas du transport par saltation, le flux saturé est une fonction linéaire de l'écart au seuil de transport. Creyssels *et al.* (2009) a montré par des expériences en soufflerie que Q_{sat} s'écrit :

$$Q_{sat} \propto \sqrt{S_c} (S_0 - S_c). \quad (1.38)$$

1.3.4 Loi de relaxation

L'équilibre du transport ne s'établit pas instantanément. Il se produit après un certain temps de relaxation t_{sat} appelé temps de saturation et après une certaine distance l_{sat} appelée longueur saturation (voir figure 1.8). Ce processus de saturation peut être décrit au premier ordre par l'équation différentielle ci-dessous (Herrmann, 2002, Andreotti et Claudin, 2002, Charru, 2006, Fourrière *et al.*, 2008, Andreotti *et al.*, 2012, Charru *et al.*, 2013) :

$$t_{sat} \frac{\partial Q}{\partial t} + l_{sat} \frac{\partial Q}{\partial x} = Q_{sat} - Q. \quad (1.39)$$

Les mécanismes physiques responsables de la longueur de saturation l_{sat} sont sujets de discussion depuis près d'une décennie (Andreotti et Claudin, 2002, Hersen *et al.*, 2002, Kroy *et al.*, 2005, Andreotti et Claudin, 2007, Charru *et al.*, 2013).

Dans le cas du transport éolien, il y a un consensus pour dire que la longueur de saturation est contrôlée par l'inertie des grains. Elle est proportionnelle à la longueur de traînée :

$$l_{drag} = s d, \quad (1.40)$$

qui correspond à la distance nécessaire à un grain initialement au repos pour s'équilibrer avec la vitesse du fluide. Cette hypothèse est en accord avec l'analyse de Claudin et Andreotti (2006) et confirmée par Andreotti *et al.* (2010) lors de mesures de flux en soufflerie au-dessus d'un lit sédimentaire.

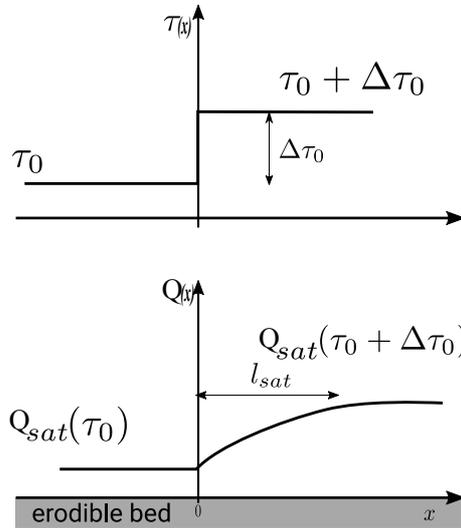


FIGURE 1.8 – Relaxation du flux de sédiment vers le flux saturé au-dessus d'un lit granulaire soumis à un écoulement uniforme. Le flux de sédiment ne s'accommode pas instantanément à une variation de la contrainte de cisaillement.

Dans le cas du transport aquatique par charriage, les avis divergent sur les mécanismes physiques qui contrôlent la saturation. Au-lieu de l'inertie des particules, certains auteurs (Charru et Hinch, 2006, Lajeunesse *et al.*, 2010, Charru *et al.*, 2013) proposent pour ce mode de transport que l_{sat} est contrôlée par la compétition érosion-dépôt. Dans ce cas, l_{sat} est en fait proportionnelle à la longueur de dépôt l_{dep} définie comme la distance moyenne parcourue par une particule arrachée du lit avant de retomber :

$$l_{sat} \propto l_{dep} = \frac{u^p}{u_{chute}} d, \quad (1.41)$$

où u^p est la vitesse de la particule.

Plus récemment, Pähtz *et al.* (2014) ont développé un modèle de relaxation dans lequel les auteurs prennent en considération différents processus. Les auteurs partent de l'hypothèse que la compétition entre le poids des particules et la force de traînée, l'accélération des particules par le fluide, ainsi que la relaxation de la vitesse du fluide ($U \rightarrow U_{sat}$) et celle des particules ($u^p \rightarrow u_{sat}^p$) sont tous déterminants dans la relaxation du transport. Pour le cas du charriage, ils proposent ainsi pour l_{sat} :

$$l_{sat} \approx 1.7 \frac{(2s+1)U_{sat}U_{rs}\Phi}{\mu(s-1)g}, \quad (1.42a)$$

$$U_{rs} = \sqrt{\frac{8}{9}\mu(s-1)gd + \left(\frac{8\nu}{d}\right)^2} - \frac{8\nu}{d}, \quad (1.42b)$$

$$\Phi = \left(U_{rs} + \frac{16\nu}{d}\right) / \left(2U_{rs} + \frac{16\nu}{d}\right), \quad (1.42c)$$

où $U_{rs} = U_{sat} - u_{sat}^p$ est la différence entre la vitesse moyenne du fluide (U_{sat}) et la vitesse moyenne horizontale des particules (u_{sat}^p) à saturation. Φ est un paramètre qui encode les informations concernant la force de traînée du fluide. Toutefois, en l'absence de mesures directes de l_{sat} en charriage, il n'est pas possible de trancher entre ces propositions.

Concernant le temps de saturation t_{sat} , il est en général très inférieur au temps nécessaire à la déformation d'un lit sédimentaire. Par exemple, les structures sédimentaires aquatiques de quelques dizaines de centimètres de longueur se déplacent sur des échelles de temps supérieures à la minute. Les dunes éoliennes, d'une centaine de mètres de longueur,

se déplacent sur des temps supérieurs à la semaine (Kroy *et al.*, 2002a, Charru *et al.*, 2013). Par conséquent, pour l'étude de la morphogenèse des structures sédimentaires, on peut négliger t_{sat} de même que $\partial Q/\partial t$ car l'écoulement voit à ces échelles de temps un corps sédimentaire statique. On peut donc ré-écrire l'équation (1.39) comme suit :

$$l_{sat} \frac{\partial Q}{\partial x} = Q_{sat} - Q. \quad (1.43)$$

1.4 Morphogenèse des structures sédimentaires

Les motifs sédimentaires sont innombrables dans la nature. Ils présentent une variété de formes qui peuvent être régulières ou très complexes. De plus, leur taille s'étend sur plusieurs ordres de grandeurs, du centimètre au millier de mètres. Ces spécificités sont le résultat de processus physiques qui peuvent être complexes. L'identification et la compréhension de ces processus a suscité l'intérêt des géomorphologues et des physiciens jusqu'à présent. D'importantes avancées ont été réalisées notamment dans la compréhension des mécanismes de genèse de ces objets.

Dans cette section, nous présentons les différentes approches possibles pour aborder la genèse et l'évolution des structures sédimentaires aquatiques puis nous discutons des principaux mécanismes responsables de l'instabilité d'un lit sédimentaire. Ensuite, nous abordons brièvement la distinction faite entre les rides et les dunes aquatiques. Enfin, nous nous attarderons sur la dynamique d'un type de dune emblématique, la barkhane.

1.4.1 Différentes approches utilisées

Approches classiques

Les approches classiques sont des approches monophasiques concernant la modélisation de l'écoulement au-dessus du relief. L'écoulement est calculé en considérant un fluide clair et en ignorant le phénomène de transport à la surface du relief. Le flux de sédiment local est alors estimé à partir de la connaissance de la contrainte cisailante fluide au-dessus du relief, et d'une relation entre le flux de sédiment et le cisaillement local. Ainsi, si le flux est connu en tout point du relief, l'évolution de celui-ci peut alors être déduite de l'équation de la conservation de la masse :

$$\rho_b \frac{\partial h}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{Q}, \quad (1.44)$$

où \vec{Q} est le flux local de particules transportées, t le temps et $\rho_b = \phi \rho_p$ la masse volumique du lit sédimentaire, ϕ sa fraction volumique solide, et ρ_p la masse volumique des particules. Cette équation est également connue des géomorphologues sous le nom d'équation d'Exner.

Les modèles proposés dans la littérature qui utilisent cette approche vont différer dans la manière de calculer la contrainte au-dessus du relief ainsi que dans les hypothèses permettant de calculer le flux à partir de la contrainte de cisaillement.

Pour un écoulement turbulent cisailant sans surface libre, la manière la plus simple pour calculer la contrainte de cisaillement $\tau(x)$ au-dessus du relief est d'utiliser l'approche de Jackson et Hunt qui consiste à résoudre l'équation RANS avec une équation de fermeture basée sur la longueur de mélange comme on l'a vu dans les sections précédentes. Le flux local $\vec{Q}(\tau(x))$ peut être directement calculé si on fait l'hypothèse que l'écoulement et le transport sont instantanément à l'équilibre en tout point du relief : $\vec{Q}(x) = \vec{Q}_{sat}(\tau(x))$. Cette approche a été employée par de nombreux auteurs (Kennedy, 1963, 1964, Fredsøe, 1974, Richards, 1980, McLean, 1990, Colombini, 2004).

Plus récemment, différents auteurs (Sauermann *et al.*, 2000, Kroy *et al.*, 2002a, Andreotti et Claudin, 2002) ont montré que l’hypothèse d’un flux saturé en tout point du relief n’est pas justifiée quand la longueur caractéristique du relief est du même ordre de grandeur que la longueur de saturation. Ces derniers ont donc ajouté au modèle la prise en compte de la relaxation du flux via l’éq. (1.39). Nous reviendrons plus en détail sur cet aspect dans la section suivante.

Autres approches

Parmi les autres approches utilisées dans la littérature, il y a celles qui utilisent une modélisation explicite du milieu fluide-particules. Ces approches dites diphasiques peuvent être de différentes natures. Il y a les approches continues qui décrivent à la fois la phase fluide et la phase granulaire comme des milieux continus. Chaque phase obéit aux principes de conservation de la masse et de quantité de mouvement. Il faut en plus décrire l’interaction entre les deux phases ainsi que se donner un modèle rhéologique pour décrire le comportement du milieu granulaire. Le détail de ce type d’approches peut être retrouvé dans Hsu et Hanes (2004), Amoudry *et al.* (2008), Chauchat et Médale (2010), Amoudry (2014), Cheng *et al.* (2018). Ces dernières commencent à se populariser pour décrire l’évolution de la surface d’un lit sédimentaire.

Il y a aussi des approches diphasiques du type eulérien-lagrangien où le milieu granulaire est décrit par une approche discrète (type DEM) et le fluide par une approche continue. Les travaux pionniers utilisant cette approche sont ceux de Uhlmann (2005). Cette méthode a été testée avec succès par Kidanemariam et Uhlmann (2014) pour simuler l’apparition des rides aquatiques. On peut également citer des approches similaires du type automate cellulaire (Narteau *et al.*, 2009, Zhang, 2011) employées dans le cas de morphodynamique des dunes éoliennes.

1.4.2 Instabilité d’un lit sédimentaire

Pour analyser les mécanismes qui régissent l’instabilité d’un lit granulaire, nous adoptons l’approche continue classique (cf. section 1.4.1). On considère un écoulement turbulent cisailant de profondeur infinie. Sauf mention contraire, on considère que le mode de transport dominant est le charriage. Le flux saturé Q_{sat} est donné par l’expression éq. (1.35a) dont la forme est analogue à la formule de Meyer-Peter et Müller. La contrainte de cisaillement basal est calculée à partir de la formulation de Jackson et Hunt (éq. (1.19)).

Mécanisme déstabilisant

Le moteur de la déstabilisation d’un lit granulaire est le déphasage entre le maximum de la contrainte de cisaillement et le sommet du relief (Kennedy, 1964, Richards, 1980, Engelund et Fredsoe, 1982). Lorsque le maximum de contrainte est atteint en amont de la crête du relief, ce dernier se trouve dans une situation où il y a un dépôt net au sommet du relief. Cela favorise donc la croissance du relief. Au contraire, si le maximum de contrainte se produit en aval du sommet du relief, celui-ci se retrouve en érosion, induisant finalement sa disparition. Nous avons vu précédemment que nous nous trouvons toujours dans la situation où le maximum de contrainte est en avance par rapport au sommet. Un lit sédimentaire plat et horizontal est donc intrinsèquement instable.

Ce résultat peut être démontré à partir d’une analyse de stabilité linéaire. Si on considère un lit sédimentaire présentant une modulation de son relief décrit par :

$$h(x, t) = h_1 e^{ikx} + c.c. , \quad (1.45)$$

où $k = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde associé à la longueur d'onde λ de la modulation du relief, l'analyse de stabilité linéaire montre que l'amplitude de la modulation du relief croît comme $\exp(\omega t)$ et que la partie réelle de son taux de croissance ω est donnée par :

$$\omega_r(k) = \frac{n\mathcal{Q}S_0(S_0 - S_c)^{n-1}}{\phi\rho_p} \mathcal{B}k^2. \quad (1.46)$$

Cette expression a été dérivée en faisant l'hypothèse que le flux est saturé en tout point du relief. Ce résultat confirme que tous les nombres d'onde $k \neq 0$ ont un taux de croissance positif et sont donc instables. Les perturbations, quels que soient leurs nombres d'onde, vont donc croître indéfiniment ($\omega_r > 0$), ce qui confirme qu'un lit sédimentaire plan est intrinsèquement instable.

L'autre question importante est de savoir quels sont les modes qui croissent le plus rapidement et qui sont susceptibles de faire émerger une longueur d'onde caractéristique. Ici, le mode le plus instable est associé à un mode infini, donc à une longueur d'onde infiniment petite. Un tel scénario n'est pas compatible avec la réalité physique puisque les corps sédimentaires émergent avec une taille caractéristique bien définie et finie. Pour contrarier la croissance des modes des petites longueurs d'onde, il faut donc introduire un ou des mécanismes physiques supplémentaires.

Mécanismes stabilisants et sélection d'une longueur d'onde

Les travaux ayant mis en évidence l'importance d'un mécanisme stabilisateur remontent aux années 1960 avec les travaux de Kennedy (1963). Parmi ces mécanismes, on peut en citer au moins 2 :

- la gravité via les effets de pente (Fredsoe, 1974, Engelund et Fredsoe, 1982, Richards, 1980, Sumer et Bakioglu, 1984, McLean, 1990, Colombini, 2004, Colombini et Stocchino, 2011) ;
- la relaxation du transport (Sauermann *et al.*, 2000, Kroy *et al.*, 2002a, Andreotti et Claudin, 2002, Charru *et al.*, 2004, Charru, 2006, Lajeunesse *et al.*, 2010, Charru *et al.*, 2013).

La gravité via les effet de pente : l'inclinaison du substrat par rapport à l'horizontale favorise (pente négative) ou contrarie (pente positive) le transport. Ce mécanisme peut être pris en compte en utilisant un seuil de transport S_c qui dépend de la pente (cf. éq. (1.32)) dans l'équation de transport. Ce mécanisme permet de « tuer » l'amplification des modes de petites longueurs d'onde et fait émerger un mode de longueur d'onde finie pour lequel le taux de croissance est maximum. Dans ce cas, le mode le plus instable k_{max} est inversement proportionnel à l'épaisseur de la sous-couche visqueuse $l_v = \nu/u^*$. Appliqué aux cas des structures aquatiques pour lesquelles on a $\nu = 10^{-6} m^2/s$ et une vitesse de frottement $u^* \sim 10^{-2} m$, on obtient une épaisseur de sous-couche visqueuse $l_v \sim 0,1 mm$.

La relaxation du transport : elle introduit une nouvelle échelle de longueur l_{sat} qui stabilise également les modes de petites longueurs d'onde. Ce processus fait émerger un mode k_{max} ainsi qu'un mode de coupure $k_c = \mathcal{B}/(\mathcal{A}l_{sat})$. Ce dernier impose une taille minimale en dessous de laquelle aucune instabilité ne se développe. Dans cette situation, l'analyse de stabilité linéaire prédit un taux de croissance de la forme suivante :

$$\omega_r(k) = \frac{n\mathcal{Q}S_0(S_0 - S_c)^{n-1}}{\phi\rho_p} \left(\frac{k^2}{1 + k^2l_{sat}^2} \mathcal{B} - \frac{k^2|k|l_{sat}}{1 + k^2l_{sat}^2} \mathcal{A} \right). \quad (1.47)$$

La figure 1.9 montre la variation de ω_r en fonction de k . Ce mécanisme montre que si on considère l_{sat} proportionnelle à l_{drag} , avec d de l'ordre de $100\mu m$, la taille minimale imposée par la relaxation du transport est de l'ordre du millimètre dans l'eau. Dans l'air, elle serait plutôt de l'ordre du mètre.

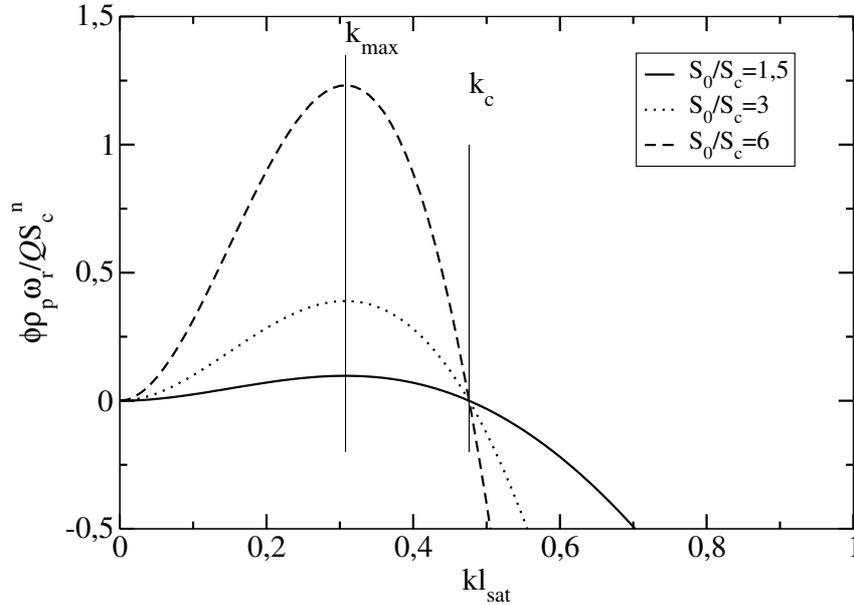


FIGURE 1.9 – Taux de croissance ω_r des perturbations d'un lit sédimentaires faiblement perturbé dans les modèles à $l_{sat} > 0$. $k = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde du relief de longueur d'onde λ , S_0 le nombre de Shields de l'écoulement. S_0 est égal à $1,5S_c$ (—), $3S_c$ (....) et $6S_c$ (-.-). Paramètres du modèle : $n = 1,5$, $\mathcal{A} = 4,2$, $\mathcal{B} = 2$, $\phi = 0,6$.

1.4.3 Rides vs Dunes aquatiques

Rides et mûrissement

Sous l'eau, les structures de petites longueurs d'onde de l'ordre du millimètre ou du centimètre qui émergent par les mécanismes cités précédemment sont appelées des « rides » par les sédimentologues et les géomorphologues (voir figure 1.10(a)). Dans l'air, les structures issues de ces mêmes mécanismes sont plutôt de taille métrique et sont appelées des « dunes » (voir figure 1.10(b)).



FIGURE 1.10 – (a) Rides de sable sous l'eau, extrait de Langlois (2005). (b) Champ de dunes (barkhanes) éoliennes, Pérou.

Les rides aquatiques apparaissent sous des écoulements de faibles intensités. D'après Colombini et Stocchino (2011), leur condition d'existence est : $1 < S_0/S_c < 3,5$ et $u_{chute}d/\nu < 25$.

Les expériences en chenal montrent en général un mûrissement au cours du temps, c'est-à-dire une augmentation de la longueur d'onde et de l'amplitude des rides. Ces processus de mûrissement font intervenir des processus non-linéaires compliqués qui ne peuvent pas être prédits par des théories linéaires. Aux temps longs, on finit en général par obtenir une structure stationnaire avec une longueur d'onde bien définie qui peut être deux à trois fois supérieure à la longueur d'onde observée à l'initiation de l'instabilité (Langlois, 2005). Les mécanismes qui conduisent à cette stabilisation sont encore mal connus. Par exemple, Coleman *et al.* (2003), Florez et de Moraes Franklin (2016) montrent que la longueur d'onde finale des rides ne dépend ni de la vitesse du fluide, ni de la taille des particules.

En plus du mûrissement, des instabilités secondaires peuvent apparaître et engendrer une déstabilisation des lignes de crête qui deviennent alors sinueuses.

Dunes

Les dunes aquatiques sont en général associées à un processus d'instabilité différent de celui décrit plus haut. Il s'agit d'un phénomène de résonance du relief sédimentaire avec la surface libre. Cela se produit lorsque la longueur d'onde des perturbations est du même ordre de grandeur que la profondeur de l'écoulement \mathcal{D} . Cette résonance a pour effet de décaler le mode le plus instable dans le domaine des grandes longueurs d'onde $10^{-1} < k\mathcal{D} < 20$ (Fourrière *et al.*, 2010, Andreotti *et al.*, 2012) (voir digramme 1.11).

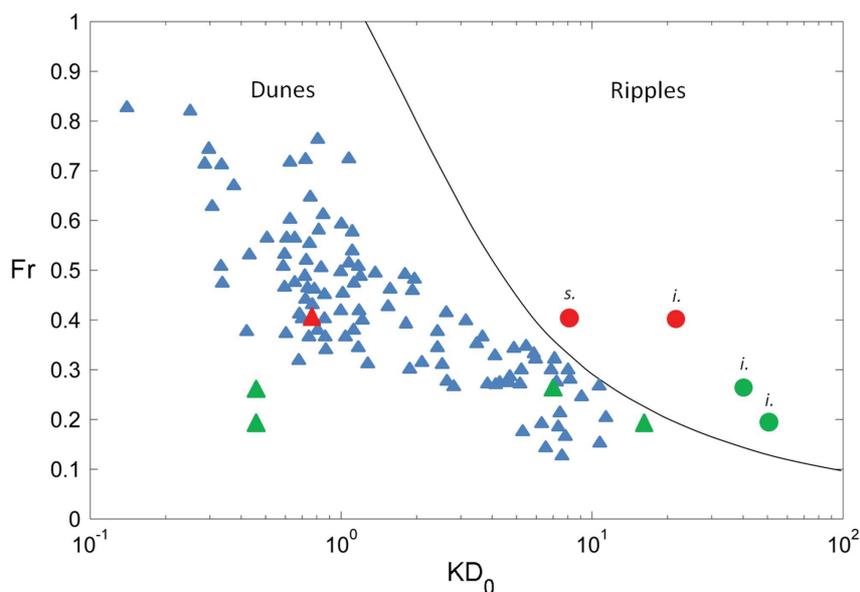


FIGURE 1.11 – Rides vs Dunes : diagramme (kD_0, Fr) ($D_0 \equiv \mathcal{D}$) des morphologies sédimentaires aquatiques. Les données sont extraites d'expériences en chenal et des mesures *in situ*. La ligne noire représente la courbe de résonance séparant les dunes des rides (diagramme de Fourrière *et al.* (2010) modifié, cf. Doré *et al.* (2015)).

Deux idées divergentes ont été avancées pour expliquer l'apparition des structures de grandes longueurs d'onde conduisant aux dunes aquatiques. La première est que les dunes émergent directement de l'instabilité primaire de grandes longueurs d'onde (Fredsoe, 1974, Richards, 1980, Colombini et Stocchino, 2011). La seconde est basée sur l'idée que le mode de grande longueur d'onde associé aux dunes a un taux de croissance trop faible pour apparaître sur des temps réalistes. Selon Fourrière *et al.* (2010), Andreotti *et al.* (2012), Charru *et al.* (2013), les dunes aquatiques seraient plutôt issues d'un processus de mûrissement de rides aquatiques. Ce débat n'est toutefois pas encore tranché.

1.4.4 Les barkhanes

Les barkhanes sont des dunes isolées qui se forment sur un substrat pauvre en sédiments. Vues du dessus, elles ont la forme de croissants de lune dont les cornes sont dirigées dans la direction principale du courant (voir figure 1.12). Ces structures sont abondamment observées dans les régions désertiques terrestres (Finkel, 1959, Long et Sharp, 1964, Sumer et Bakioglu, 1984, Sauermann *et al.*, 2000, belrhiti et Douady, 2011, Parteli *et al.*, 2014, Hamdan *et al.*, 2016) et également sur les fonds marins comme le rapporte Berné (1991) pour le complexe de dunes de Surtainville dans la Manche. En chenal hydraulique, elles sont obtenues sous écoulement unidirectionnel (Hersen *et al.*, 2002, Endo *et al.*, 2005, Charru et Franklin, 2012).

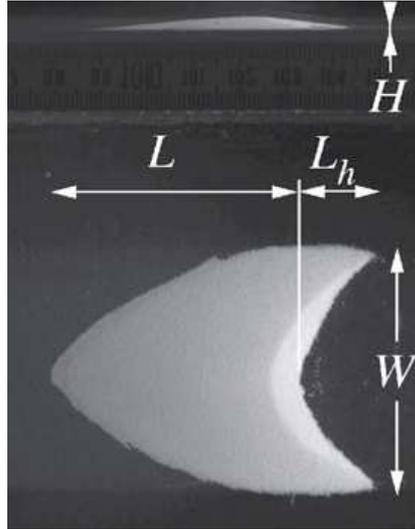


FIGURE 1.12 – Exemple de barkhane aquatique obtenue sous écoulement turbulent unidirectionnel en chenal clos : H =Hauteur, L =extension longitudinale, W =largeur, L_h =extension des cornes, Franklin et Charru (2011).

Nous présentons les principales caractéristiques des barkhanes.

Morphologie

On peut définir aisément la géométrie caractéristique d'une barkhane à l'aide de sa hauteur H , de sa largeur W et de sa longueur L (voir figure 1.12). Les relations entre ces paramètres morphologiques sont en général des relations affines du type :

- $H + H_0 \propto W$;
- $L - L_0 \propto W$;

H_0 et L_0 étant respectivement la hauteur et la longueur minimale de la barkhane déterminées par ajustement des données. Ces relations traduisent aussi le fait que les barkhanes ne sont pas des structures invariantes d'échelle. En fait, seules les grandes dunes pour lesquelles $H \gg H_0$ et $L \gg L_0$ peuvent être considérées comme telles.

La figure 1.13 présente une comparaison entre les hauteurs et longueurs de barkhanes obtenues dans l'eau et dans l'air, réalisée par Hersen (2005). Cette figure montre qu'il y a peu de différences entre les barkhanes aquatiques et éoliennes en termes de taille normalisée par la bonne échelle caractéristique, qui, dans cet étude, est l_{drag} .

L'existence d'une longueur minimale L_0 pour les barkhanes est cohérente avec les prédictions de l'analyse de stabilité linéaire qui prend en compte le mécanisme de la relaxation du flux. Cette conclusion est corroborée par le modèle de Kroy *et al.* (2002a) développé pour étudier la morphodynamique d'une dune éolienne isolée. Ce modèle reprend les élé-

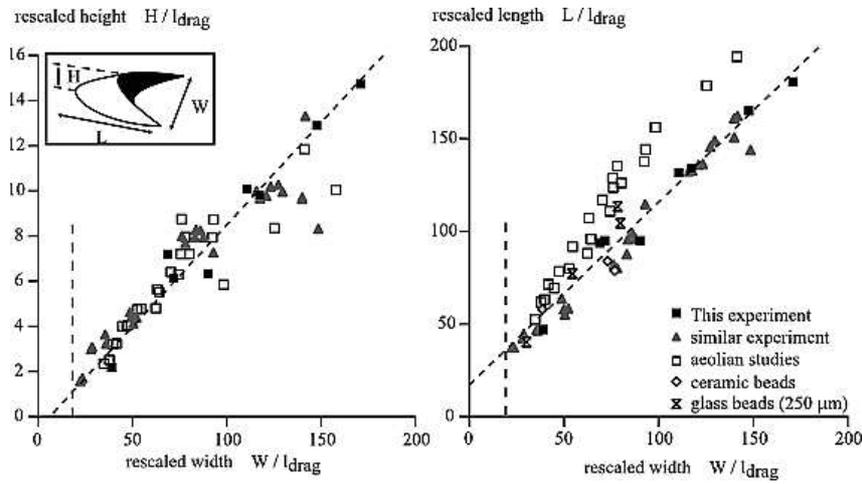


FIGURE 1.13 – Barkhanes : variation de H (à gauche) et L (à droite) en fonction W normalisée par $l_{drag} = s \times d$, $s = \rho_p / \rho_f$ étant la densité des grains (éq. (1.40)) dans l'air (carré vide) et dans l'eau (autres symboles), Hersen (2005).

ments des approches classiques que nous avons exposées plus haut et intègre la relaxation du transport. En outre, les auteurs ont mis en évidence via ce modèle :

- l'existence d'une forme stationnaire ;
- l'existence de deux régimes morphologiques d'équilibre qui dépendent de la masse de la dune

En effet, ils distinguent les petites dunes des grandes dunes. Les premières sont en forme de dômes relativement symétriques et ne présentent pas de face aval rectiligne (voir fig. 1.14(a) du haut). Cette morphologie est observée pour les dunes dont la longueur est de l'ordre de l_{sat} . Les grandes dunes ont une face aval rectiligne (dont nous discutons son mécanisme de formation plus loin) et présentent donc une asymétrie prononcée (voir fig. 1.14(a) du bas). Aussi, quelle que soit la vitesse d'écoulement, ces grandes dunes présentent un rapport d'aspect H/L qui ne varie pas avec la masse de la dune.

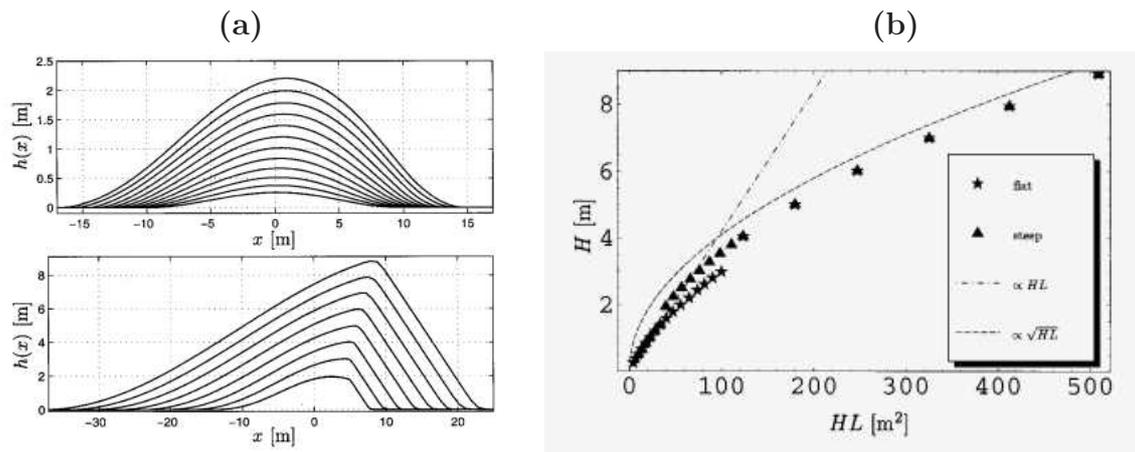


FIGURE 1.14 – (a) Dôme et dunes éoliennes 2D prédits par le modèle de Kroy *et al.* (2002a) : la figure du haut montre le profil d'équilibre de petites dunes de différentes masse, celle du bas, les profils d'équilibre des grandes dunes. (b) Variation de la hauteur d'équilibre de la dune en fonction de sa masse représentée par le produit HL .

D'après ce modèle, dans le régime des dunes en forme de dôme, H est proportionnelle à la masse de la dune m_0 tandis que dans le régime des grandes dunes H est proportionnelle à $m_0^{1/2}$ (voir fig. 1.14)(b)).

Avalanches granulaires et décollement de couche limite

Comme observé dans le régime des grandes dunes, le dépôt de sédiments sur la face aval peut déboucher sur des avalanches granulaires (voir fig. 1.15(a)). Elles ont lieu quand l'inclinaison de la face aval de la dune dépasse l'angle de repos θ_r , lui-même contrôlé par le frottement inter-particulaire ($\tan(\theta_r) = \mu$). Le frottement μ est de l'ordre de 0,5 aussi bien dans l'air que dans l'eau pour des billes de verres sphériques.

Un autre phénomène qui se produit dans la région de la face aval, c'est le décollement de la couche limite lorsque son inclinaison excède un certain angle critique. La couche limite de l'écoulement se décolle du profil de la dune, créant en aval une cellule de recirculation (voir fig. 1.15(b)) engendré par les gradients de pressions adverses. Cette recirculation favorise en retour le piégeage des particules qui s'y trouvent puisque la vitesse de fluide y est à l'intérieur très faible. Les deux mécanismes précédents sont couplés et participent à

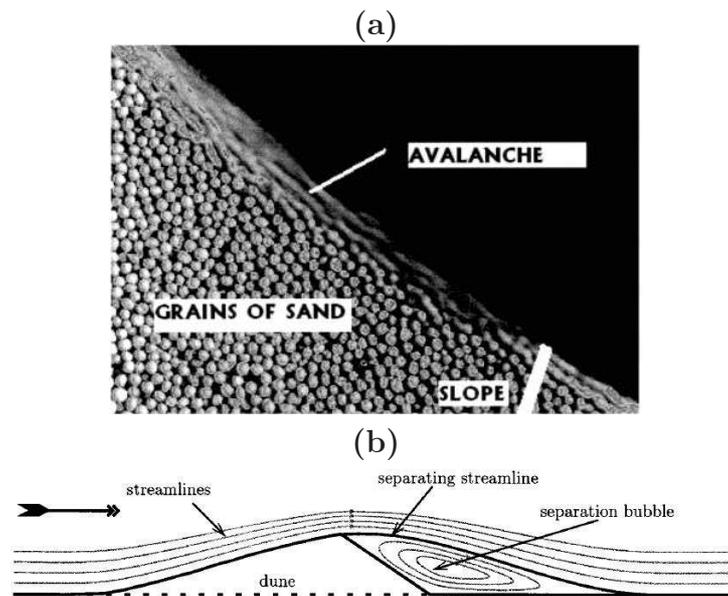


FIGURE 1.15 – Description des avalanches granulaires dans un tambour tournant (a) et illustration du décollement de couche limite, extrait de Kroy *et al.* (2002a).

l'asymétrisation d'une dune. Ces mécanismes peuvent être pris en compte de manière assez

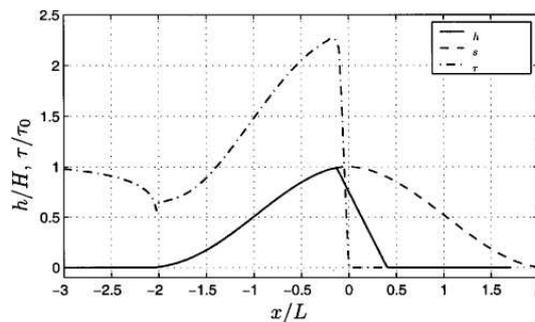


FIGURE 1.16 – Méthode heuristique pour la prise en compte du décollement de la couche limite (Kroy *et al.*, 2002a). s est l'enveloppe de la dune englobant la cellule de recirculation, jusqu'au point de raccordement de la couche limite au sol.

simple dans les approches classiques décrites plus haut. Par exemple, le modèle de Kroy *et al.* (2002a) considère que le décollement de la couche limite se produit quand la pente aval excède 14° (cf. annexe A.1.1). Sous cette condition, la contrainte le long de la dune est recalculée sur l'enveloppe englobant le profil de la dune et la cellule de recirculation

(voir figure 1.16). Le raccordement de l'enveloppe au sol se produit en aval de la crête à une distance d'environ $6H$ (Kroy *et al.*, 2002a, Schatz et Herrmann, 2006). Ensuite, la contrainte basale est mise à zéro à l'intérieur de la cellule de recirculation. Quant aux avalanches granulaires, elles sont généralement prises en compte par un modèle du type BCRC (J.-P. Bouchaud *et al.*, 1994) (cf. annexe A.1.2).

Vitesse de migration

La vitesse de migration V des barkhanes est une fonction du flux de particules transportées à la crête Q^{crest} . Bagnold fut le premier à modéliser la migration des dunes éoliennes. Pour des dunes de forme stationnaire, la conservation de la masse implique directement :

$$V = \frac{Q^{crest}}{H}. \quad (1.48)$$

Pour une vitesse d'écoulement donnée, la vitesse de migration est donc inversement proportionnelle à la hauteur de la dune. Cette corrélation a été confirmée par des mesures de terrain comme rapportées dans les études de Finkel (1959), Long et Sharp (1964).

Des études plus récentes (p. ex. Andreotti et Claudin (2002)) montrent que pour les petites dunes, on observe une déviation par rapport à cette loi. Elles proposent la relation modifiée suivante : $V \propto 1/(H + H_0)$ où H_0 est la hauteur minimale pour obtenir des dunes pérennes pour une vitesse d'écoulement donnée. Kroy *et al.* (2002a) montrent à partir de leur modèle que la vitesse de migration suit plutôt une loi $V \propto 1/L$ quelle que soit la taille des dunes.

Les expériences en chenal nous renseignent également sur les propriétés de migration des barkhanes. Par exemple, Hersen (2005) a réalisé des expériences sur des barkhanes aquatiques. En réalisant des tractions périodiques asymétriques d'un plateau immergé sur lequel reposent des tas de sable de taille centimétrique, il génère un courant unidirectionnel suffisamment fort pour engendrer un flux de particules. Sous ces conditions, il trouve que pour un écoulement de vitesse de donnée, la vitesse de migration V varie comme $m_0^{-1/3}$. Par contre, les modèles de Kroy *et al.* (2002a), Andreotti et Claudin (2002), ainsi que des expériences plus récentes comme celles de Groh *et al.* (2008), Franklin (2008) en chenal sous écoulement unidirectionnel montrent que la vitesse suit plutôt une loi en $V \propto m_0^{-1/2}$.

Une question encore débattue est la dépendance du flux à la crête avec la vitesse de l'écoulement et la morphologie de la dune. La principale difficulté est l'évaluation du cisaillement à la crête. En mesurant l'écoulement au-dessus du profil d'une barkhane éolienne, Sauermaun *et al.* (2003) trouve que l'accroissement de la vitesse de cisaillement basal est d'environ 1,4 à la crête de la dune. Des travaux similaires menés par Charru et Franklin (2012) sur une barkhane aquatique montre que l'accroissement au sommet de la dune est d'environ 2 avec une faible diminution quand la vitesse de l'écoulement augmente. L'influence de la taille et de la morphologie de la dune est toutefois peu documentée dans la littérature.

1.5 Motivation et objectif de la thèse

1.5.1 Complexité des dunes sous-marines

Comme indiqué en préambule du manuscrit, notre intérêt est porté sur une meilleure compréhension de la morphodynamique des dunes sous-marines soumises à un écoulement alternatif.

La particularité de l'environnement marin est la diversité des régimes hydrauliques et des processus en interaction. L'écoulement à l'origine de la formation et de l'évolution des

dunes sous-marines n'est pas stationnaire et uniforme comme dans les approches présentées dans les sections précédentes. Le forçage est généralement mixte (houle et courant de marée) et les écoulements instationnaires. Les courants de marée varient aussi en intensité et en direction au cours d'un cycle de marée. Cela rend très difficile la prédiction des flux sédimentaires et l'analyse des relations entre le forçage et les morphologies observées pour les structures sédimentaires.

À cela s'ajoutent des difficultés liées au coût et à la complexité de réaliser un suivi précis et régulier de l'évolution morphologique de ces structures (voir par exemple la synthèse de Kenyon et Cooper (2005)) ainsi que des conditions de forçage hydrodynamique. Il existe peu de séries temporelles sur l'évolution de la morphologie des dunes, et les mesures de courantométrie au-dessus des dunes sous-marines sont encore plus rares. De plus, les mesures existantes sont en général des séries temporelles à l'échelle pluriannuelles (p. ex. Le Bot (2001), Ferret (2011), Marcaurelio *et al.* (2013), Garlan *et al.* (2013)) qui ne concernent donc que les évolutions résiduelles, sans aucune connaissance de l'évolution morphologique des dunes à l'échelle de quelques jours ou même d'un cycle de marée.

Les vitesses de migration observées attestent de l'équilibre des structures sous-marines avec le forçage hydrodynamique, intégré sur des durées annuelles à pluriannuelles. Mais les paramètres morphologiques, notamment les pentes relativement faibles des faces aval et l'asymétrie moins marquée que pour les profils classiques de dunes, indiquent probablement des régimes où le renversement engendre des morphologies distinctes de celles des dunes hydrauliques⁶ classiques (Flemming, 2000). De plus, les analyses des vitesses de migration à différents pas de temps ont montré le rôle de la variabilité d'une année à l'autre du forçage par les tempêtes sur la morphodynamique des dunes (Ferret, 2011).

Un site qui nous a intéressé pour cette thèse et qui a fait l'objet d'un suivi bathymétrique récent (Marcaurelio *et al.*, 2013, Garlan *et al.*, 2013) est le Banc du Four (Nord-Est de l'île d'Ouessant, Mer d'Iroise, France). Il présente des dunes de taille exceptionnelle, jusqu'à plus de 25 m de hauteur. La particularité de ce complexe de dunes est d'être situé en eau profonde ($70\text{ m} < \mathcal{D} < 105\text{ m}$, plateforme continentale médiane) dans un contexte de plate-forme continentale dominée par des courants de marées giratoires (voir fig. 1.17(a)) et qui ont une forte composante résiduelle⁷. Ce banc, en forme de « V » (voir fig. 1.17(b)), fait à peu près 10 km de large pour 8 km de long et est quasiment immobile. Par contre, les dunes (Berne *et al.*, 1993) qu'on y observe sont très mobiles, avec des vitesses de migration jusqu'à 8-10 m/an (Marcaurelio *et al.*, 2013). De telles vitesses de migration des dunes ont été rarement observées en contexte de plateforme continentale médiane.

Par ailleurs, il ressort des analyses de Marcaurelio *et al.* (2013) que la taille des dunes du Banc du Four est indépendante de la profondeur de l'écoulement. Par contre, la hauteur et la longueur d'équilibre des dunes sont reliées par la loi empirique $H \approx 0,0139L^{1,16}$ qui semble indiquer une invariance d'échelle des morphologies.

À partir de ces observations, on peut identifier plusieurs questions qui restent ouvertes sur la morphodynamique des dunes sous-marines. Comment expliquer l'existence de dunes actives à de telles profondeurs alors que l'analyse de stabilité linéaire prédit que le mode « dune » n'émerge que s'il y a résonance avec surface libre (Fourrière *et al.*, 2010)? Peut-on considérer qu'il existe un régime d'invariance d'échelle tel que prédit par le modèle de Kroy *et al.* (2002a)? Quel autre mécanisme pourrait contrôler la sélection d'une longueur d'onde des dunes dans le contexte du Banc du Four, et en particulier quel est le rôle de la renverse du forçage?

Ainsi, de manière générale, se pose la question de l'applicabilité des modèles d'évolution de dunes dans le cas d'un écoulement avec retournement régulier, à un pas de temps

6. dunes formées sous écoulement unidirectionnel.

7. Différence d'intensité du courant entre la marée montante et la marée descendante.

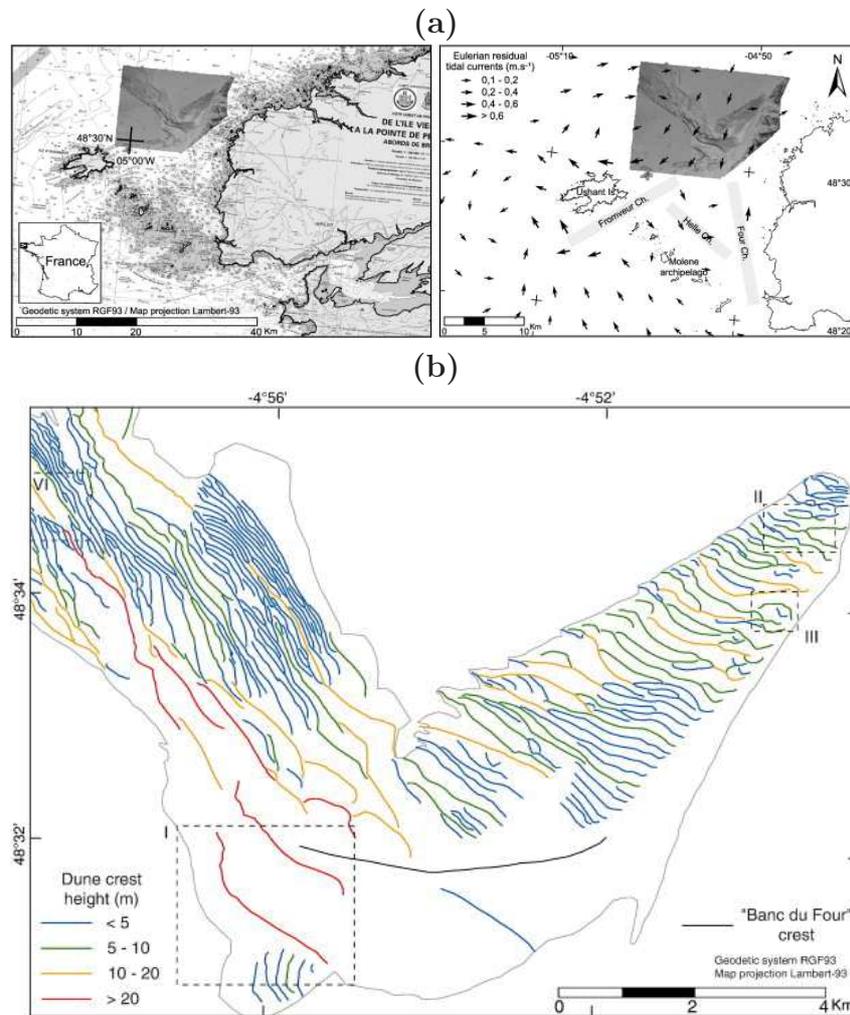


FIGURE 1.17 – (a) Localisation du Banc du Four en mer d’Iroise, France (à gauche) et courants de surface résiduels dans cette région (à droite). (b) Forme et hauteur des lignes de crête des dunes du banc du Four, Marcaurelio *et al.* (2013).

pouvant être inférieur à la durée nécessaire pour atteindre l’équilibre en forçage unidirectionnel. Les morphologies d’équilibre observées sont-elles une signature de ce forçage avec retournements réguliers ? À l’échelle du transport, dans quelle mesure les lois de transport établies en régime d’écoulement stationnaire sont applicables ?

1.5.2 Objectif et démarche de la thèse

Dans ce travail de thèse, nous abordons deux questions relatives aux dunes aquatiques. La première est de caractériser précisément la forme d’équilibre de dunes isolées dans une configuration d’écoulement stationnaire uniforme en fonction de leur masse, de la vitesse d’écoulement et la taille des particules composant le sédiment. La seconde question concerne l’évolution de la morphologie d’une dune suite à un renversement du sens de l’écoulement. Ce second volet est une première étape vers l’étude de l’évolution d’une dune soumise à un forçage alternatif.

Pour répondre à ces questions, nous avons développé une approche expérimentale en chenal hydraulique et un modèle de dunes, inspirés des travaux de la littérature. La modélisation s’appuie sur une version simplifiée du modèle de Kroy *et al.* (2002a) développé dans un contexte éolien. Nous le revisitons en condition d’écoulement unidirectionnel turbulent et stationnaire dans un contexte aquatique. L’approche expérimentale est inspirée des expériences de Groh *et al.* (2008, 2009). Nous étudions dans un canal étroit

des structures aquatiques bi-dimensionnelles qui peuvent être vues comme des barkhanes bi-dimensionnelles.

Pour simplifier la désignation des motifs sédimentaires que nous allons étudier dans la suite du manuscrit, nous désignerons « dunes » nos structures, ceci sans distinction de taille.

Chapitre 2

Modélisation d'une dune isolée en régime unidirectionnel

Nous étudions à partir d'un modèle minimaliste de dune inspiré de celui de Kroy *et al.* (2002a) la morphologie et la vitesse de migration d'une dune isolée 2D reposant sur un substrat horizontal et cisailée par un écoulement turbulent. On s'intéresse particulièrement à comment la morphologie d'équilibre d'une dune ainsi que sa vitesse de migration varient avec sa masse et la vitesse de l'écoulement.

Ce chapitre est subdivisé en 4 volets. Le premier volet est consacré à la description du modèle que nous employons ainsi que des hypothèses que nous faisons. Le second volet concerne l'application du modèle au cas des dunes aquatiques. On étudie comment la hauteur H , la longueur L , le rapport d'aspect $R = H/L$ des dunes à l'équilibre ainsi que la vitesse de migration V varient en fonction leur aire A_0 et du nombre de Shields S_0 caractérisant l'écoulement en amont de la dune. Le troisième volet est dédié à l'étude des dunes éoliennes dont nous comparons la morphologie d'équilibre à celle des dunes aquatiques. Enfin, dans le dernier volet, nous présentons une synthèse des résultats.

2.1 Description du modèle

On souhaite étudier le profil d'équilibre d'une dune bidimensionnelle isolée en fonction de sa masse et de la vitesse du fluide caractérisée par sa contrainte de cisaillement en amont de la dune. La figure 2.1 illustre le problème auquel nous nous intéressons. Pour cela, nous allons utiliser une version simplifiée du modèle de Kroy *et al.* (2002a).

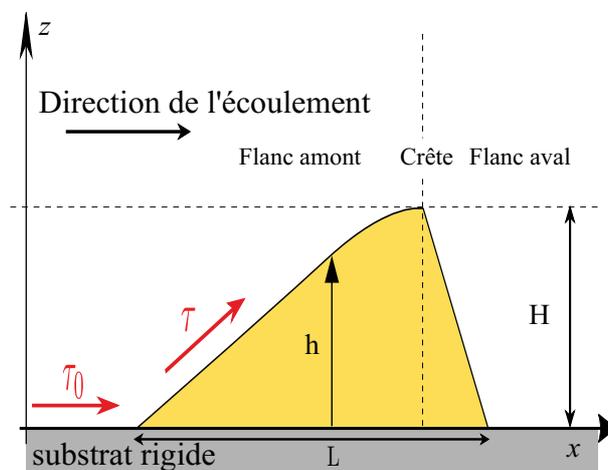


FIGURE 2.1 – Description d'une dune de masse finie progressant sur un substrat rigide. La dune est cisailée par un écoulement turbulent.

2.1.1 Hypothèses du modèle

Par rapport au modèle développé par Kroy *et al.* mentionné précédemment, nous allons faire deux simplifications majeures. Premièrement, on néglige le mécanisme d'avalanche granulaire sur la face aval, deuxièmement on ignore le décollement de la couche limite. En l'absence de ces mécanismes, l'unique moteur de l'asymétrisation de la dune est la baisse de la contrainte de cisaillement τ en dessous de la contrainte seuil τ_c en aval de la crête. En effet, en aval de la crête, la contrainte de cisaillement diminue le long du profil puis passe en dessous du seuil de transport comme on a pu le voir à la figure 1.4 (p. 8). À cet endroit, il y a donc dépôt des sédiments, ce qui engendre l'asymétrie.

Cette simplification nous permet de nous affranchir de la complexité du phénomène de décollement de couche limite. D'un point de vue numérique, cela réduit significativement le temps de calcul, ce qui permet de faire une étude paramétrique systématique en fonction de la masse et de la vitesse d'écoulement. Nous verrons dans le chapitre 4 dans quelle mesure nos hypothèses simplificatrices affectent la capacité prédictive du modèle.

2.1.2 Équations du modèle

Avant de donner les équations du modèle, nous introduisons les échelles caractéristiques suivantes pour la longueur, le temps et le flux de sédiment :

$$l^* = l_{sat}, \quad (2.1)$$

$$t^* = \frac{\rho_b l_{sat}^2}{Q^*}, \quad (2.2)$$

$$Q^* = Q S_c^n, \quad (2.3)$$

qui sont respectivement la longueur de saturation, le temps caractéristique pour que la dune se déplace sur une longueur égale à l_{sat} et un flux caractéristique. Nous utilisons ces échelles caractéristiques pour adimensionner les variables de notre système. Sauf indication contraire, les variables adimensionnées seront notées avec une barre au-dessus des symboles.

Avec ces adimensionnements, on peut montrer que l'équation de conservation de la masse, la loi de relaxation du flux ainsi que la loi de transport s'écrivent simplement :

$$\frac{\partial \bar{h}}{\partial \bar{t}} = -\frac{\partial \bar{Q}}{\partial \bar{x}}, \quad (2.4a)$$

$$\frac{\partial \bar{Q}}{\partial \bar{x}} = \bar{Q}_{sat} - \bar{Q}, \quad (2.4b)$$

$$\bar{Q}_{sat} = \left(\chi \frac{S_0}{S_c} - 1 \right)^n. \quad (2.4c)$$

On rappelle que S_0 est le nombre Shields caractérisant l'écoulement en amont de la dune ($S_0 = \tau_0 / (\rho_p - \rho_f)gd$), S_c le nombre Shields critique du seuil de mise en mouvement des particules et n est l'exposant de la loi de transport. Le paramètre χ traduit localement l'accroissement de la contrainte de cisaillement le long du relief et est donné par la formule de Jackson et Hunt (1975) :

$$\chi = 1 + \mathcal{A} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\frac{\partial \bar{h}}{\partial \bar{x}} (\bar{x} - \bar{\zeta})}{\pi \bar{\zeta}} d\bar{\zeta} + \mathcal{B} \frac{\partial \bar{h}}{\partial \bar{x}}. \quad (2.5)$$

Le seul paramètre de contrôle du modèle (à masse fixée) est donc le rapport S_0/S_c qui caractérise le rapport entre la contrainte cisaillement en amont de la dune et la contrainte

critique de mise en mouvement du sédiment. Cela signifie que la dynamique d'une dune ne dépend que du rapport S_0/S_c . Il faut cependant noter que le seuil de transport S_c intervient dans le temps caractéristique t^* . Ainsi, des dunes composées de sédiments qui ont un nombre de Shields critique différent auront une dynamique identique pour un même rapport S_0/S_c en termes de variables adimensionnées. Par contre, en termes de variables dimensionnées, les vitesses de migration seront différentes dans un rapport proportionnel à S_c^n .

2.1.3 Stabilité linéaire d'un lit granulaire

Avant de présenter la méthode numérique que nous utilisons pour résoudre numériquement la dynamique d'une dune isolée, il est instructif d'analyser la stabilité linéaire d'un lit granulaire plat à travers ce modèle.

On définit $\bar{Q}_0 = \bar{Q}_{sat,0} = \left(\frac{S_0}{S_c} - 1\right)^n$ le flux à l'équilibre le long d'un lit granulaire horizontal lorsqu'il est soumis à un écoulement cisailant caractérisé par un nombre de Shields S_0 . On perturbe l'état correspondant au lit horizontal par des petites perturbations que l'on écrit comme suit :

$$\bar{h}(\bar{x}) = \bar{h}_0 + \bar{h}_1(\bar{x}), \quad (2.6)$$

$$\bar{Q}(\bar{x}) = \bar{Q}_0 + \bar{Q}_1(\bar{x}), \quad (2.7)$$

$$\bar{Q}_{sat} = \bar{Q}_{sat,0} + \bar{Q}_{sat,1}. \quad (2.8)$$

$$S = S_0 + S_1 \quad (2.9)$$

L'expression de Jackson et Hunt pour la contrainte de cisaillement étant déjà linéarisée, l'expression de S_1 se déduit directement de celle-ci :

$$S_1 = \left(\mathcal{A} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial \bar{h}_1}{\partial \bar{x}}(\bar{x} - \bar{\zeta}) \frac{d\bar{\zeta}}{\pi \bar{\zeta}} + \mathcal{B} \frac{\partial \bar{h}_1}{\partial \bar{x}} \right) S_0.$$

La linéarisation de \bar{Q}_{sat} au voisinage de S_0 nous permet de déduire $\bar{Q}_{sat,1}$. On obtient au premier ordre :

$$\bar{Q}_{sat,1} = \frac{nS_1}{S_c} \left(\frac{S_0}{S_c} - 1\right)^{n-1}. \quad (2.10)$$

En introduisant ces expressions linéarisées dans le système d'équations du modèle (éqs (2.4a), (2.4b), et (2.4c)) on obtient après une transformation de *Fourier* (suivant \bar{x}) le système d'équations suivant :

$$\frac{\partial \tilde{\bar{h}}_1}{\partial \bar{t}} = -i\bar{k}\tilde{\bar{Q}}_1, \quad (2.11)$$

$$\tilde{\bar{Q}}_1 = \frac{1 - i\bar{k}}{1 + \bar{k}^2} \tilde{\bar{Q}}_{sat,1}, \quad (2.12)$$

$$\tilde{\bar{Q}}_{sat,1} = \Gamma (\mathcal{A}|\bar{k}| + i\mathcal{B}\bar{k}) \tilde{\bar{h}}_1, \quad (2.13)$$

avec

$$\Gamma = n \frac{S_0}{S_c} \left(\frac{S_0}{S_c} - 1\right)^{n-1} \quad (2.14)$$

k est le vecteur d'onde dans l'espace de Fourier et les variables avec un tilde indiquent que la transformation de *Fourier* a été appliquée. La solution de ce système d'équations est de la forme :

$$\tilde{\bar{h}}_1(\bar{k}, \bar{t}) = \tilde{\bar{h}}_1(\bar{k}, \bar{0}) \exp(\bar{\omega}\bar{t}), \quad (2.15)$$

où $\bar{\omega}$ est le taux de croissance de la perturbation dont la partie réelle et imaginaire sont données respectivement par :

$$\bar{\omega}_r(\bar{k}) = \Gamma \frac{\bar{k}(\mathcal{B}\bar{k} - \mathcal{A}\bar{k}|\bar{k}|)}{1 + \bar{k}^2}, \quad (2.16)$$

$$\bar{\omega}_i(\bar{k}) = \Gamma \frac{\bar{k}(\mathcal{A}|\bar{k}| + \mathcal{B}\bar{k}^2)}{1 + \bar{k}^2}. \quad (2.17)$$

L'amplitude de la perturbation \bar{h}_1 augmente si $\bar{\omega}_r$ est positif. Cela signifie que le mode k associé à ce taux de croissance positif est instable. Au contraire, si $\bar{\omega}_r$ est négatif, \bar{h}_1 décroît jusqu'à disparaître et donc le mode k correspondant est stable.

La courbe caractéristique de cette relation de dispersion a été montrée sur la figure 1.9. Il existe une bande de vecteurs d'onde instables entre $k = 0$ et $k = k_c$. Au-delà de k_c , le taux de croissance devient négatif, ce qui signifie que les modes $k > k_c$ sont donc stables. Le vecteur d'onde k_c se calcule facilement et est donné par :

$$\bar{k}_c = \frac{\mathcal{B}}{\mathcal{A}}. \quad (2.18)$$

La longueur d'onde associée $\bar{\lambda}_c$ vaut :

$$\bar{\lambda}_c = \frac{2\pi\mathcal{A}}{\mathcal{B}}. \quad (2.19)$$

La bande de vecteurs d'onde instables possèdent un optimum où le taux de croissance est maximum. Ce mode le plus instable est caractérisé par un vecteur d'onde $k = k_{max}$ donné par :

$$\bar{k}_{max} = \left(\frac{\sqrt{\mathcal{A}^2 + \mathcal{B}^2}}{\mathcal{A}} + \frac{\mathcal{B}}{\mathcal{A}} \right)^{\frac{1}{3}} - \frac{1}{\left(\frac{\sqrt{\mathcal{A}^2 + \mathcal{B}^2}}{\mathcal{A}} + \frac{\mathcal{B}}{\mathcal{A}} \right)^{\frac{1}{3}}}. \quad (2.20)$$

Nous allons voir dans la suite que la longueur d'onde de coupure λ_c joue un rôle fondamental dans la dynamique des dunes. Elle fixe en effet la taille minimale des dunes. Nous verrons qu'une dune à l'équilibre (stationnaire et se déplaçant à vitesse constante) ne peut posséder une taille inférieure à λ_c .

2.2 Dunes aquatiques à l'équilibre

2.2.1 Choix des paramètres du modèle et méthode de résolution

Nous cherchons dans un premier temps à étudier la forme d'équilibre des dunes isolées aquatiques en fonction de leur masse et de la force de l'écoulement. La taille caractéristique des dunes aquatiques qui nous intéressent est centimétrique. C'est celle qu'on peut former facilement dans un chenal hydraulique comme étudié au chapitre 4.

On a vu dans le chapitre précédent (cf. section 1.2) que les valeurs des paramètres \mathcal{A} et \mathcal{B} intervenant dans le calcul de la contrainte de cisaillement dépendent du rapport L/z_0 où L est la longueur de la dune et z_0 la rugosité hydraulique du substrat. Pour notre étude numérique, nous devons les fixer de façon pertinente. La taille de nos dunes expérimentales est typiquement $L \sim 100 \text{ mm}$ et la taille des particules les constituant est $d \sim 10^{-1} \text{ mm}$. Si on considère que $z_0 = d/30$ (cas où le régime d'écoulement est hydraulique rugueux), le rapport L/z_0 est de l'ordre de 10^4 à 10^5 . Dans cette gamme de valeur, les calculs basés

sur une longueur de mélange de Prandtl classique ($l_m = \kappa z$) donnent les valeurs suivantes pour \mathcal{A} et \mathcal{B} :

$$\mathcal{A} \approx 4, 2, \mathcal{B} \approx 2. \quad (2.21)$$

Avec le modèle de Hanratty qui emploie une longueur de mélange tenant compte du gradient longitudinal de pression (cf. éq (1.26)), la valeur de \mathcal{B} obtenue est un peu plus élevée que celle obtenue avec la longueur de mélange classique de Prandtl. Elle vaut à peu près :

$$\mathcal{B} \approx 3, 8. \quad (2.22)$$

On rappelle que \mathcal{B} module la contribution locale la pente du profil ($\partial_x h$) sur l'accroissement de la contrainte de cisaillement χ . Ainsi, comparée à la prédiction de $\mathcal{B} \approx 2$ avec une longueur de mélange classique, celle du modèle de Hanratty ($\mathcal{B} \approx 3, 8$) prévoit une contribution de $\partial_x h$ à peu près 2 fois supérieure sur χ . Nous emploierons cette valeur pour la comparaison des résultats du modèle avec nos expériences. Nous verrons notamment qu'elle permet d'obtenir un meilleur accord avec les données expérimentales. Les valeurs données en (2.21) seront employées dans cette section.

Concernant le transport des particules, puisque nous nous intéressons à une situation de transport par charriage, nous supposons qu'il est décrit par la loi de Meyer-Peter et Müller (cf. éq. (1.35a)) où l'exposant vaut $n = 1, 5$.

La résolution des équations du modèle est effectuée dans l'espace de *Fourier*, et l'intégration temporelle est quant à elle réalisée par la méthode de *Runge-Kutta* à l'ordre 2. Nous employons des conditions aux limites périodiques pour simuler un système de longueur infinie. La longueur de la fenêtre de simulation est de $800l_{sat}$. Elle est significativement plus grande que la longueur d'équilibre des plus grandes dunes que nous simulons. Cette contrainte permet d'éviter les artefacts liés à l'usage de conditions aux limites périodiques.

2.2.2 Évolution vers un état stationnaire

On cherche à déterminer dans un premier temps les conditions initiales permettant d'obtenir un état stationnaire, c'est-à-dire une dune à l'équilibre qui migre à vitesse constante sans se déformer. Il s'agit de déterminer essentiellement pour quelles masses et formes initiales de dune on obtient un état d'équilibre avec le modèle simplifié décrit à la section 2.1.2.

Pour répondre à cette question, on considère que la forme initiale de la dune est gaussienne. On montre en annexe (cf. annexe A.2) que la forme initiale joue un rôle marginal. C'est plutôt la masse et l'étalement initial qui conditionnent la convergence vers un état d'équilibre.

Une forme gaussienne est caractérisée par deux paramètres : son amplitude et son écart-type que nous noterons respectivement H_0 et σ_0 . Le profil initial s'écrit donc :

$$h(x, t = 0) = H_0 \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{x}{\sigma_0}\right)^2\right). \quad (2.23)$$

La surface initiale de la dune, que nous noterons A_0 , se déduit simplement de son amplitude et de son écart-type. On a :

$$A_0 = \sqrt{2\pi} H_0 \sigma_0, \quad (2.24)$$

Nous définirons la longueur initiale L_0 de la dune comme étant son étalement jusqu'à une hauteur de $H_0/10$. Nous avons donc $L_0 = 2\sigma_0\sqrt{2\ln(10)}$. Nous pouvons à partir de là

définir son rapport d'aspect initial $R_0 = H_0/L_0$ qui s'exprime simplement en fonction de l'aire initiale A_0 et l'écart-type σ_0 de la façon suivante :

$$R_0 = \frac{A_0}{2\sqrt{4\pi \ln(10)}\sigma_0^2} \approx \frac{A_0}{10,76\sigma_0^2}. \quad (2.25)$$

Dans un premier temps, nous cherchons à savoir si pour une aire A_0 fixée, l'étalement initial influence la phase transitoire et l'état d'équilibre. Nous fixons l'intensité de l'écoulement à une valeur du nombre de Shields $S_0 = 4S_c$ et la surface initiale à une valeur $A_0 = 100$. **Nous rappelons que nous travaillons ici en variables adimensionnées bien que nous ayons omis la notation avec les barres dans un but d'allègement de l'écriture.** Les longueurs sont renormalisées par l_{sat} et les surfaces par l_{sat}^2 . Pour jouer sur l'étalement, nous faisons varier l'écart-type. On choisit 3 cas qui sont : (1) $\sigma_0 = 5$, (2) $\sigma_0 = 10$ et (3) $\sigma_0 = 15$. Les valeurs initiales des hauteurs, longueurs et rapports d'aspect correspondant à ces 3 cas sont reportées dans le tableau 2.1.

	Cas 1	Cas 2	Cas 3
σ_0	5	10	15
H_0	8,0	4,0	2,7
$L_{1/2}$	11,8	23,6	35,3
L_0	21,5	42,9	64,4
R_0	0,37	0,09	0,04

TABLE 2.1 – Caractéristiques des profils initiaux gaussiens en termes de hauteur H_0 , longueur L_0 et rapport d'aspect R_0 . Nous avons également ajouté à titre indicatif la largeur à mi-hauteur $L_{1/2} = 2\sigma_0\sqrt{2\ln(2)}$ initiale de la dune. L'aire initiale est fixée à $A_0 = 100$ et 3 trois écarts-types initiaux σ_0 sont choisis : 5, 10 et 15.

La figure 2.2 montre l'évolution temporelle de la hauteur H de la dune pour les trois conditions initiales précédentes. On observe après une période transitoire que pour les deux premiers cas ($\sigma_0 = 5$ et 10), H converge vers une même valeur $H = 4,4$. Cependant les phases transitoires montrent des évolutions différentes.

Dans le cas 1, on observe une décroissance monotone de H vers l'état stationnaire (voir fig. 2.3(a)). Dans le cas 2, on observe une évolution non-monotone : la hauteur de la dune alterne entre des phases de croissance et de décroissance avant d'atteindre un état d'équilibre (voir fig. 2.3(b)). Ces différentes phases résultent de l'existence d'un maximum secondaire sur le dos de la dune qui entre en compétition avec le maximum principal mais ces derniers finissent par fusionner pour aboutir au même état d'équilibre que dans le cas 1.

Le cas 3 se distingue des précédents par un étalement initial plus important ($\sigma_0 = 15$) et donc un rapport d'aspect initial plus faible ($R_0 = 0,04$). On observe pour ce cas que H converge vers une valeur différente de celle des cas 1 et 2. On observe sur la figure 2.3(c) la formation de deux bosses sur la dune au cours du temps. Celle en aval finit par se détacher pour donner naissance à une seconde petite dune isolée.

Cette scission peut se comprendre à la lumière des résultats de l'analyse de stabilité linéaire d'un lit de sédiment. Nous avons vu qu'il existe une longueur d'onde de coupure λ_c , proportionnelle à l_{sat} , au-delà de laquelle les irrégularités du relief d'un lit granulaire sont amplifiées. Avec les valeurs de \mathcal{A} et \mathcal{B} que nous avons choisies pour l'étude des dunes aquatiques, elle vaut $\lambda_c = 13,2$. Si on compare la largeur à mi-hauteur initiale $L_{1/2}$ de la dune dans le cas 3 (qui vaut 35,3) à λ_c , on remarque qu'elle est plus de 2 fois supérieure à λ_c . Cette configuration initiale est donc propice à l'émergence de deux motifs de longueur λ_c qui génère la scission de la dune.

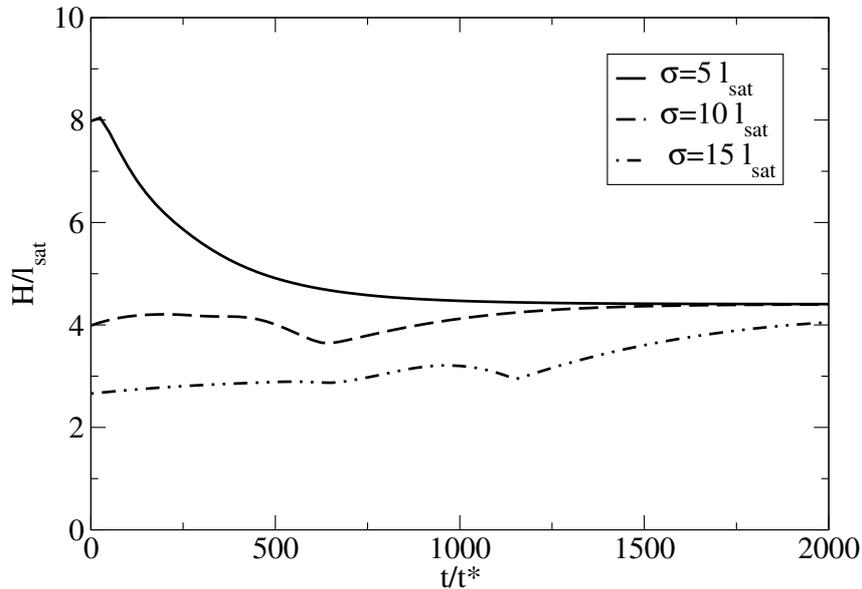


FIGURE 2.2 – Évolution dans le temps de la hauteur H de dunes de même masse mais avec différents rapports d'aspect initiaux. σ_0 est égal à 5 (trait continu), 10 (tireté), et 15 (tireté-pointillé) et l'aire initiale vaut $A_0 = 100$. Le rapport d'aspect est $R_0 = \{0,37, 0,09, 0,04\}$. Intensité de l'écoulement : $S_0 = 4S_c$. Paramètres du modèle : $\mathcal{A} = 4,2$, $\mathcal{B} = 2$ et $n = 3/2$.

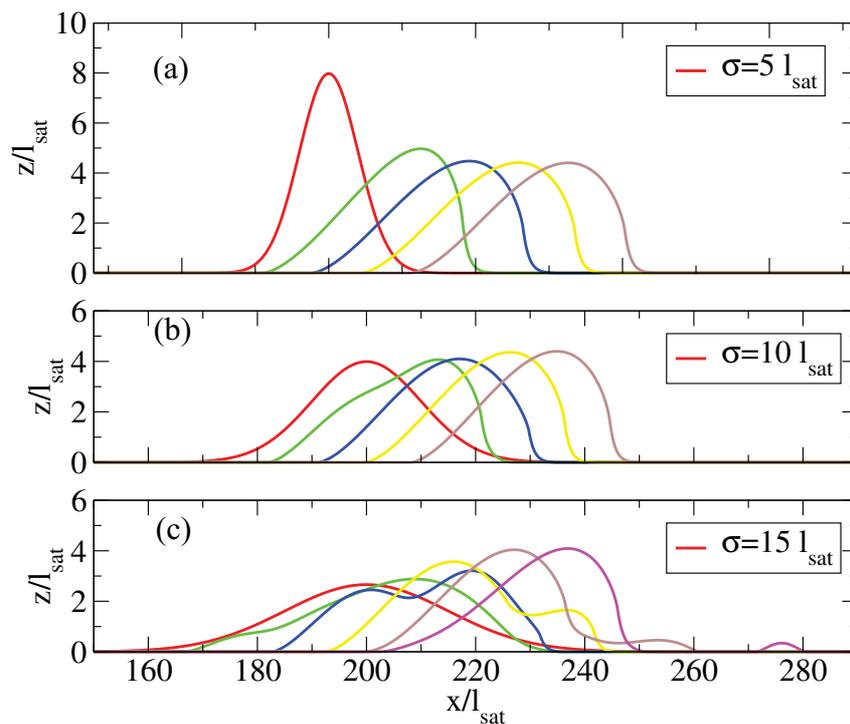


FIGURE 2.3 – Évolution temporelle d'une dune d'aire initiale $A_0 = 100$ avec différents rapports d'aspect initiaux $R_0 = \{0,37, 0,09, 0,04\}$. σ_0 est égal à 5 (a), 10 (b), et 15 (c). Le profil initial est en rouge. Les autres profils correspondent aux évolutions temporelles prises à intervalle de temps régulier $\Delta t = 500t^*$. Intensité de l'écoulement : $S_0 = 4S_c$. Paramètres du modèle : $\mathcal{A} = 4,2$, $\mathcal{B} = 2$ et $n = 3/2$.

En résumé, les 3 cas étudiés conduisent à 3 scénarios d'évolutions différents selon l'étalement initial de la dune. Dans le premier, on converge vers un état d'équilibre de façon monotone et régulière (décroissance monotone de la hauteur). Dans le second, on converge vers un état d'équilibre identique au premier mais avec une évolution non-monotone due

à l'apparition temporaire d'un maximum secondaire. Enfin, dans le troisième on assiste à la scission de la dune due à l'apparition de deux modes qui finissent par se séparer.

Le critère pertinent permettant de classer les 3 scénarios semble être la largeur à mi-hauteur comparée à la longueur de coupure. Dans le premier scénario, on a $L_{1/2} < \lambda_c$, dans le second, $\lambda_c < L_{1/2} \leq 2\lambda_c$, et dans le troisième, $L_{1/2} > 2\lambda_c$. Cette analyse a été confirmée par une étude systématique de l'effet de l'étalement initial. Les scénarios sont résumés dans le tableau 2.2.

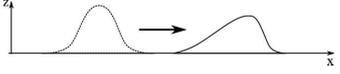
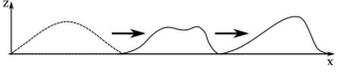
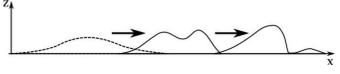
Critère sur $L_{1/2}$	Critère sur R_0	Morphodynamique
$L_{1/2} \leq \lambda_c$	$R_0 \geq \frac{2 \ln(2) A_0}{\sqrt{\pi \ln(10)} \lambda_c^2}$	
$\lambda_c < L_{1/2} \leq 2\lambda_c$	$\frac{\ln(2) A_0}{2\sqrt{\pi \ln(10)} \lambda_c^2} \leq R_0 < \frac{2 \ln(2) A_0}{\sqrt{\pi \ln(10)} \lambda_c^2}$	
$L_{1/2} > 2\lambda_c$	$R_0 < \frac{\ln(2) A_0}{2\sqrt{\pi \ln(10)} \lambda_c^2}$	

TABLE 2.2 – Scénarios d'évolution morphologique d'une dune de forme initiale gaussienne en fonction de son état initial.

En conclusion, il faudra partir d'un état pas trop étalé pour éviter un processus de scission de la dune. Pour un profil initial gaussien, le critère requis est le suivant : $L_{1/2} < 2\lambda_c$. Tant que ce critère est respecté, on obtient un état d'équilibre unique indépendant de l'étalement initial. Ce constat a été fait pour un écoulement d'intensité donnée et pour une surface initiale donnée. Il a été vérifié pour tout un jeu d'intensité d'écoulement et de surface initiale différentes. L'étude du profil d'équilibre de la dune en fonction de l'intensité de l'écoulement et de la masse initiale fait l'objet de la section suivante.

Nous avons également vérifié que le critère sur l'étalement ne dépend pas de la forme du profil initial. Nous avons considéré des profils gaussiens pour l'étude précédente, mais avons vérifié que par exemple pour des profils lorentziens, les conclusions restent qualitativement inchangées (voir annexe A.2).

2.2.3 Morphologie des dunes aquatiques à l'équilibre

On s'intéresse à l'influence de l'aire de la dune A_0 ainsi que de la force de l'écoulement sur sa morphologie d'équilibre. Les paramètres de forme analysés dans un premier temps sont la hauteur H , la longueur L et le rapport d'aspect R . On s'intéressera dans un second temps à la forme du profil d'équilibre puis à la vitesse de migration de la dune.

Hauteur d'équilibre

Le premier paramètre étudié est la hauteur de la dune H à l'équilibre. La figure 2.4 montre sa variation en fonction de l'aire de la dune A_0 pour différents rapports S_0/S_c . Pour un ratio S_0/S_c donné, on observe d'une part que la hauteur d'équilibre croît avec l'aire de la dune. D'autre part, on distingue deux régimes différents : un premier régime (que l'on nommera régime I) pour les petites dunes et un deuxième régime (régime II) pour les grandes dunes.

Le premier régime est caractérisé par une hauteur d'équilibre qui croît linéairement avec l'aire de la dune :

$$\bar{H} = K_H^{(1)} \bar{A}_0, \quad \bar{A}_0 \leq 3, \quad (2.26)$$

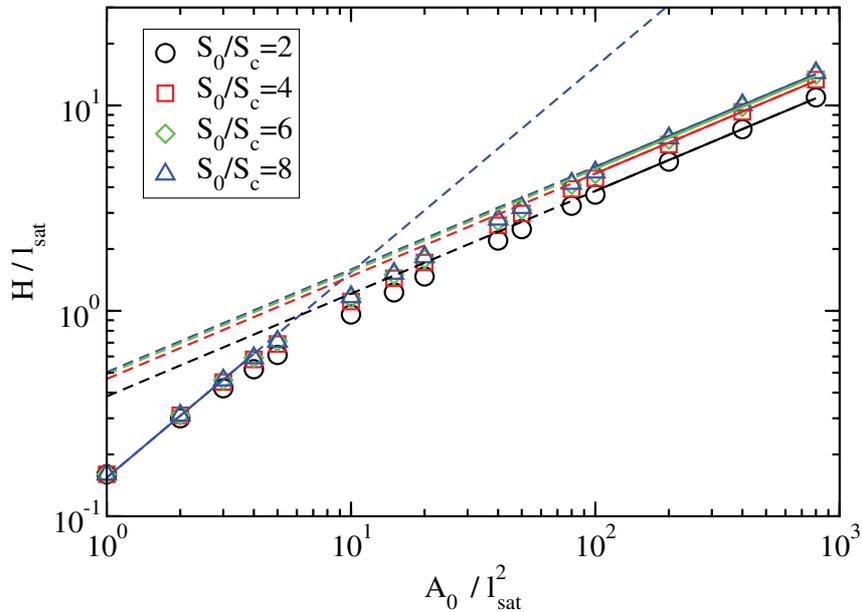


FIGURE 2.4 – Évolution de la hauteur d'équilibre H de la dune en fonction de son aire A_0 pour différents rapports S_0/S_c . Paramètres du modèle : $\mathcal{A} = 4, 2$, $\mathcal{B} = 2$ et $n = 1, 5$.

avec $K_H^{(1)} = 0,152$ (voir fig. 2.5). On sort du régime linéaire quand l'aire de la dune devient supérieure à 3. On remarque de plus que dans ce régime la hauteur d'équilibre est insensible à la vitesse de l'écoulement.

Le second régime est caractérisé par une hauteur d'équilibre qui croît proportionnellement à $A_0^{1/2}$:

$$\bar{H} = K_H^{(2)} \bar{A}_0^{1/2}, \quad \bar{A}_0 > 80, \quad (2.27)$$

où $K_H^{(2)}$ est un paramètre qui dépend de S_0/S_c . Ce régime apparaît pour des dunes d'aire supérieure à 80. Contrairement au régime I, on observe une influence de la vitesse de l'écoulement.

La figure 2.5 montre la variation de $K_H^{(2)}$ en fonction de l'écart au seuil de transport $(S_0 - S_c)/S_c$. On observe une augmentation puis une saturation du paramètre $K_H^{(2)}$ avec la vitesse de l'écoulement. Cette variation est bien capturée par une fonction exponentielle de la forme :

$$K_H^{(2)} = K_{H\infty}^{(2)} + \left(K_{H0}^{(2)} - K_{H\infty}^{(2)} \right) \exp\left(-\frac{S_0 - S_c}{\alpha S_c} \right). \quad (2.28)$$

avec

$$K_{H0}^{(2)} \approx 0,30, \quad K_{H\infty}^{(2)} \approx 0,53, \quad \text{et } \alpha \approx 1,88. \quad (2.29)$$

Entre le régime I et le régime II, il existe un régime de transition où l'exposant de la loi d'échelle pour H varie continuellement de 1 à 1/2. Ce régime correspond à des aires comprise entre 4 et 80.

Longueur d'équilibre

Pour extraire la longueur de la dune, le critère $h(x) > 0$ n'est pas opérationnel à cause des imprécisions numériques. On utilise alors la procédure suivante beaucoup plus robuste. On calcule la longueur du triangle approchant le mieux la forme de la dune. Celui-ci est construit en approchant les faces amont et aval par des droites (entre $z = 0,2H$ et $z = 0,7H$ sur la face amont, et entre $z = 0,25H$ et $z = 0,9H$ sur la face aval).

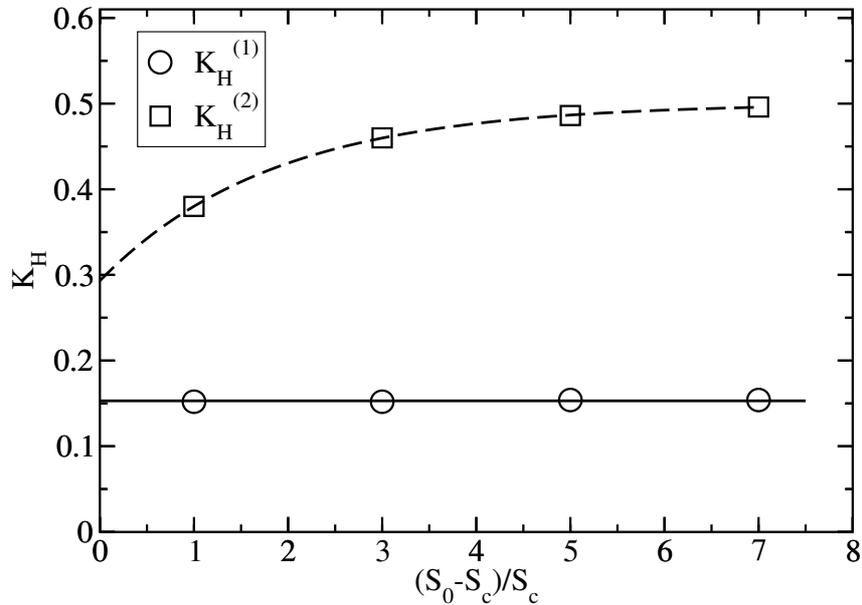


FIGURE 2.5 – Variation des paramètres $K_H^{(i)}$, $i = \{1, 2\}$ en fonction de l'écart au seuil relatif $(S_0/S_c - 1)$. (○) et (□) sont respectivement les valeurs obtenues par ajustements des données dans le régime I et le régime II. Trait plein : $K_H^{(1)} = 0,152$; trait discontinu : ajustement donné par l'éq (2.28). Paramètres du modèle : $\mathcal{A} = 4,2$, $\mathcal{B} = 2$ et $n = 1,5$.

C'est également cette méthode qui est employée dans notre étude expérimentale (décrite plus en détail au chapitre 3). Ceci facilitera donc la comparaison entre le modèle et les expériences.

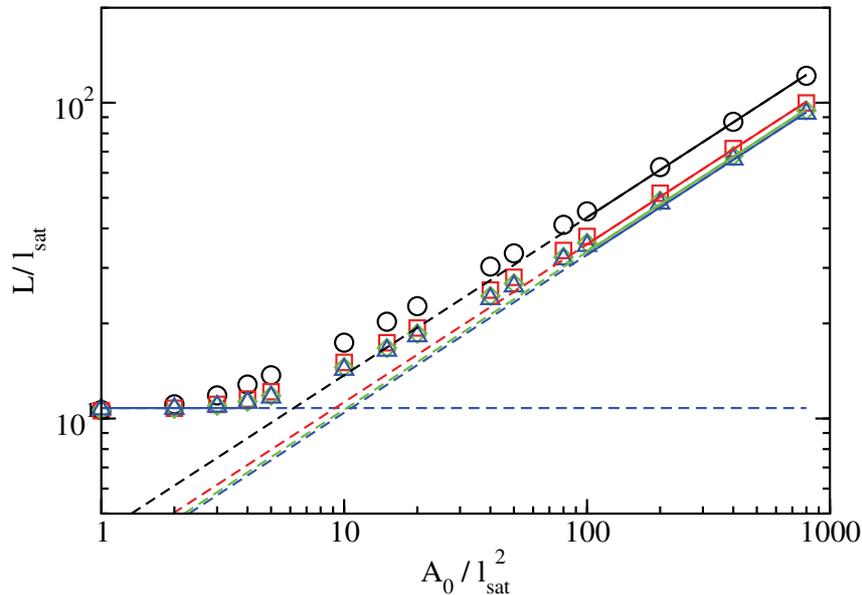


FIGURE 2.6 – Longueur d'équilibre de la dune L en fonction de son aire A_0 pour différents rapports S_0/S_c . Paramètres du modèle : $\mathcal{A} = 4,2$, $\mathcal{B} = 2$ et $n = 3/2$.

La variation de longueur d'équilibre de la dune L avec son aire A_0 présente également deux régimes comme pour la hauteur (voir fig. 2.6) :

- dans le régime I ($\bar{A}_0 \leq 3$), on observe que L ne dépend ni de l'aire de la dune ni de la force de l'écoulement :

$$\bar{L} = K_L^{(1)} = C^{te}; \quad (2.30)$$

- à l'instar de H , L croît avec l'aire de la dune de façon proportionnelle à $A_0^{1/2}$ dans

le régime II ($\bar{A}_0 \geq 80$) :

$$\bar{L} = K_L^{(2)} \bar{A}_0^{1/2}, \quad (2.31)$$

avec $K_L^{(2)}$ qui diminue avec la force de l'écoulement.

À l'inverse de H , L à l'équilibre diminue quand S_0/S_c augmente. Comme pour H , il existe une zone de transition entre ces 2 régimes pour une aire comprise entre 4 et 80.

Les lois d'échelle sur L peuvent en fait se déduire directement de celles de H . Si on considère que la dune a en première approximation une forme triangulaire, on peut définir une longueur équivalente L^* comme suit :

$$L^* = \frac{2A_0}{H}. \quad (2.32)$$

L^* fournit une approximation de la longueur L de la dune en utilisant son aire A_0 et sa hauteur H . En utilisant cette définition et en la combinant aux lois d'échelles obtenues pour H (éqs (2.26) et (2.27)), on obtient pour les deux régimes :

$$\bar{L}^* = 2/K_H^{(1)}, \quad (2.33)$$

$$\bar{L}^* = \left(2/K_H^{(2)}\right) \bar{A}_0^{1/2}, \quad (2.34)$$

ce qui correspond bien aux lois d'échelles obtenues pour L .

Nous avons vérifié que L^* constitue une bonne approximation de la longueur L de la dune. Lorsqu'on trace le rapport L^*/L pour différentes masses de dunes et différentes intensités d'écoulement (voir fig. 2.7), on observe que ce dernier reste constant : $L^* \approx 1,2L$.

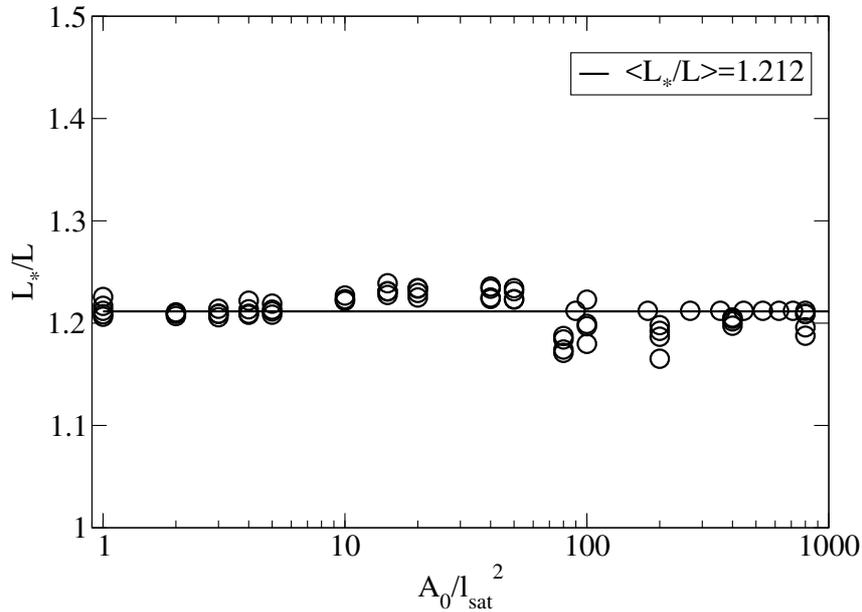


FIGURE 2.7 – Rapport L^*/L en fonction de l'aire de la dune pour différentes vitesses d'écoulement. Paramètres du modèle : $\mathcal{A} = 4,2$, $\mathcal{B} = 2$ et $n = 3/2$.

En utilisant la relation entre L^* et L , on en déduit les relations existant entre les paramètres K_L et K_H :

$$K_L^{(i)} \approx 1,66/K_H^{(i)}. \quad (2.35)$$

La première remarque qu'on tire de cette ré-écriture des lois d'échelles pour L est qu'il suffit de connaître les coefficients $K_H^{(i)}$ pour décrire à la fois la variation H et de L dans les régimes des petites et grandes dunes. La seconde est que la longueur d'équilibre L^*

dans le régime I correspond à la longueur de coupure λ_c prédite par l'analyse de stabilité linéaire (cf. section 2.1.3) :

$$\bar{L}^* = K_{L^*}^{(1)} = \frac{2}{K_H^{(1)}} = \bar{\lambda}_c = 13,2. \quad (2.36)$$

Ce résultat est très intéressant car il offre *a priori* un moyen indirect de mesurer la longueur de saturation dans des expériences. Nous y reviendrons dans le chapitre 4 consacré à l'étude expérimentale d'une dune isolée sous l'eau.

Rapport d'aspect

Une autre caractéristique intéressante des dunes est leur rapport d'aspect R :

$$R = H/L. \quad (2.37)$$

On définit également un rapport d'aspect équivalent R^* à partir de H et L^* tel que :

$$R^* = H/L^* = H^2/2A_0. \quad (2.38)$$

R^* et R sont reliés par la relation $R^* \approx 0,83R$ déduite de celle entre L^* et L . Comme ces deux paramètres sont liés, on choisit de n'en présenter qu'un seul pour décrire la variation avec l'aire pour différents rapports S_0/S_c . Celui qu'on retient est R^* qui se déduit directement R .

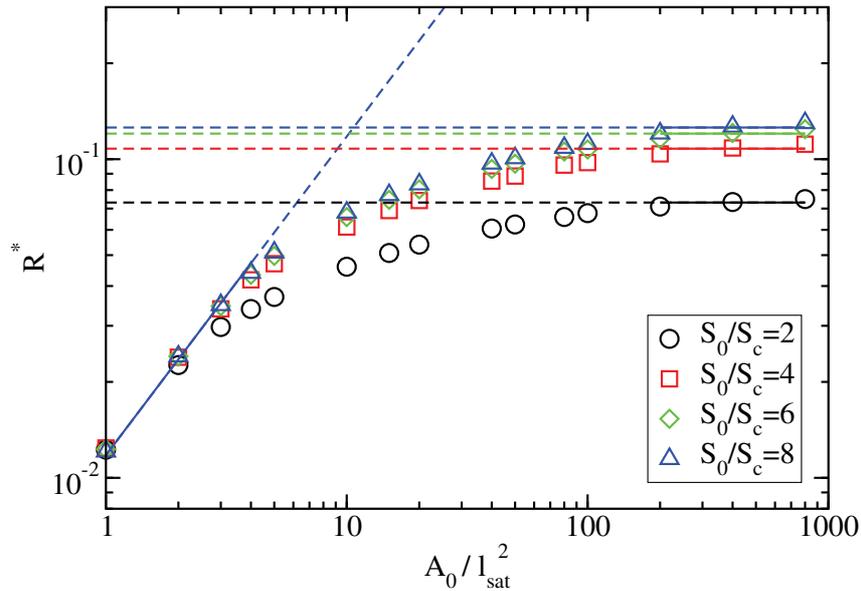


FIGURE 2.8 – Rapport d'aspect équivalent $R^* = H^2/2A_0$ en fonction de l'aire de la dune A_0 pour différentes vitesses d'écoulement. Paramètres du modèle : $\mathcal{A} = 4,2$, $\mathcal{B} = 2$ et $n = 3/2$.

On montre sur la figure 2.8 la variation de R^* à l'équilibre en fonction de l'aire de la dune pour différents rapports S_0/S_c . Nous retrouvons les deux régimes (I et II) qui donnent pour R^* les lois d'échelle suivantes :

$$R^* = K_{R^*}^{(1)} \bar{A}_0 = \frac{K_H^{(1)^2}}{2} \bar{A}_0 = \frac{2}{\lambda_c^2} \bar{A}_0 \quad (\text{régime I}), \quad (2.39)$$

$$R^* = K_{R^*}^{(2)} = \frac{K_H^{(2)^2}}{2} \quad (\text{régime II}). \quad (2.40)$$

Dans le régime I, le rapport d'aspect croît linéairement avec l'aire de la dune tandis que dans le régime II, il est invariant avec celle-ci. R^* augmente avec la vitesse de l'écoulement dans le régime II, ce qui n'est pas le cas dans le régime I.

L'évolution du rapport d'aspect avec la vitesse de l'écoulement se déduit directement des résultats obtenus sur les paramètres $K_H^{(i)}$ discutés dans la section 2.2.3 : $K_{R^*}^{(1)}$ est comme $K_H^{(1)}$ invariant avec la vitesse de l'écoulement tandis que $K_{R^*}^{(2)}$ augmente à l'instar de $K_H^{(2)}$ avec la vitesse de l'écoulement.

Il est possible de trouver une loi d'ajustement pour R^* qui permet de capturer correctement à la fois le régime transitionnel et le régime II. Il s'agit de la loi suivante (voir fig. 2.9(a)) :

$$\ln\left(\frac{R^*}{R_\infty^*}\right) = \ln\left(\frac{R_c^*}{R_\infty^*}\right) \exp\left(-\beta \ln\left(\frac{A_0}{A_c}\right)\right), \quad (2.41)$$

où R_c^* est la valeur de R^* à la fin du régime I (début du régime transitionnel) qui se produit pour une aire critique $\bar{A}_c = 3$, (soit $R_c^* \approx 0,04$), $R_\infty^* = (K_H^{(2)})^2/2$ est le rapport d'aspect dans le régime II et β un paramètre d'ajustement. Cette loi permet de capturer l'évolution de R^* pour des aires supérieures à 3 (en unités l_{sat}^2).

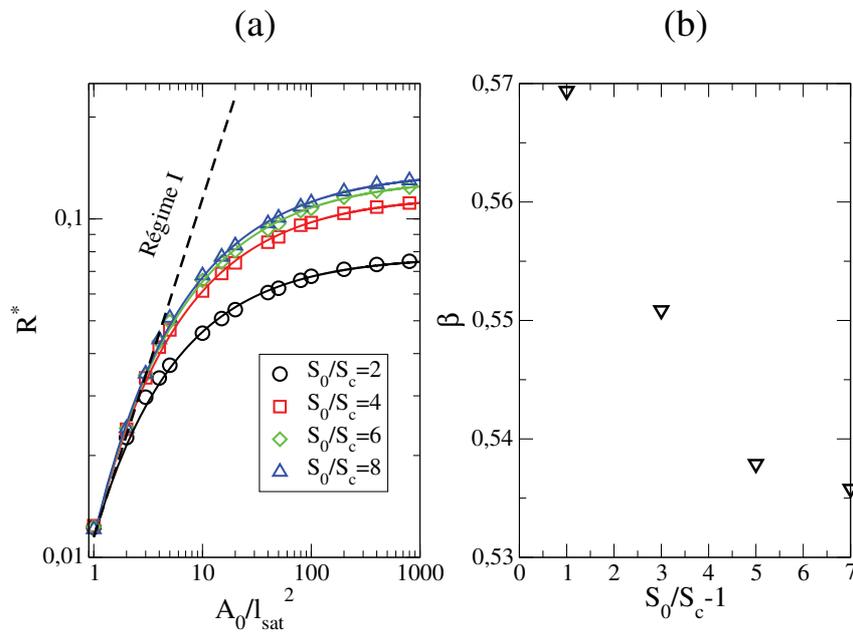


FIGURE 2.9 – (a) Ajustement du rapport d'aspect R^* en fonction de l'aire de la dune A_0 avec l'équation (2.41). (b) Variation du paramètre β avec $S_0/S_c - 1$. Paramètres du modèle : $\mathcal{A} = 4$, $\mathcal{B} = 2$ et $n = 3/2$.

On montre sur la figure 2.9(b) la variation du paramètre β en fonction de $S_0/S_c - 1$. On observe que β varie faiblement avec $S_0/S_c - 1$. Il est de l'ordre de $0,55 \pm 0,02$. Cela signifie que prendre une constante pour ce paramètre reste une bonne approximation pour l'ajustement.

Profils d'équilibre

Nous analysons maintenant les profils d'équilibre des dunes. Nous traitons d'abord le cas correspondant à un écoulement avec un nombre de Shields $S_0 = 4S_c$.

Les figures 2.10(a) et 2.10(b) montrent les profils des dunes pour différentes aires. Les petites dunes (celles dont l'aire est de quelques unités) sont très faiblement asymétriques. Puis, l'asymétrie s'amplifie à mesure que l'aire de la dune augmente.

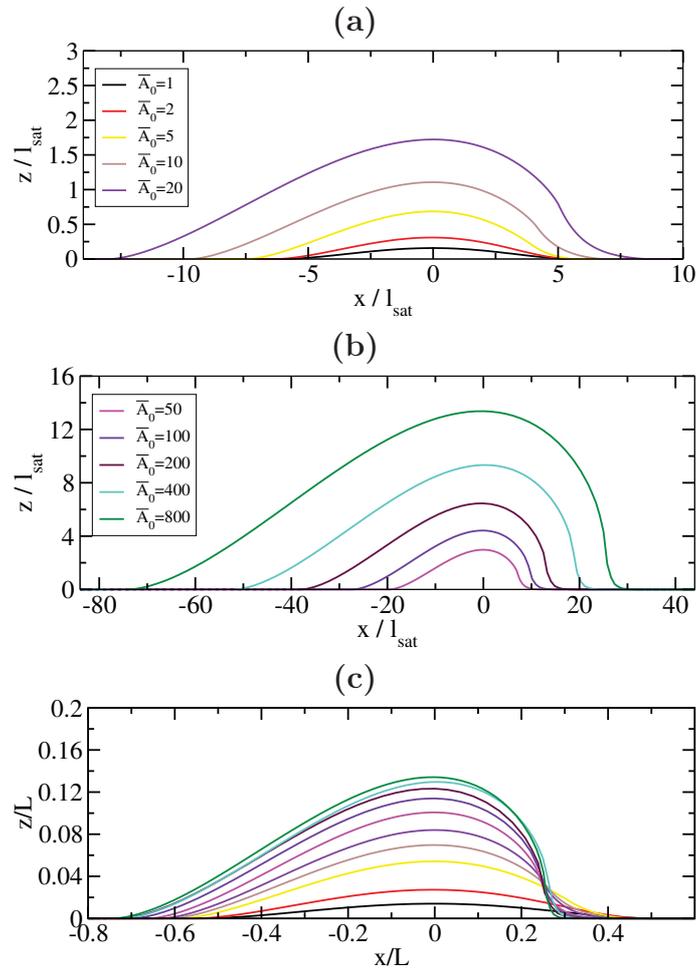


FIGURE 2.10 – Profils d'équilibre des dunes pour différentes aires A_0 . (a) $1 < \bar{A}_0 < 20$ comprenant le régime I et le début du régime de transition, (b) $50 < \bar{A}_0 < 800$ comprenant la fin du régime de transition et le régime II, (c) Ensemble des profils dunes, normalisés par leur longueur d'équilibre L . Intensité de l'écoulement : $S_0 = 4S_c$. Paramètres du modèle : $\mathcal{A} = 4, 2$, $\mathcal{B} = 2$, et $n = 1, 5$.

La figure 2.10(c) montre la même série de profils d'équilibre mais normalisés par leurs longueurs d'équilibre respectives. Cette représentation souligne l'augmentation graduelle de l'asymétrie des dunes à mesure que l'aire croît. Par ailleurs, on observe que pour les grandes aires ($\bar{A}_0 \geq 100$), les profils se superposent sur une courbe maîtresse caractérisant l'invariance d'échelle des grandes dunes.

Nous avons également extrait des profils, les pentes locales (voir figs 2.11(a)–(b)) pour les différents A_0 et S_0/S_c sondés. On remarque que les maxima sur les faces amont et aval augmentent avec l'aire de la dune (voir fig 2.12). Sur la face amont, on observe que pour A_0 fixée, le maximum de la pente augmente avec S_0/S_c puis sature pour des rapports supérieurs à 4. Par contre, l'influence de la vitesse de l'écoulement semble plus modérée sur la face aval : pour une aire donnée, le maximum augmente faiblement pour $S_0/S_c \leq 4$ et est constant au-delà.

Sur la face amont, l'angle maximum augmente jusqu'à une valeur asymptotique de 17° (voir fig 2.12(a)) tandis que sur la face aval, le maximum augmente jusqu'à des valeurs bien supérieures à l'angle maximum de stabilité de l'empilement, voisin 30° . Toutefois, on observe une saturation de la pente aval à une valeur de 70° (voir fig 2.12(b)). De telles valeurs de l'inclinaison de la face aval ne sont bien évidemment pas réalistes. Ce résultat est la conséquence des simplifications du modèle qui ne prend pas en compte le décollement de la couche limite et le phénomène d'avalanche sur la face aval. Malgré

ces simplifications, nous verrons que ce modèle simplifié permet néanmoins d'approcher correctement le profil d'équilibre amont de la dune.

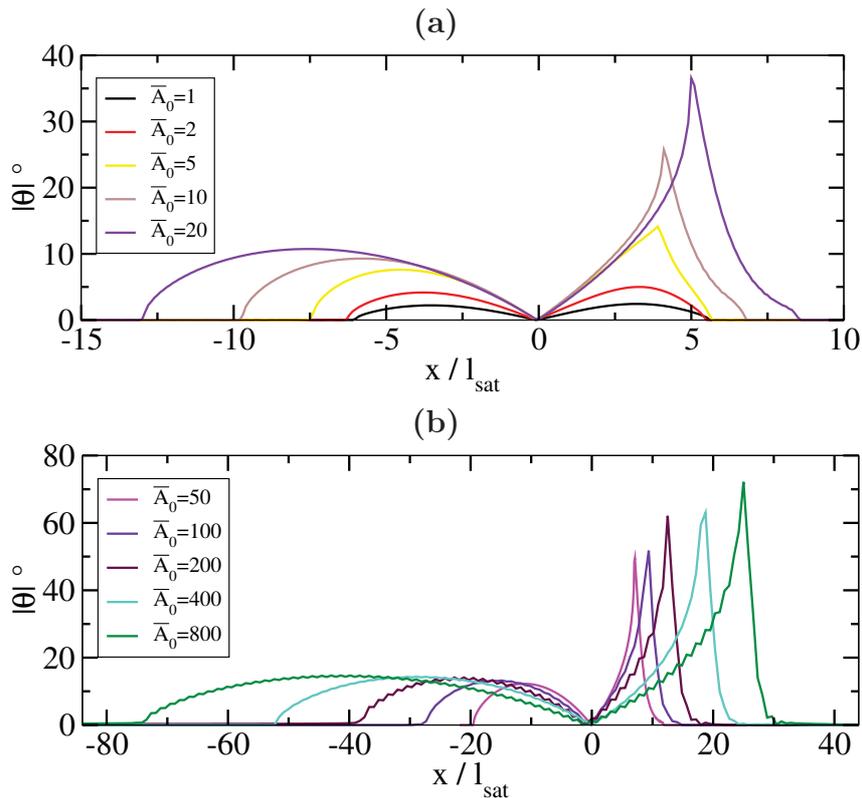


FIGURE 2.11 – Pentés locales des dunes dans les régimes I (a) et II (b). Paramètres du modèle : $\mathcal{A} = 4, 2$, $\mathcal{B} = 2$, $S_0 = 4S_c$.

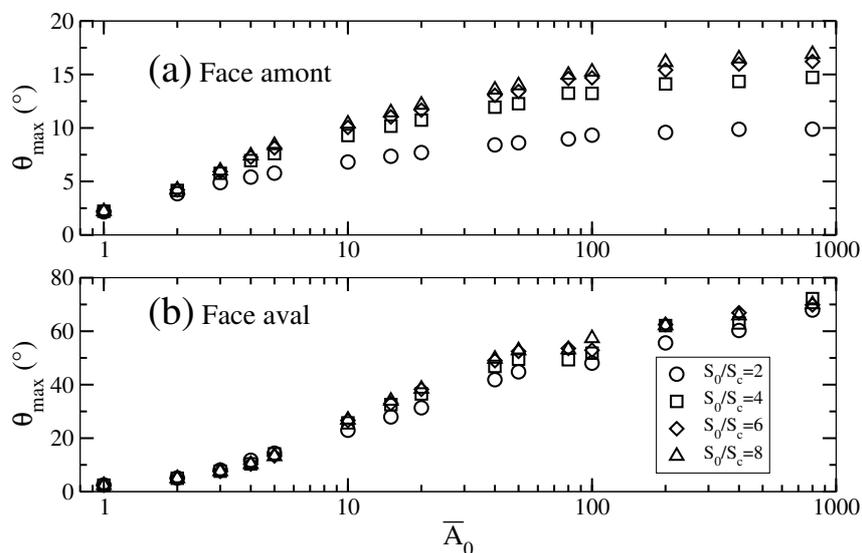


FIGURE 2.12 – Variation des maxima des pentes amont (a) et aval (b) des dunes aquatiques à l'équilibre en fonction de leur aire pour différentes vitesses d'écoulement. Paramètres du modèle : $\mathcal{A} = 4, 2$, $\mathcal{B} = 2$

2.2.4 Vitesse de migration

On s'intéresse à présent au volet cinématique, c'est-à-dire à la vitesse de migration des dunes aquatiques à l'équilibre. Comme pour la morphologie d'équilibre, nous souhaitons

caractériser sa variation avec l'aire de la dune et la force de l'écoulement.

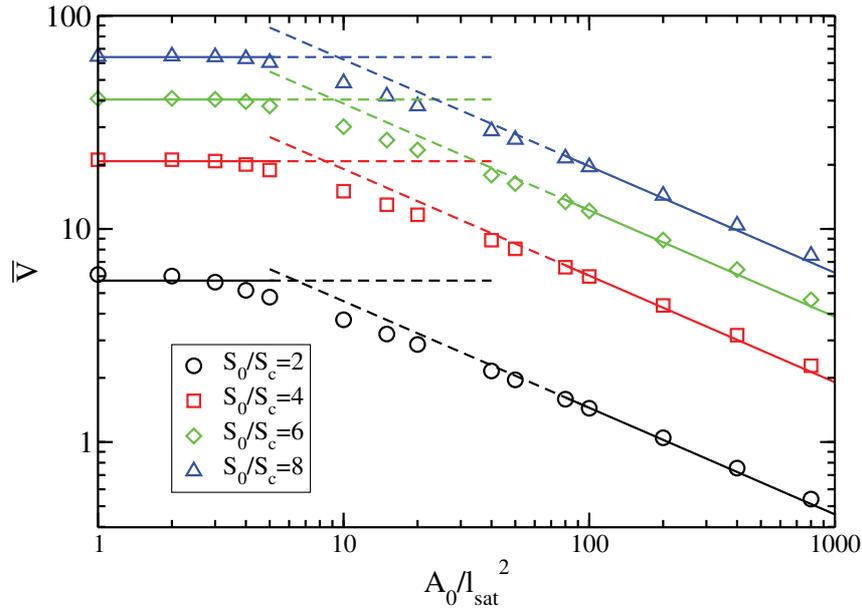


FIGURE 2.13 – Vitesse de migration \bar{V} de la dune en fonction de son aire pour différentes vitesses d'écoulement. Les droites en trait continu correspondent aux meilleurs ajustements des données basés sur les lois 2.42. Paramètres du modèles : $\mathcal{A} = 4, 2$ et $\mathcal{B} = 2$, et $n = 3/2$.

La figure 2.13 présente la vitesse de migration stationnaire de la dune en fonction de son aire A_0 pour différents ratios S_0/S_c . Comme observés sur les paramètres morphologiques, on distingue deux régimes caractérisés par les lois suivantes :

$$\bar{V} = K_V^{(1)} \quad (\text{régime I}), \quad (2.42a)$$

$$\bar{V} = K_V^{(2)}/\bar{A}_0^{1/2} \quad (\text{régime II}), \quad (2.42b)$$

avec $\bar{V} = V/v^*$ et $v^* = l_{sat}/t^*$. Le paramètre $K_V^{(i)}$ est un paramètre d'ajustement qui dépend de la vitesse de l'écoulement. La limite supérieure du régime I correspond à des aires $\bar{A}_0 \approx 3$ tandis que la limite inférieure du régime II est située aux alentours de $\bar{A}_0 \approx 80$. Ces limites correspondent à celle trouvées sur les paramètres morphologiques H et L .

Discutons d'abord de l'influence de la taille de la dune sur sa vitesse de migration pour une vitesse d'écoulement fixée. À vitesse d'écoulement fixée, on trouve que dans le régime I la vitesse de migration est invariante avec l'aire de la dune tandis que dans le régime II, celle-ci décroît proportionnellement à $A_0^{-1/2}$. Ce résultat est identique à celui obtenu dans le modèle développé par Kroy *et al.* (2002a) et Andreotti et Claudin (2002).

Un autre élément abondamment discuté dans la littérature (Andreotti *et al.*, 2002, Kroy *et al.*, 2002a, Groh *et al.*, 2008, Franklin, 2008) est la relation entre la vitesse de migration V et la longueur L de la dune (ou sa hauteur H). En tirant parti des lois d'échelle établies pour L et H (voir les équations (2.34), (2.26), et (2.27)), on trouve qu'à vitesse d'écoulement fixée, la vitesse de migration d'une dune varie de façon inversement proportionnelle à sa longueur L (voir la figure 2.15), et ce, quel que soit le régime d'équilibre (régime I, régime II ou régime de transition). Par contre, la proportionnalité entre V et $1/H$ n'est valable que dans le régime II où H est proportionnelle à L . Ce résultat est conforme aux prédictions du modèle de Kroy (Kroy *et al.*, 2002a) et semble robuste puisqu'il est également confirmé expérimentalement pour des barkhanes aquatiques à l'équilibre (Franklin, 2008).

Intéressons-nous maintenant à la variation de la vitesse de migration de la dune avec l'intensité de l'écoulement S_0/S_c pour une masse de dune donnée. Elle nous est donnée par la variation du paramètre $K_V^{(i)}$ (cf. éq. 2.42) et est présentée sur la figure 2.14. On

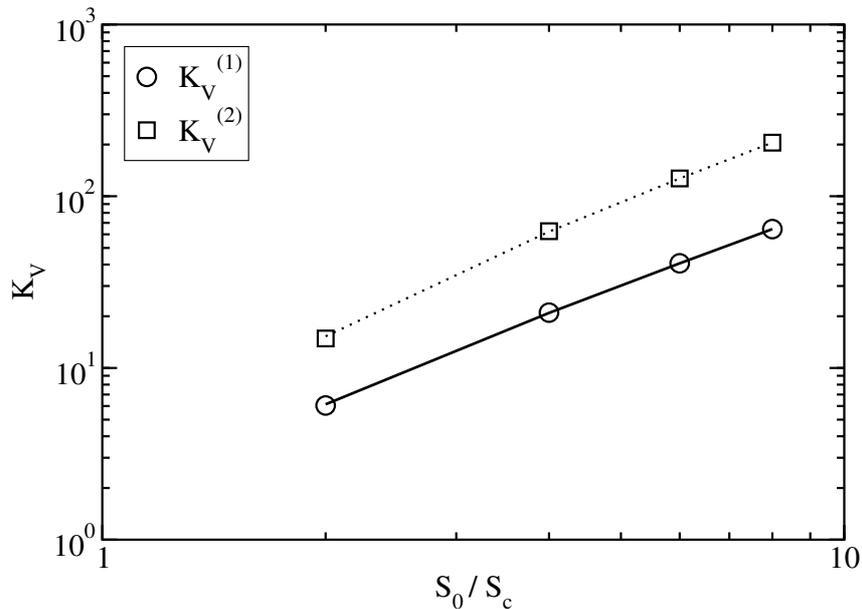


FIGURE 2.14 – Évolution des paramètres $K_V^{(1),(2)}$ en fonction de S_0/S_c . (○) régime I, (□) régime II. Les droites en trait plein et en tireté correspondent aux meilleurs ajustements obtenus sur les données en utilisant les éqs. 2.43. Paramètres du modèle : $\mathcal{A} = 4, 2$, $\mathcal{B} = 2$, $n = 1.5$.

trouve que K_V augmente avec l'intensité de l'écoulement pour les deux régimes I et II et peut être approché par la loi suivante :

$$K_V^{(i)} = K_{V_0}^{(i)} \left(\chi_V^{(i)} \frac{S_0}{S_c} - 1 \right)^{1,5}, \quad (2.43)$$

avec $K_{V_0}^{(1)} \approx 0,83$ et $\chi_V^{(1)} \approx 2,39$ pour le régime I et $K_{V_0}^{(2)} \approx 6,22$ et $\chi_V^{(2)} \approx 1,41$ pour le régime II.

Analyser la variation de la vitesse de la migration des dunes en fonction de leur aire A_0 n'est cependant pas forcément très judicieux car cette description nous oblige à distinguer le régime de petites dunes (où $V \sim Cst$) de celui des grandes dunes (où $V \sim 1/A_0^{1/2}$). Or nous avons vu qu'à vitesse d'écoulement fixée, la vitesse de migration V des dunes suit une loi en $1/L$ quelle que soit sa masse. Autrement dit, le produit $V \times L$ est constant pour une intensité d'écoulement donnée. Sa valeur dépend donc uniquement du rapport S_0/S_c comme illustré sur la fig. 2.15. Elle est très bien approchée par l'expression suivante :

$$\bar{V} \times \bar{L} \approx 8,7 \left(2,5 \frac{S_0}{S_c} - 1 \right)^{1,5}. \quad (2.44)$$

Cette dernière loi a l'énorme avantage de la simplicité. Le produit $V \times L$ est dimensionnellement égale à un flux mais n'a pas forcément d'interprétation physique simple.

Le produit de la vitesse de migration V avec la hauteur H a un sens physique plus clair. C'est le flux au sommet de la dune que l'on appelle Q^{crest} :

$$\bar{V} \times \bar{H} = \bar{Q}^{crest}. \quad (2.45)$$

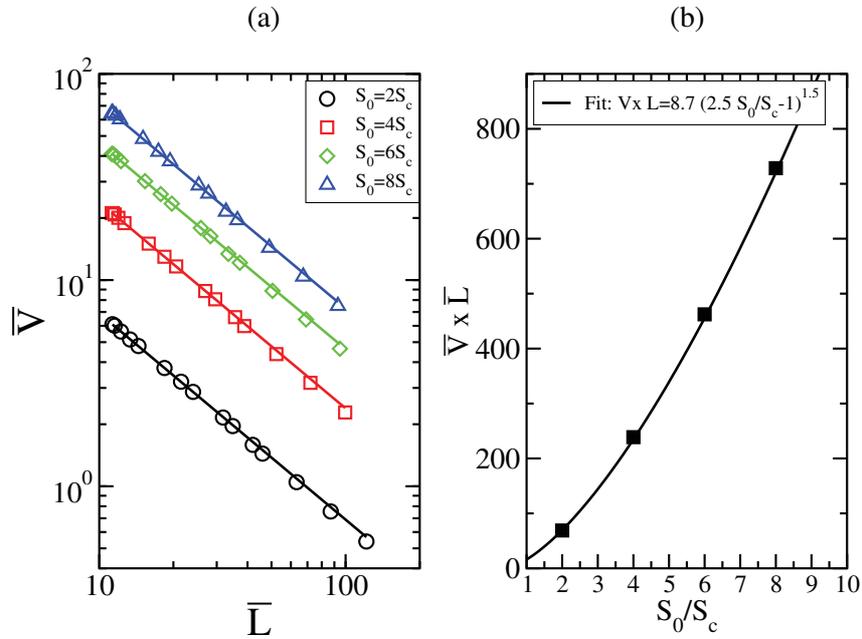


FIGURE 2.15 – (a) Vitesse de migration \bar{V} en fonction de la longueur L de la dune pour différentes valeurs du rapport S_0/S_c . (b) Produit $\bar{V} \times \bar{L}$ en fonction du rapport S_0/S_c . Paramètres du modèles : $\mathcal{A} = 4, 2$, $\mathcal{B} = 2$, $n = 1, 5$.

Cette égalité découle tout simplement de l'équation de la conservation de la masse appliquée à une dune à l'équilibre.

Nous avons tracé sur la figure 2.16 le flux au sommet de la dune en fonction de l'intensité de l'écoulement pour différentes aires de dunes A_0 et ajouté à titre de comparaison la loi de flux saturé. La plupart des données se trouvent au-dessus du flux saturé correspondant au lit plat (calculé à partir de la contrainte amont τ_0 ou du nombre de Shields amont S_0). Ce résultat n'est pas surprenant puisque l'écoulement a subi une accélération entre le bas de la dune et la crête. On remarque cependant que pour les petites dunes ($\bar{A}_0 \sim 1$), le flux reste inférieur au flux saturé, ce qui traduit que le flux a la crête est très loin d'être saturé.

Au lieu de comparer les mesures de flux au sommet avec le flux saturé estimé à partir du nombre Shields S_0 , il est plus judicieux de les comparer avec le flux saturé calculé avec la contrainte de cisaillement $S^{crest} = \chi^{crest} S_0$ au sommet de la dune. Le paramètre χ^{crest} est calculé directement à partir de l'équation (2.5).

On peut avoir au préalable une estimation de l'augmentation de la contrainte de cisaillement au sommet en faisant l'hypothèse que le flux y est saturé. En effet, en première approximation, le flux au sommet Q^{crest} ne doit pas être trop éloigné du flux saturé Q_{sat}^{crest} calculé avec la contrainte de cisaillement du sommet. On s'attend à ce que cette approximation soit d'autant meilleure que la dune est grande. On peut dans ces conditions déterminer le facteur d'augmentation χ^{crest} de sorte que le flux au sommet $V \times H$ s'ajuste au flux saturé au sommet :

$$\bar{V} \times \bar{H} \approx \bar{Q}_{sat}^{crest} \approx \left(\chi^{crest} \frac{S_0}{S_c} - 1 \right)^{3/2}.$$

En faisant cette hypothèse, on trouve que le facteur $\chi^{crest} = [1 + (\bar{V}\bar{H})^{2/3}] \times S_c/S_0$ (dédit de l'expression précédente) augmente avec la taille de la dune mais aussi avec l'intensité de l'écoulement (voir les symboles vides de la figure 2.17) : sur la gamme des paramètres sondée, χ^{crest} varie de 1 à 3.

Il reste à savoir si cette estimation de χ^{crest} donne des valeurs identiques à celles du calcul exact (éq. (2.5)). Nous présentons sur la figure 2.17 la comparaison entre ces deux

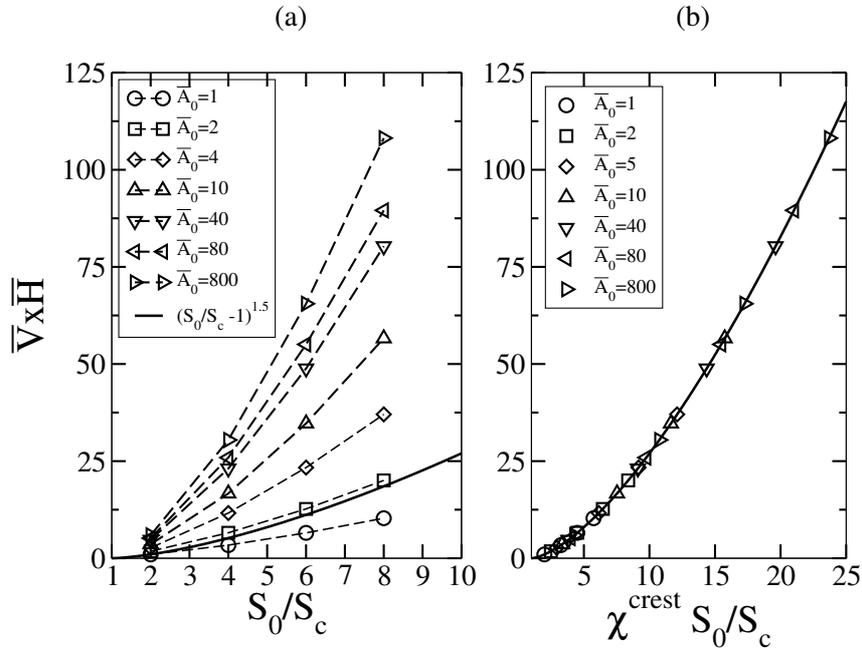


FIGURE 2.16 – (a) Flux au sommet de la dune en fonction de l'intensité de l'écoulement pour différentes tailles de dune. (b) Flux au sommet de la dune en fonction $\chi^{crest} S_0/S_c$, où le facteur d'augmentation de la contrainte au sommet de la dune. Le flux saturé adimensionnel est indiqué par la courbe en trait continu sur les deux figures. Paramètres du modèle : $\mathcal{A} = 4, 2$, $\mathcal{B} = 2$, $n = 1, 5$.

calculs de χ^{crest} . Comme attendu, on observe que l'écart est à peine perceptible pour les grandes dunes mais commence à devenir significatif pour les petites dunes, typiquement pour $\bar{A}_0 < 20$. L'hypothèse d'un flux saturé au sommet de la dune est donc très bonne pour les grandes dunes mais ne peut pas être maintenue pour les dunes d'aires $\bar{A}_0 < 20$, c'est-à-dire l'entièreté des dunes du régime I et une partie des dunes du régime de transition.

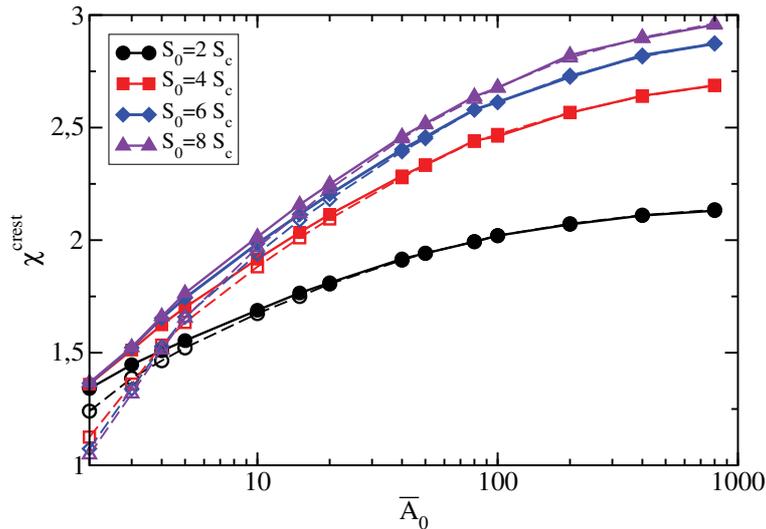


FIGURE 2.17 – Facteur d'augmentation de la contrainte au sommet de la dune χ^{crest} en fonction de son aire \bar{A}_0 : Les symboles pleins sont issus du calcul exact tandis que les symboles vides correspondent au calcul approché $\chi^{crest} = [1 + (\bar{V} \bar{H})^{2/3}] \times S_c/S_0$ dans l'hypothèse d'un flux saturé au sommet de la dune. Le calcul approché est identique au calcul exact pour des dunes d'aires $\bar{A}_0 > 20$. Paramètre du modèle : $\mathcal{A} = 4, 2$, $\mathcal{B} = 2$, $n = 1, 5$.

2.2.5 Pertinence du modèle simplifié

Malgré la simplification opérée dans notre modélisation (absence de décollement de la couche limite et du processus d'avalanche), nous retrouvons des résultats similaires à ceux du modèle de Kroy (Kroy *et al.*, 2002b,a, 2005) et de ses variantes (Andreotti et Claudin, 2002). En effet, nous retrouvons la distinction entre deux types morphologies mis en évidence par Kroy *et al.* : les dômes ou « proto-dunes » (Andreotti et Claudin, 2002) relativement symétriques et sans face d'avalanche et les dunes avec une face d'avalanche et invariantes d'échelle.

Notre analyse permet de montrer que la hauteur et la longueur des dunes à l'équilibre présentent des lois d'échelles différentes selon leur taille. Pour les petites dunes, leur hauteur est proportionnelle à leur aire ($H \propto A_0$) tandis que leur longueur est invariante et correspond à la longueur de coupure de l'analyse de stabilité linéaire d'un lit plat ($L = \lambda_c$). Pour les grandes dunes, leur hauteur et longueur varient proportionnellement à l'aire et sont donc invariantes d'échelle ($H \propto L \propto A_0^{1/2}$). Ces lois d'échelles sont similaires à celles proposées par Kroy *et al.* (2002a) pour les dunes éoliennes. Ce résultat nous indique que l'implémentation des mécanismes d'avalanches granulaires et de décollement de la couche limite n'est donc pas nécessaire pour obtenir ces lois.

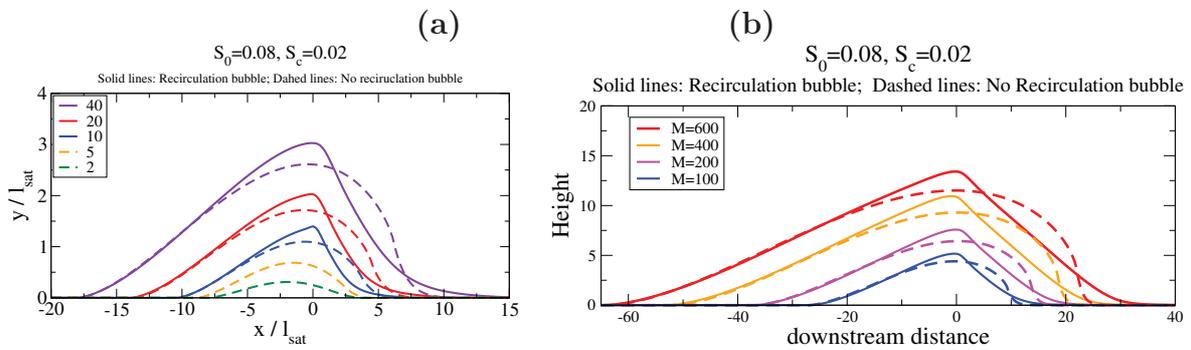


FIGURE 2.18 – Profils d'équilibre issus du modèle de Kroy qui prend en compte conjointement le processus d'avalanche granulaire dans la face aval et le décollement de la couche limite : **(a)** dunes d'aires \bar{A}_0 comprises entre 5 et 40, **(b)** dunes d'aires comprises entre 100 et 600. Ligne continue : modèle de Kroy et al. ; ligne discontinue : modèle simplifié. Paramètres du modèle : $S_0 = 4S_c$, $\mathcal{A} = 4, 2$, $\mathcal{B} = 2$, et $n = 1, 5$.

Il est cependant nécessaire de bien cerner les limites de ce modèle simplifié. Outre le fait qu'il n'est pas capable de reproduire des faces aval réalistes, nous voulons savoir dans quelles mesures le modèle donne des résultats quantitativement pertinents, notamment au niveau de la forme de la face amont. Pour cela, nous avons implémenté le phénomène d'avalanche granulaire dans la face aval ainsi que le décollement de la couche limite (cf. annexe A.1) en utilisant les mêmes hypothèses que celles employées par Kroy *et al.* (2002b) (voir section 2.1.1).

On trouve qu'il y a une différence d'environ 20% entre les hauteurs d'équilibre des dunes où sont pris en compte les processus d'avalanche granulaire et de décollement de couche limite avec celles des dunes où ils sont négligés. Néanmoins, les rapports d'aspect des dunes dans les deux cas restent très proches car la hauteur et la longueur d'équilibre varient à la hausse dans les mêmes proportions à peu près.

Sur les figures 2.18**(a)**–**(b)**, on montre la différence entre les profils obtenus à partir de notre modèle simplifié et ceux obtenus avec le modèle de Kroy. On observe clairement une différence morphologique qui se manifeste surtout sur la face aval. Ces nouveaux profils présentent comme attendu des caractéristiques plus réalistes vis-à-vis de la face aval où ont lieu les avalanches granulaires. Par ailleurs, on remarque que les profils obtenus avec

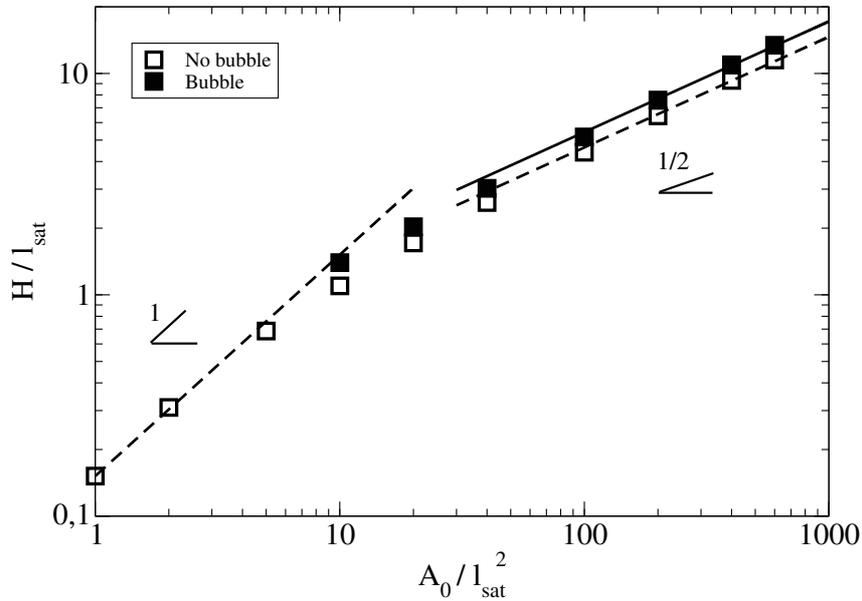


FIGURE 2.19 – Loi d'échelle de la hauteur d'équilibre en prenant en compte les avalanches granulaires et le décollement de la couche limite.

le modèle complet sont légèrement plus hauts et plus longs comparés aux ceux du modèle simplifié.

Concernant les lois d'échelles sur la hauteur et la longueur des dunes à l'équilibre, ces dernières restent inchangées comme on peut l'observer sur la figure 2.19 qui montre la hauteur d'équilibre H en fonction de l'aire de la dune \bar{A}_0 pour $S_0 = 4S_c$.

2.3 Dunes éoliennes à l'équilibre

2.3.1 Choix des paramètres du modèle

Nous avons vu dans la section 2.2 comment la morphologie d'équilibre d'une dune aquatique varie avec sa masse et la force de l'écoulement. On peut se demander comment ces résultats se comparent avec ceux des dunes éoliennes de plus grandes tailles. Pour apporter une réponse à cette question, nous présentons dans cette section une comparaison des paramètres H , L , R et V pour les dunes aquatiques et les dunes éoliennes.

La différence essentielle entre les dunes aquatiques et les dunes éoliennes concerne la longueur de saturation. Pour des particules de diamètre de l'ordre de la centaine de microns, la longueur de saturation estimée à partir de l_{drag} est de l'ordre de quelques millimètres dans l'eau et du mètre dans l'air. Ceci implique que la taille minimale d'une dune (qui est donnée par la longueur de coupure λ_c) est de l'ordre du millimètre dans l'eau et du mètre dans l'air. La taille minimale des dunes d'intérêt dans l'air est donc plus grande que celle dans l'eau d'au moins 2 ordres de grandeur. Le changement majeur que cela implique pour le modèle concerne le choix des paramètres \mathcal{A} et \mathcal{B} dans l'expression de la contrainte de cisaillement pour être en adéquation avec la taille des dunes étudiées. On a vu en effet dans le chapitre 1 que la valeur des paramètres \mathcal{A} et \mathcal{B} dépend principalement du rapport L/z_0 où L est la longueur de la dune et z_0 la rugosité hydraulique du substrat. Dans le cas des dunes éoliennes, L/z_0 est de l'ordre de 10^5 . À partir de l'expression analytique approchée de \mathcal{A} et \mathcal{B} , on obtient $\mathcal{A} \approx 4$ et $\mathcal{B} \approx 1$ (voir tableau 2.3).

Concernant le transport, nous testerons deux lois de flux différentes : une loi non-linéaire ($n = 1,5$) et une loi linéaire ($n = 1$). La loi généralement utilisée pour le transport éolien est la loi de Bagnold (1941) qui est similaire à la loi de Meyer-Peter et Müller pour

Paramètre	dunes centimétriques	dunes métriques
L/z_0	10^4	10^6
\mathcal{A}	4, 2	4
\mathcal{B}	2	1

TABLE 2.3 – Valeurs de paramètres du modèle suivant la taille de la dune.

le charriage (Meyer-Peter et Müller, 1948). C'est d'ailleurs cette loi qui est employée dans le modèle de Kroy et al. (Herrmann, 2002, Kroy *et al.*, 2002a) pour les dunes éoliennes. Cependant, les études récentes sur le transport éolien (Creysseels *et al.*, 2009) remettent en cause la loi de Bagnold et suggèrent plutôt une loi linéaire. Nous étudierons donc l'influence de la non-linéarité de la loi de transport sur les profils d'équilibre.

2.3.2 Hauteur, longueur et rapport d'aspect des dunes à l'équilibre

On s'intéresse dans un premier temps à la variation de la hauteur d'équilibre en fonction de l'aire de la dune éolienne pour $n = 1$ et $n = 1,5$ et pour différentes intensités d'écoulement. Comme pour les dunes aquatiques, on observe deux régimes selon la taille des dunes (voir fig. 2.20). Pour les petites dunes, la hauteur H varie linéairement avec l'aire A_0 , alors qu'elle varie comme $A_0^{1/2}$ pour les grandes dunes, et ce, quelle que soit la loi du flux. Comme dans le cas aquatique, nous pouvons écrire les lois de la façon suivante :

$$\bar{H} = K_H^{(1)} \bar{A}_0 \quad \text{pour} \quad \bar{A}_0 < \bar{A}_c \quad (\text{régime I}) \quad (2.46)$$

$$\bar{H} = K_H^{(2)} \bar{A}_0^{1/2} \quad \text{pour} \quad \bar{A}_0 > 100 \quad (\text{régime II}). \quad (2.47)$$

où A_c représente l'aire critique de la fin du régime I des petites dunes. On trouve une petite différence selon l'exposant de la loi de flux : pour $n = 1$, on a $\bar{A}_c = 10$ alors que pour $n = 1,5$, $\bar{A}_c = 7$. Le paramètre $K_H^{(1)}$ est indépendant de la force de l'écoulement, ce qui n'est pas le cas pour le paramètre $K_H^{(2)}$. La vitesse de l'écoulement a donc uniquement une influence dans le régime de transition et le régime des grandes dunes comme dans le cas des dunes aquatiques. Cependant, on peut noter une différence avec le cas aquatique. Le régime I s'étend sur une gamme d'aire plus large dans le cas éolien. Il s'étend jusqu'à $\bar{A}_c = 7 - 10$ contre $\bar{A}_c = 3$ pour le cas aquatique.

Concernant l'effet de la non-linéarité de la loi de transport, on observe que la différence entre les hauteurs d'équilibre obtenues pour les 2 lois de transport est insignifiante dans le régime I. On s'attend donc à ce que les profils d'équilibre de dunes soient identiques.

Dans le régime de transition et dans le régime II des grandes dunes, l'effet de la non-linéarité de loi de flux est très clair. La hauteur d'équilibre obtenue dans le cas linéaire est plus grande que celle obtenue dans le cas non-linéaire. Cette observation se confirme quelle que soit l'intensité de l'écoulement.

Revenons en détail sur l'influence de l'intensité de l'écoulement d'un point de vue quantitatif. La variation du paramètre $K_H^{(i)}$ (intervenant dans les lois d'échelle pour H) en fonction du rapport S_0/S_c est présentée sur la figure 2.27 pour $n = 1$ et $n = 1,5$.

Dans le régime I, il n'y a pas d'influence de l'intensité de l'écoulement sur la hauteur d'équilibre. On obtient respectivement pour $n = 1$ et $n = 1,5$:

$$K_H^{(1)} = 0,084 \quad (n = 1) \quad (2.48)$$

$$K_H^{(1)} = 0,079 \quad (n = 1,5). \quad (2.49)$$

Dans le régime II, on observe une augmentation du paramètres $K_H^{(2)}$ avec la force de l'écoulement. Ces derniers sont bien approchés par une loi exponentielle comme dans le

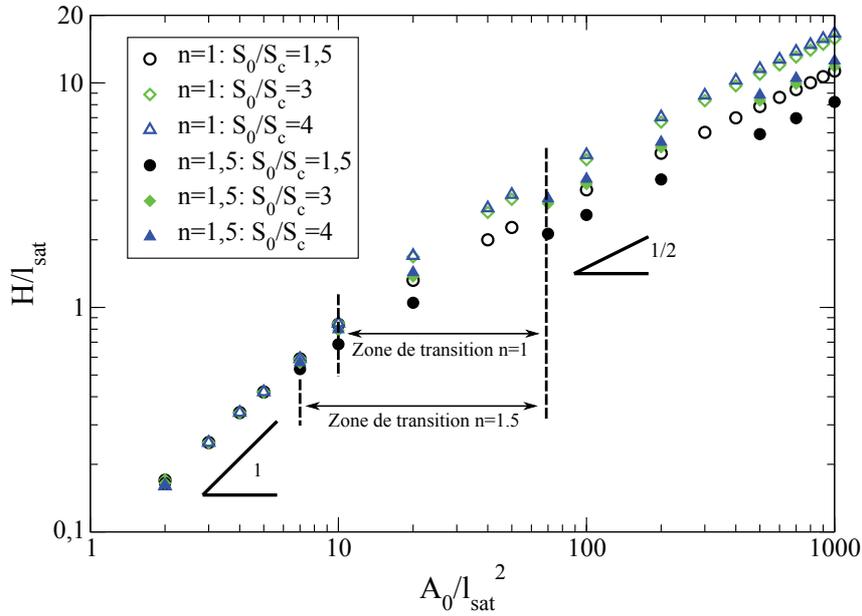


FIGURE 2.20 – Hauteur d'équilibre H des dunes éoliennes en fonction de leur aire : Loi de flux linéaire ($n = 1$: symboles vides) et loi de flux non-linéaire ($n = 1,5$: symboles pleins). Paramètre du modèle : $\mathcal{A} = 4$ et $\mathcal{B} = 1$.

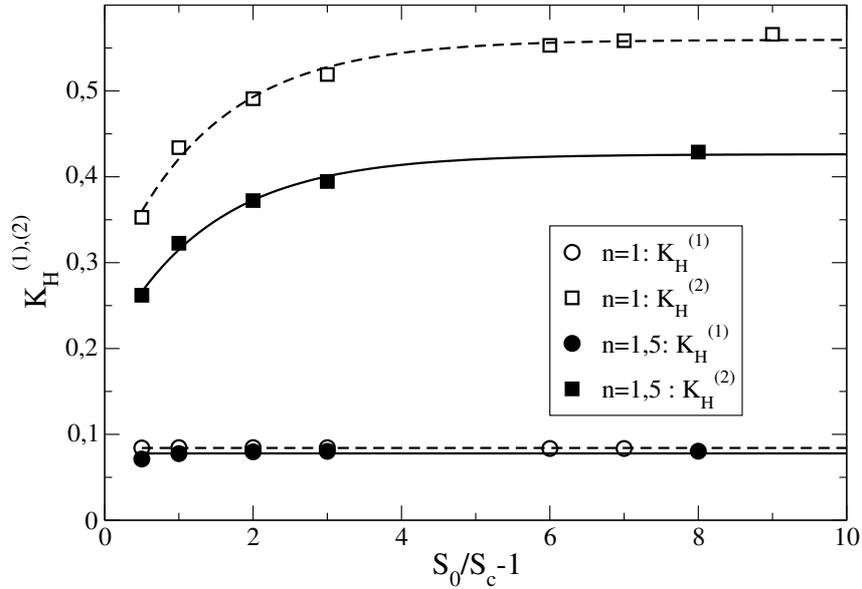


FIGURE 2.21 – Variation des paramètres $K_H^{(i)}$ avec S_0/S_c pour les deux lois de flux $n = 1$ et $n = 1,5$. Les symboles vides correspondent au cas $n = 1$, et les symboles pleins au cas $n = 1,5$. Les lignes en trait discontinu et continu correspondent aux meilleurs ajustements des données avec les éqs (2.28) pour $n = 1$ et $n = 1,5$, respectivement. Paramètres du modèle : $\mathcal{A} = 4$, $\mathcal{B} = 1$.

cas aquatique :

$$K_H^{(2)} = K_{H\infty}^{(2)} + \left(K_{H0}^{(2)} - K_{H\infty}^{(2)} \right) \exp \left(-\frac{S_0 - S_c}{\alpha S_c} \right), \quad (2.50)$$

avec

$$K_{H0}^{(2)} = 0,34, K_{H\infty}^{(2)} = 0,56, \alpha \approx 1,77, \quad \text{pour } n = 1, \quad (2.51a)$$

$$K_{H0}^{(2)} = 0,20, K_{H\infty}^{(2)} = 0,43, \alpha \approx 1,54, \quad \text{pour } n = 1,5 \quad (2.51b)$$

L'obtention d'une valeur $K_{H\infty}^{(2)}$ dans le cas linéaire supérieure à celle du cas non-linéaire

confirme bien que la hauteur d'équilibre prédite avec une loi de transport linéaire est supérieure à celle obtenue avec une loi de transport non-linéaire quelle que soit la force de l'écoulement.

Passons maintenant à l'analyse de la longueur d'équilibre L des dunes et de leur rapport d'aspect R . Les résultats du modèle montrent que L est proportionnelle à la longueur équivalente L^* définie à partir de l'aire A_0 et la hauteur H de la dune ($L^* = 2A_0/H$). Comme pour les dunes aquatiques, on trouve :

$$L^* \approx 1,2L.$$

Par conséquent, le comportement des autres paramètres morphologiques, L et R , se déduit directement de celui de H :

$$L \approx \frac{10A_0}{6H}, \quad (2.52)$$

$$R \approx \frac{6H^2}{A_0}. \quad (2.53)$$

On en déduit que la longueur d'équilibre L est invariante avec l'aire de la dune dans le régime I des petites dunes. À l'instar de H , la longueur L est dans ce régime insensible de la loi de transport utilisée. Dans le régime II des grandes dunes, la longueur L croît comme $A_0^{1/2}$, comme pour H . Enfin, la longueur de la dune est plus petite dans le cas $n = 1$ par rapport au cas $n = 1,5$, au contraire de H .

Le comportement du rapport d'aspect R se déduit également immédiatement. Il suit une variation linéaire avec A_0 dans le régime I et devient invariant avec l'aire de la dune dans le régime II. Comme attendu au regard des résultats sur H et L , la non-linéarité de la loi de flux influence le rapport d'aspect dans le régime II. Une loi linéaire produit des dunes avec un plus grand rapport d'aspect en comparaison avec celles obtenues avec une loi non linéaire (voir fig. 2.22). Comme nous l'avons établi pour les dunes aquatiques, on peut proposer une loi d'ajustement de R^* pour décrire sa variation à partir du régime transitoire :

$$\ln\left(\frac{R^*}{R_\infty^*}\right) = \ln\left(\frac{R_c^*}{R_\infty^*}\right) \exp\left(-\beta \ln\left(\frac{A_0}{A_c}\right)\right), \quad (2.54)$$

où R_c^* est le rapport d'aspect en $A_0 = A_c$, qui correspond à la fin du régime I (voir tableau 2.4), et R_∞^* est le rapport d'aspect dans le régime II ($R_\infty^* = (K_H^{(2)})^2/2$). L'ajustement des données fournit une valeur de β indépendante de la force de l'écoulement et de la loi de transport utilisée :

$$\beta \approx 0,90 \quad \text{pour } n = 1, \quad (2.55)$$

$$\beta \approx 0,94 \quad \text{pour } n = 1,5. \quad (2.56)$$

Ces valeurs sont à comparer avec celles obtenues pour les dunes aquatiques où l'on trouvait en moyenne $\beta \approx 0,55$. Cela traduit simplement le fait que le régime de transition dans le cas des dunes éoliennes s'étend sur une gamme d'aire restreinte par rapport au cas des dunes aquatiques.

2.3.3 Profils d'équilibre des dunes éoliennes

Nous finissons la description de la morphologie d'équilibre des dunes éoliennes par la forme des profils d'équilibre. Nous présentons sur la figure 2.23 quelques profils d'équilibre correspondant à différentes aires et obtenus à deux vitesses d'écoulement (notamment $S_0 = 1,5S_c$ et $S_0 = 4S_c$) pour les deux lois de transport testées. Ces profils d'équilibre confirment les résultats obtenus précédemment :

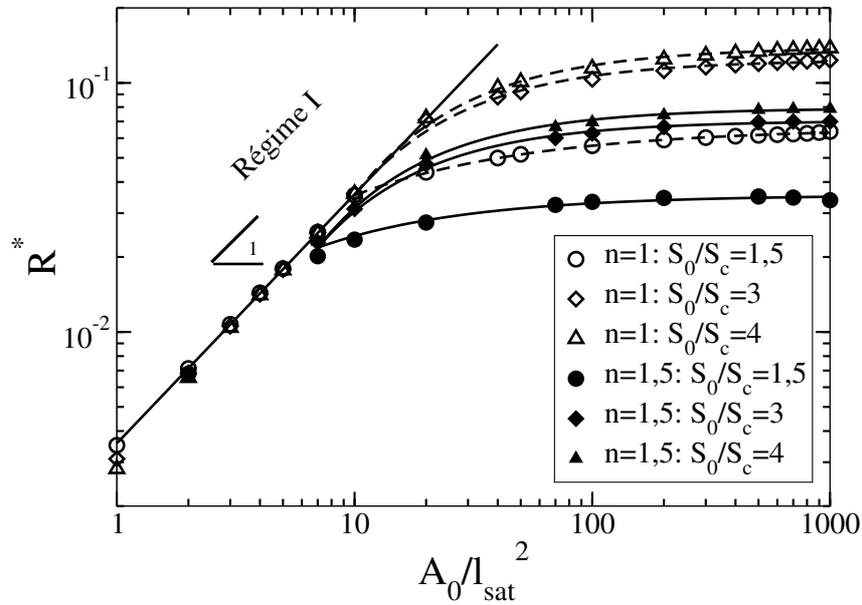


FIGURE 2.22 – Rapport d'aspect équivalent R^* des dunes éoliennes en fonction de leur aire A_0 pour différentes vitesses d'écoulement. Cas $n = 1$ (symboles vides), Cas $n = 1,5$ (symboles pleins).

S_0/S_c	R_∞^*		β	
	$n = 1$	$n = 1,5$	$n = 1$	$n = 1,5$
1,5	0,06595	0,03543	0,57769	0,69842
2	0,09796	0,05279	0,76433	0,92096
3	0,12370	0,07039	0,92291	0,93716
4	0,13800	0,07917	0,91150	0,93477
7	0,15878	-	0,89357	-
8	0,16205	-	0,89357	-
9	-	0,09366	-	0,93998

TABLE 2.4 – Paramètres d'ajustements de la loi de variation du rapport d'aspect des dunes éoliennes. $R_c^* = 0,03540$ et $\bar{A}_c = 10$ pour $n = 1$; $R_c^* = 0,02182$ et $\bar{A}_c = 7$ pour $n = 1,5$.

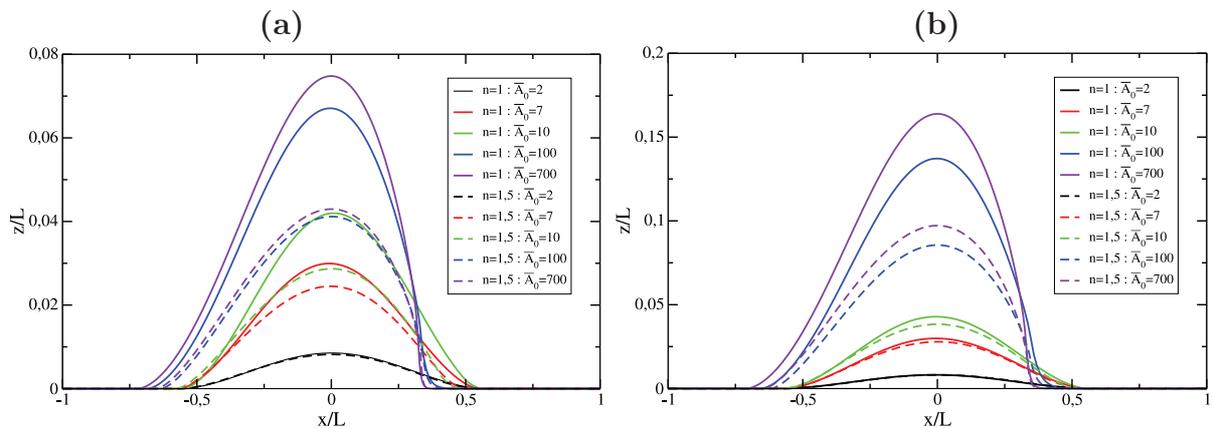


FIGURE 2.23 – Profils d'équilibre des dunes éoliennes selon leur aires A_0 : (a) $S_0 = 1,5S_c$ et (b) $S_0 = 4S_c$. Lignes continues, cas $n = 1$; lignes discontinues, cas $n = 1,5$. Paramètres du modèle : $\mathcal{A} = 4$, $\mathcal{B} = 1$.

- Les petites dunes présentent la même morphologie d'équilibre dans le cas d'une loi de transport linéaire et non-linéaire.
- Les grandes dunes obtenues avec une loi de transport linéaire ont un rapport d'aspect plus grand (dunes moins longues et plus hautes) que celles obtenues avec une loi de transport non-linéaire.

Concernant les pentes locales, on observe que le maximum de la pente de la face amont ainsi que celui de la face aval des dunes du cas $n = 1$ sont systématiquement supérieurs à ceux des dunes du cas $n = 1,5$ excepté dans le régime « petites dunes » où les pentes locales sont identiques pour les deux cas de loi de transport.

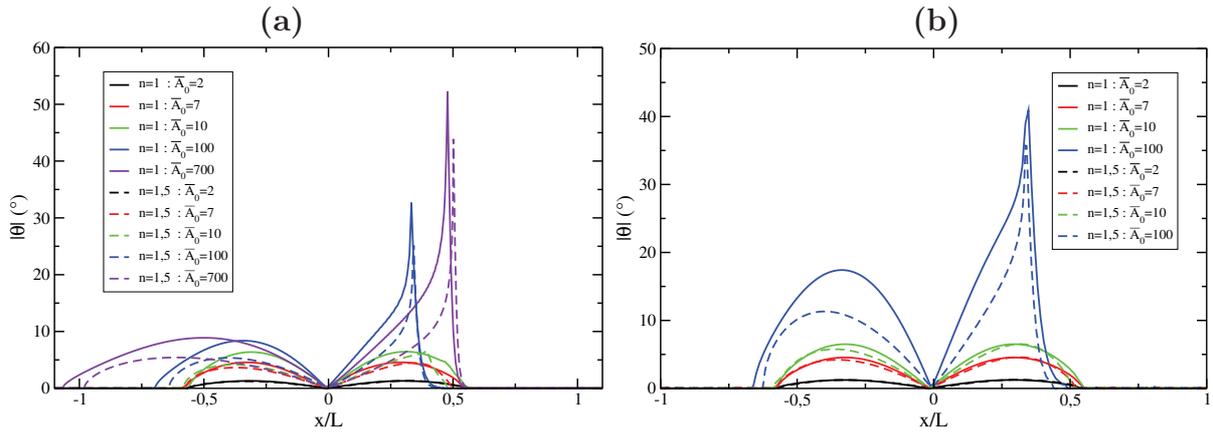


FIGURE 2.24 – Variation des pentes locales le long des profils d'équilibre des dunes éoliennes : (a) $S_0 = 1.5S_c$ et (b) $S_0 = 4S_c$. Lignes continues (cas $n = 1$) et lignes discontinues (cas $n = 1,5$). Paramètres du modèle : $\mathcal{A} = 4$, $\mathcal{B} = 1$.

Dans les deux cas, ces maximums augmentent puis saturent avec A_0 , idem avec S_0/S_c comme les dunes aquatiques.

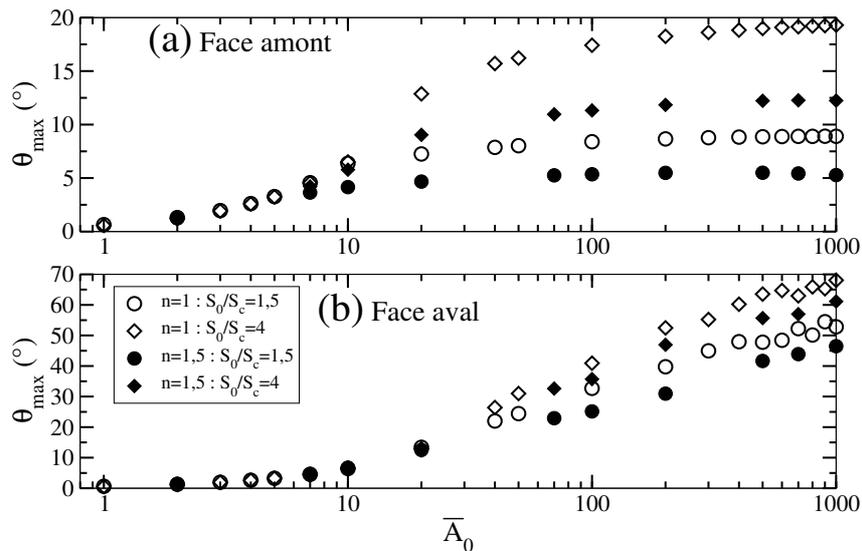


FIGURE 2.25 – Variations des maxima des pentes amont (a) et aval (b) des dunes éoliennes à l'équilibre en fonction de leur aire pour différentes vitesses d'écoulement. Paramètres du modèle : $\mathcal{A} = 4$, $\mathcal{B} = 1$, $n = 1$ (symbole vide) et $n = 1,5$ (symbole plein).

2.3.4 Vitesse de migration des dunes éoliennes

Nous nous intéressons à présent à la vitesse de migration des dunes éoliennes. Nous avons vu précédemment que les morphologies d'équilibre des grandes dunes sont différentes pour $n = 1$ et $n = 1,5$. Qu'en est-il de la vitesse de migration ?

La figure 2.26 montre la variation de la vitesse de migration des dunes en fonction de leur aire A_0 pour différents S_0/S_c . On retrouve les 2 régimes mis en évidence avec les dunes aquatiques : (i) un régime pour les petites dunes où la vitesse reste invariante avec l'aire de la dune et (ii) un régime pour les grandes dunes où la vitesse décroît comme $1/\sqrt{A_0}$. Par ailleurs, comme attendu, un accroissement de S_0/S_c produit une augmentation de la vitesse de migration.

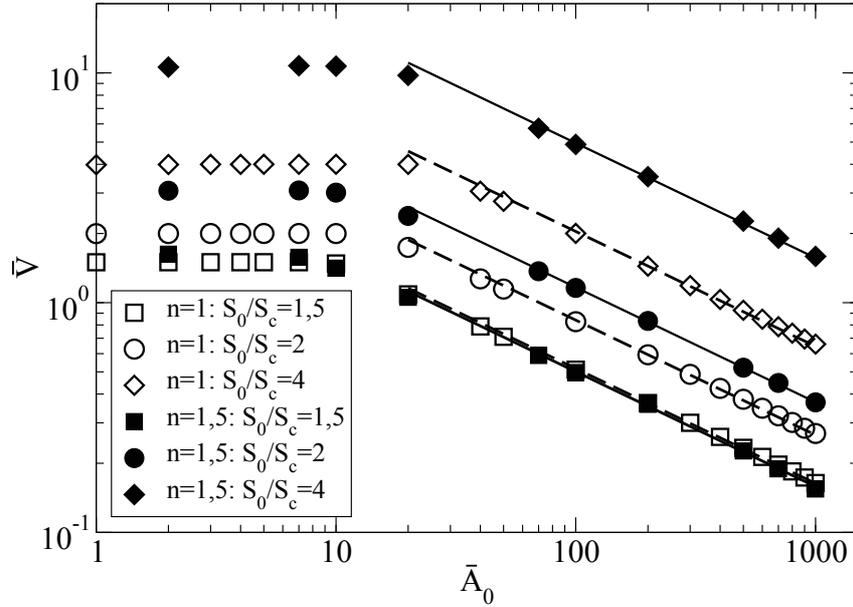


FIGURE 2.26 – Vitesse de migration des dunes éoliennes en fonction de leur aire pour différentes vitesses d'écoulement : loi de transport linéaire ($n = 1$, symbole vide) et loi de transport non-linéaire ($n = 1,5$, symbole plein). Dans le régime des grandes dunes ($\bar{A}_0 > 100$), les droites en traits continus et en tiretés correspondent aux meilleurs ajustements obtenus avec la loi $V \propto 1/\sqrt{A_0}$. Paramètres du modèle : $\mathcal{A} = 4$, $\mathcal{B} = 1$

Concernant l'effet de la loi transport, on observe un résultat surprenant. Pour un nombre de Shields $S_0 = 1,5S_c$, on obtient aucune différence de vitesse de migration des dunes pour les 2 lois de transport. Ce nombre de Shields semble singulier car pour des nombres de Shields plus grands, la vitesse de migration des dunes obtenues avec une loi non-linéaire est systématiquement supérieure à celle obtenue avec une loi linéaire, cela pour une aire de dune donnée. Nous reviendrons sur ce résultat plus tard.

Pour caractériser plus finement l'effet de la vitesse de l'écoulement sur la vitesse de migration des dunes, nous introduisons les paramètres K_V définis par :

$$\bar{V} = K_V^{(1)} \quad (\text{régime I}) \quad (2.57)$$

$$\bar{V} = K_V^{(2)} / \bar{A}_0^{0,5} \quad (\text{régime II}). \quad (2.58)$$

La variation de $K_V^{(i)}$, $i = \{1, 2\}$ avec le nombre de Shields est montrée sur la figure 2.27. Cette variation peut être ajustée par une loi du même type que celle proposée pour le cas des dunes aquatiques :

$$K_V^{(i)} = K_{V0}^{(i)} \left(\chi_V^{(i)} \frac{S_0}{S_c} - 1 \right)^n. \quad (2.59)$$

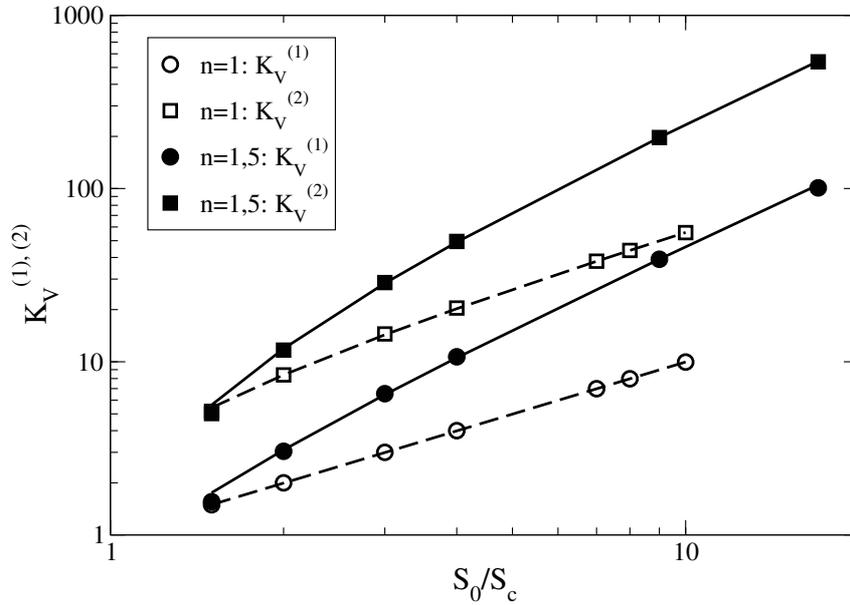


FIGURE 2.27 – Variation des paramètres K_V pour les dunes éoliennes avec S_0/S_c : cas $n = 1$ (symbole vide) et $n = 1,5$ (symbole plein).

n	$K_{V0}^{(1)}$	$\chi_V^{(1)}$	$K_{V0}^{(2)}$	$\chi_V^{(2)}$
1	0,3	3,5	3,4	1,7
1,5	0,41	2,4	5,1	1,4

TABLE 2.5 – Valeurs des paramètres $K_{V0}^{(i)}$ et $\chi_V^{(i)}$ obtenues pour les deux types de loi de transport.

Les valeurs des paramètres d'ajustements sont indiquées dans le tableau 2.5.

Comme les dunes aquatiques, les dunes éoliennes ont une vitesse de migration qui suit une simple loi en $1/L$ quelles que soient l'aire de la dune et la loi de flux. Les vitesses de migration s'expriment donc simplement (voir figure 2.28) comme :

$$\bar{V} = 7,05 \frac{(3,0S_0/S_c - 1)}{\bar{L}^*} \quad \text{pour } n = 1, \quad (2.60)$$

$$\bar{V} = 13,80 \frac{(2,0S_0/S_c - 1)^{1,5}}{\bar{L}^*} \quad \text{pour } n = 1,5. \quad (2.61)$$

Ces expressions confirment qu'il y a un croisement des courbes autour d'une valeur du nombre de Shields $S_0 = 1,5S_c$. Au-dessous de cette valeur, les dunes éoliennes avec une loi flux linéaire migrent plus vite que celles avec une loi non-linéaire. Au-dessus, c'est l'inverse qui se produit.

Pour expliquer ce comportement, il faut être conscient qu'il y a deux effets antagonistes qui entrent en jeu pour la vitesse de migration : l'effet de l'augmentation de la contrainte au sommet de la dune et celui de la non-linéarité de la loi de flux. Le premier effet est en faveur de la loi linéaire puisqu'on a vu que les dunes obtenues dans ce cas ont un plus grand rapport d'aspect et donc un plus grand facteur d'accélération – au premier ordre, on s'attend en effet à ce que le facteur d'accélération χ^{crest} varie proportionnellement au rapport d'aspect de la dune. Par contre, l'effet de la non-linéarité favorise une plus grande vitesse de migration puisque le transport est potentiellement plus efficace pour un même nombre de Shields S_0 (à condition que celui-ci soit supérieur à $2S_c$). Ces deux effets antagonistes conduisent à l'existence de 2 régimes : l'un à petit nombre de Shields où les dunes à flux linéaire migrent plus vite que les dunes à flux non-linéaire ; l'autre à plus grand nombre de Shields où les dunes à flux non-linéaire l'emportent.

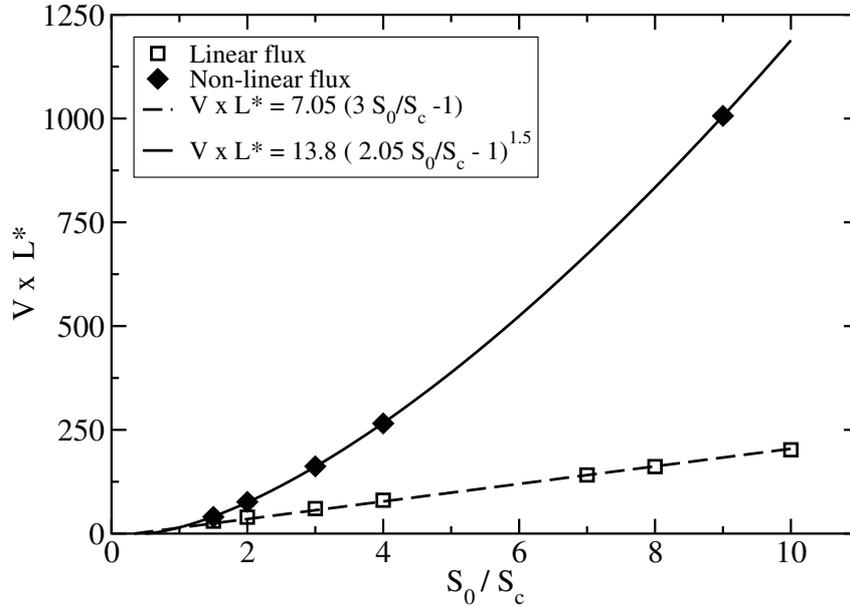


FIGURE 2.28 – Produit $\bar{V} \times \bar{L}^*$ (sans dimension) pour les dunes éoliennes en fonction du nombre de Shields : cas $n = 1$ (symbole vide) et $n = 1,5$ (symbole plein).

Pour étayer ce raisonnement, nous avons vérifié que le facteur d'augmentation de la contrainte au sommet χ^{crest} est systématiquement plus grand pour les dunes à flux linéaire comparées aux dunes à flux non-linéaire. Ce dernier est présenté sur la figure 2.29. Nous montrons les résultats obtenus à partir du calcul exact mais également à partir du calcul approché basé sur l'hypothèse d'un flux saturé au sommet de la dune ($\chi^{crest} \approx [1 + (\bar{V}\bar{H})^{1/n}] \times S_c/S_0$). Les résultats confirment nos prévisions :

- pour les dunes à flux linéaire, χ^{crest} varie de 1 à 3 ;
- pour les dunes à flux non-linéaire, χ^{crest} varie de 1 à 2.

On peut remarquer par ailleurs que les coefficients apparaissant dans la loi de la vitesse de migration (éq. 2.60-2.61) sont très proches des valeurs maximales du facteur d'augmentation χ^{crest} (2 et 3 respectivement pour les lois de flux non-linéaire et linéaire).

Deux autres points importants doivent être signalés concernant le facteur χ^{crest} . Premièrement, χ^{crest} augmente avec le nombre de Shields et l'aire de la dune comme pour les dunes aquatiques. Dans le régime I des petites dunes, l'effet du nombre de Shields est insignifiant alors que dans le régime II (grandes dunes), il a un effet majeur. Deuxièmement, le calcul approché basé sur l'hypothèse d'un flux saturé donne des résultats très satisfaisants dans le régime des grandes dunes mais donnent des prédictions mauvaises dans le régime des petites dunes. Ainsi, comme observé sur les dunes aquatiques, l'hypothèse d'un flux saturé au sommet de la dune devient erronée pour le régime des petites dunes.

En résumé, on retrouve les différents régimes d'équilibre des dunes avec une loi de transport linéaire. Toutefois, les dunes modélisées avec une loi de flux saturé non-linéaire se distinguent de leurs analogues modélisées avec une loi de flux linéaire par leurs rapports d'aspect plus petits dans le régime II. D'autre part, les dunes modélisées avec une loi de transport linéaire migrent moins vite que celles modélisées avec une loi de flux non-linéaire pour une aire fixée lorsque le rapport S_0/S_c est supérieur à 1,5. En dessous de cette valeur, ce sont les dunes à flux linéaire qui migrent plus vite.

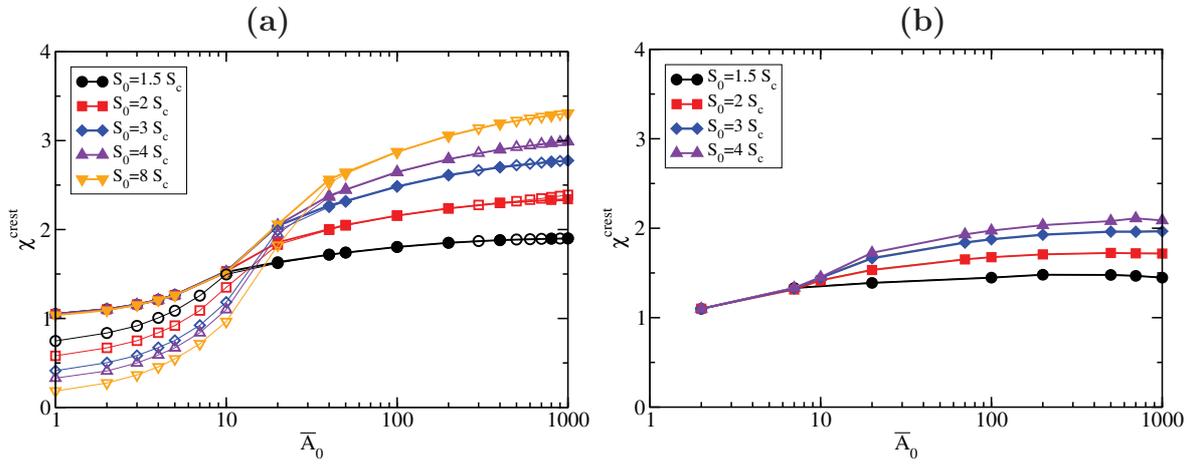


FIGURE 2.29 – Facteur χ^{crest} d’augmentation de la contrainte de cisaillement à la crête des dunes éoliennes en fonction de leur aire \bar{A}_0 pour différents nombre de Shields : **(a)** cas d’une loi transport linéaire ; **(b)** cas d’une loi non-linéaire. Les symboles pleins sont issus du calcul exact tandis que les symboles vides correspondent au calcul approché basé sur l’hypothèse d’un flux saturé au sommet de la dune. Le calcul approché s’écarte du calcul exact pour des aires $\bar{A}_0 < 20$.

2.3.5 Dunes éoliennes vs Dunes aquatiques

Nous nous intéressons ici aux différences entre les dunes aquatiques et les dunes éoliennes. Pour que les comparaisons aient un sens, nous considérerons les résultats sur les dunes éoliennes obtenues avec une loi de flux non-linéaire comme pour le cas des dunes aquatiques. La différence significative entre les dunes aquatiques et les dunes éoliennes se manifeste par deux caractéristiques essentielles dans le modèle : (i) une différence d’ordre de grandeur de la longueur de saturation (le centimètre dans l’eau contre le mètre dans l’air), et (ii) une différence dans l’écoulement au-dessus de la dune qui se matérialise par des valeurs différentes des paramètres \mathcal{A} et \mathcal{B} dans l’expression de la contrainte de cisaillement dérivée par Jackson et Hunt.

Comparons tout d’abord le rapport d’aspect des dunes aquatiques et éoliennes. La figure 2.30(a) montre l’évolution du rapport d’aspect R^* des dunes aquatiques et éoliennes en fonction de leur aire. Les dunes éoliennes présentent des rapports d’aspect inférieurs à ceux des dunes aquatiques pour une même aire A_0 adimensionnée et une même intensité d’écoulement S_0/S_c . Ce résultat est une conséquence directe du fait que le rapport \mathcal{B}/\mathcal{A} est différent pour les dunes aquatiques et éoliennes.

Nous avons étudié l’effet du rapport \mathcal{B}/\mathcal{A} sur le rapport d’aspect des dunes. Rappelons le rapport \mathcal{B}/\mathcal{A} intervient dans l’expression du nombre d’onde de coupure k_c issue de la stabilité linéaire d’un lit plan ($\bar{k}_c = \mathcal{B}/\mathcal{A}$). Pour cette étude, nous nous plaçons dans le régime II pour lequel R^* est constant quelle que soit la masse de la dune. On prend une dune d’aire $\bar{A}_0 = 80$ qui se situe au début du régime II pour les dunes aquatiques et éoliennes et fixons le nombre de Shields à une grande valeur $S_0 = 10S_c$. Pour un tel nombre de Shields, on se trouve dans le régime asymptotique où le rapport d’aspect ne varie plus avec le nombre de Shields.

Nous présentons sur la figure 2.30(b) la variation de R^* obtenue en faisant varier \mathcal{A} de 1 à 7, pour différentes valeurs de \mathcal{B} allant de 1 à 4. Ces gammes de valeurs correspondent aux valeurs typiques \mathcal{A} et \mathcal{B} lorsque L/z_0 varie sur plusieurs décades. Nous trouvons qu’à \mathcal{B} fixé, le rapport d’aspect d’une dune à l’équilibre croît avec \mathcal{B}/\mathcal{A} . On peut ainsi établir la loi suivante :

$$R^* \approx 0.75(1/\mathcal{B})(\mathcal{B}/\mathcal{A})^{1.7}. \quad (2.62)$$

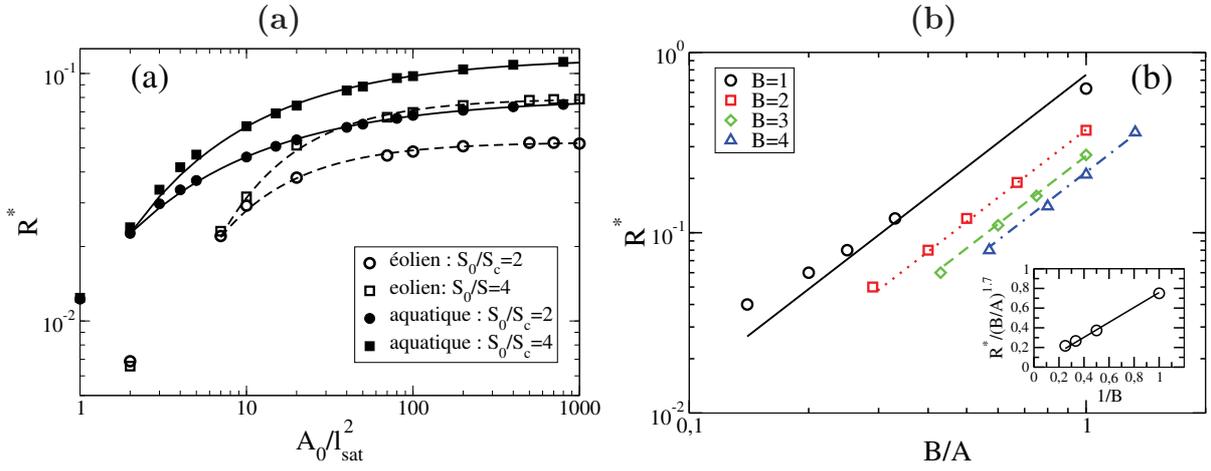


FIGURE 2.30 – (a) Rapport d'aspect des dunes aquatiques et éoliennes en fonction de leur aire pour différentes intensités d'écoulement : dunes éoliennes (symboles vides) et dunes aquatiques (symboles pleins). (b) Variation du rapport d'aspect des dunes en fonction du rapport B/A pour des valeurs de B fixées : $\bar{A}_0 = 80$ et $S_0 = 10S_c$. On trouve que : $R^* \approx (0,75/B)(B/A)^{1,7}$ $R^* \approx 0,75B^{0,7}/A^{1,7}$

Notons que pour établir ce résultat, nous avons fait abstraction du fait que pour une valeur L/z_0 correspond un couple univoque (A, B) .

En ce qui concerne la vitesse de migration adimensionnée, nous trouvons que celle des dunes aquatiques est supérieure à celle des dunes éoliennes pour une même aire adimensionnée comme on peut l'observer sur la figure 2.31(a). Ce résultat est une conséquence directe de la différence de rapport d'aspect entre les dunes aquatiques et éoliennes. Les dunes aquatiques ayant un rapport d'aspect plus grand, l'augmentation de la contrainte sur la face amont y est plus importante (voir figure 2.32) que pour les dunes éoliennes. D'où un flux plus important au sommet de la dune aquatique (voir figure 2.31(b)) entraînant automatiquement une vitesse de migration plus importante comparée à la dune éolienne pour un même S_0/S_c .

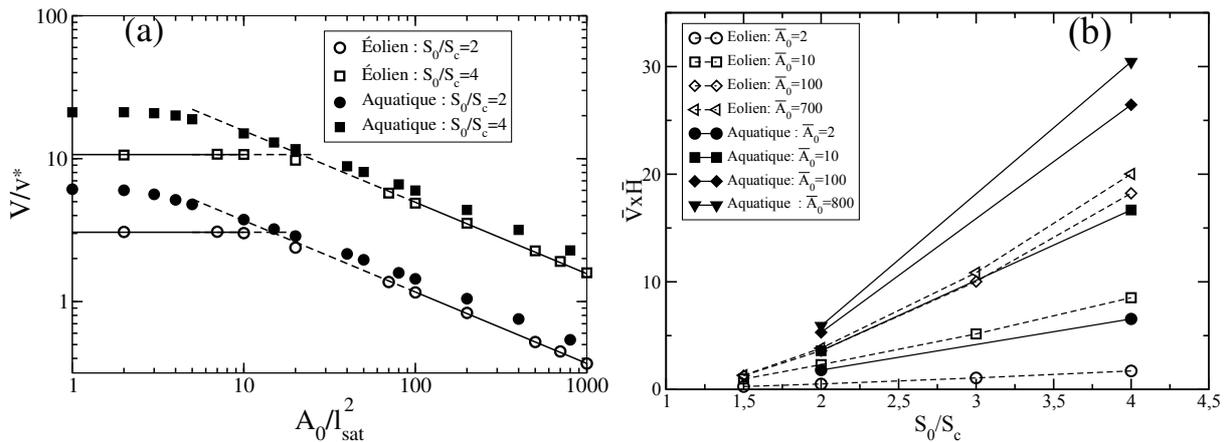


FIGURE 2.31 – (a) Comparaison des vitesses de migration des dunes aquatiques et éoliennes : \bar{V} versus \bar{A}_0 pour différents S_0/S_c . (b) Variation du produit $\bar{V} \times \bar{H}$ en fonction de S_0/S_c pour différentes aires de dunes : dunes éoliennes (symbole vide) et dunes aquatiques (symbole plein).

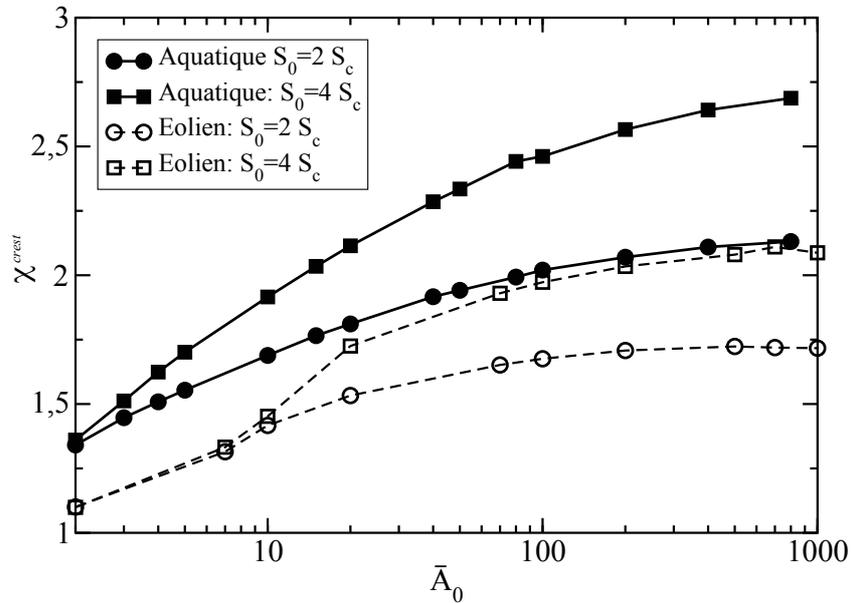


FIGURE 2.32 – Facteur χ^{crest} d'augmentation de la contrainte au sommet pour les dunes éoliennes et aquatiques en fonction de leur aire \bar{A}_0 pour différents nombres de Shields : dunes éoliennes (symbole vide) et dunes aquatiques (symbole plein). Il y a à peu près un facteur 1,3 entre le cas aquatique et le cas éolien pour un même S_0/S_c .

2.4 Synthèse

Nous avons montré qu'à partir d'une version simplifiée du modèle de Kroy qui ignore le décollement de la couche limite et les processus d'avalanches dans la face aval, on peut décrire les principales caractéristiques des dunes à l'équilibre. Nous confirmons ainsi l'existence de deux régimes pour les petites dunes et les grandes dunes. Dans le régime de petites dunes, la longueur d'équilibre des dunes est égale à la longueur de coupure λ_c prédite par l'analyse de stabilité linéaire d'un lit plat et est indépendante de sa masse. Pour les grandes dunes, leur hauteur et longueur varient de façon proportionnelle à la racine carrée de leur masse.

Nous avons également comparé les morphologies des dunes aquatiques et des dunes éoliennes. La différence intervient essentiellement au niveau de l'écoulement au-dessus de la dune. Du fait de leur différence de taille (de l'ordre du millimètre dans l'eau et du mètre dans l'air), les valeurs des paramètres \mathcal{A} et \mathcal{B} caractérisant l'écoulement au-dessus de la dune s'en trouvent modifiées. On montre que l'augmentation du rapport \mathcal{B}/\mathcal{A} conduit à des dunes possédant un plus grand rapport d'aspect. Le rapport \mathcal{B}/\mathcal{A} augmente quand on passe des dunes éoliennes aux dunes aquatiques. Une conséquence directe est que la vitesse adimensionnelle des dunes aquatiques est supérieure à celle des dunes éoliennes pour une vitesse d'écoulement et une aire adimensionnalisée (A_0/l_{sat}^2) données.

Dans le cas des dunes éoliennes, nous avons étudié l'effet de la non-linéarité de la loi de transport sur les formes d'équilibre. On montre qu'une loi de transport linéaire conduit à des dunes qui ont un plus grand rapport d'aspect que celles obtenues avec une loi de transport non-linéaire. Malgré leur plus grand rapport d'aspect, elles migrent moins vite que celles obtenues avec une loi non-linéaire. Ce résultat s'explique par le fait que la non-linéarité de la loi l'emporte sur le facteur d'accélération au sommet de la dune. Le flux au sommet de la dune reste plus important pour les dunes à flux non-linéaire que pour les dunes à flux linéaire.

Enfin, nous avons vérifié que les hypothèses simplificatrices que nous avons utilisés dans notre modèle conduisent à des résultats qui ne diffèrent pas significativement de

ceux obtenus avec le modèle complet de Kroy et al. En intégrant les processus négligés, les profils d'équilibre présentent des hauteurs plus importantes et des longueurs plus petites de l'ordre de 20%. Mais les exposants des lois d'échelle restent inchangées pour les régimes de petites dunes et grandes dunes.

Chapitre 3

Dispositif expérimental : dunodrome

Nous présentons dans ce chapitre le dispositif expérimental utilisé pour étudier l'évolution d'une dune aquatique isolée sous écoulement turbulent, unidirectionnel et stationnaire. Nous décrivons d'abord le dispositif expérimental pour l'étude de la morphodynamique d'une dune isolée en chenal étroit, puis les protocoles suivis pour la mise en place des expériences, l'acquisition des données et leur traitement. Enfin, nous décrivons les mesures réalisées et les variables extraites sur l'écoulement et la morphologie des dunes.

3.1 Description du dispositif

3.1.1 Géométrie du chenal

Le montage utilisé pour étudier les caractéristiques morphologiques et cinématiques des dunes dans l'eau est un chenal hydraulique clos avec un couvercle, fonctionnant en circuit fermé et inspiré du dispositif de Groh *et al.* (2008) (voir fig. 3.1). Nous appellerons ce dispositif « dunodrome ». Le dispositif présente une section large dans laquelle est généré

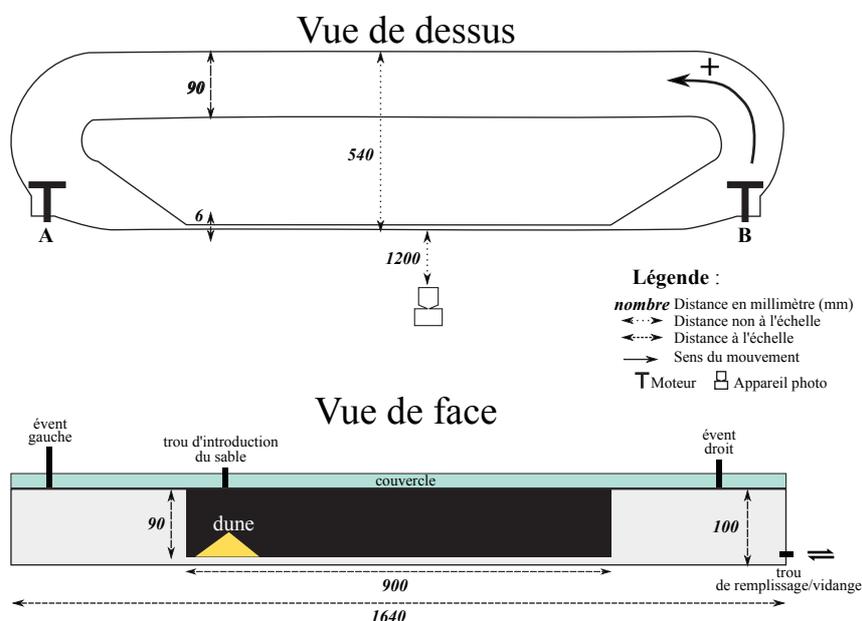


FIGURE 3.1 – Schéma du dispositif expérimental utilisé pour l'étude des dunes sous l'eau.

l'écoulement et une section étroite où est observée l'évolution morphologique des dunes (zone d'expérimentation). La mise en eau ainsi que la vidange se font par un trou situé au fond du chenal dans la section courbée de droite. Deux événements permettent d'évacuer l'air durant le remplissage. Ils sont positionnés sur le couvercle dans les 2 sections courbées

proches des extrémités sur l'axe médian longitudinal. À l'aplomb de la zone d'expérimentation, un trou situé à 200 mm du bord gauche sert à introduire le sédiment dans le chenal, dunodrome fermé. Les mesures morphologiques étant réalisées à partir de photographies, nous avons posé un film opaque sur la paroi interne de la zone d'expérimentation afin créer du contraste avec le sédiment sur les images.

Le dunodrome mesure 1640 mm de long et 540 mm de large dans son ensemble. La profondeur entre le fond et base du couvercle est $H_{chenal} = 90\text{ mm} \pm 1\text{ mm}$. La contenance du chenal est d'environ 22 litres. L'écartement interne dans les sections larges du chenal vaut $E_{max} = 90\text{ mm}$. La zone d'expérimentation mesure quant à elle $L_{chenal} = 900\text{ mm}$ de long et a un écartement interne $E_{min} = 6,03\text{ mm} \pm 0,25\text{ mm}$. Ces valeurs, moyenne et écart-type, ont été obtenues à partir de profils longitudinaux de l'écartement interne du chenal mesurés à trois hauteurs au-dessus du fond (10 mm , 40 mm et 70 mm , voir annexe B.1).

Pour le contrôle de l'horizontalité, le dunodrome est posé sur un système de plots dont les hauteurs sont ajustables (voir figure 3.2). L'horizontalité est ajustée à l'aide d'un niveau à bulle à affichage numérique avec une précision de $0,01^\circ$.

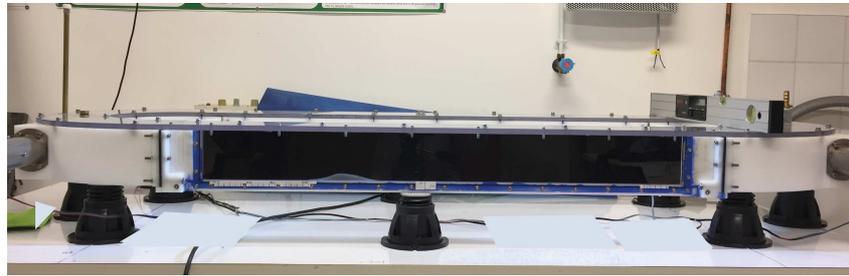


FIGURE 3.2 – Photographie du dispositif expérimental vu de face. Le dunodrome est assemblé à partir de 4 blocs (2 sections rectilignes, 2 sections en demi-arc de cercle). Les moteurs sont disposés dans les deux sections courbées de façon symétrique par rapport au plan médian du montage. L'ensemble repose sur des plots de hauteurs ajustables. La vitre de la zone d'observation ainsi que le couvercle sont en plexiglas.

L_{chenal}	900 mm
H_{chenal}	90 mm
E_{min}	$6,03\text{ mm} \pm 0,25\text{ mm}$

TABLE 3.1 – Principales caractéristiques de la zone d'observation.

3.1.2 Génération et contrôle de l'écoulement

L'écoulement est généré par deux moteurs situés dans les sections courbées (moteur **A** et **B**, fig. 3.1) et montés de façon symétrique par rapport au plan médian du dunodrome dans le sens de la largeur. Ces moteurs¹ sont alimentés par un générateur de tension continue² dont la tension de sortie est ajustable. Ils peuvent fonctionner dans les deux sens de rotation, ce qui permet de générer des écoulements identiques dans les deux directions d'écoulement. C'est ce qui sera fait dans notamment dans le chapitre 5 où nous étudions la morphologie d'une dune dans le cas de renversements successifs de la direction de l'écoulement.

1. Tension nominale 15 V.

2. Le voltage de fonctionnement est 24 V.

Les moteurs sont contrôlés par ordinateur avec une interface *LabView*[™] donnant accès à 3 commandes : marche ou arrêt des moteurs, sens de rotation et vitesse de rotation. La vitesse de rotation est établie par une consigne, notée C et échelonnée de 0 à 100% avec un pas d'incrément de 1%, qui fixe le pourcentage de la tension du générateur reçue par chaque moteur. La vitesse effective de rotation des moteurs ω_p est mesurée à l'aide de compte-tours magnétiques disposés sur les moteurs (voir photographie, fig. 3.2).

Pour nos expériences avec écoulement unidirectionnel, le moteur **A** fonctionne dans le sens horaire (-) et le moteur **B** dans le sens anti-horaire (+). La figure 3.3 donne les relations entre la consigne C et la vitesse effective de rotation ω_p des moteurs dans cette configuration. On obtient :

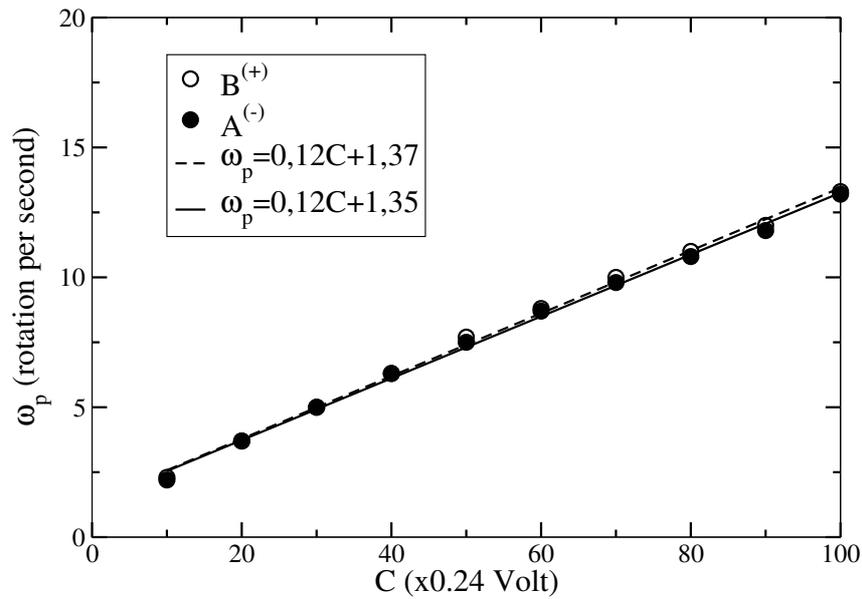


FIGURE 3.3 – Relation entre la consigne C et la vitesse effective de rotation ω_p des moteurs A et B respectivement dans le sens (-) et (+).

$$A^{(-)} : \omega_p = 120 C + 1,35 \quad , \quad (3.1)$$

$$B^{(+)} : \omega_p = 120 C + 1,37 \quad . \quad (3.2)$$

La vitesse de rotation ω_p est mesurée en tours par seconde et $0 < C \leq 1$.

3.1.3 Caractéristiques du sédiment utilisé

Nature, forme et taille

Pour les sédiments constituant les dunes expérimentales, nous avons utilisé des billes de verres sphériques, fabriquées par *Sigmund Lidner* (Silibeads type S), de deux classes de diamètre : $0,4 \text{ mm} - 0,6 \text{ mm}$ (n° 45015) et $0,75 \text{ mm} - 1,0 \text{ mm}$ (n° 4503). La première classe a été tamisée entre $0,4 \text{ mm}$ et $0,5 \text{ mm}$ afin de resserrer la distribution. Le diamètre médian est $d_{50} = 0,4 \text{ mm}$ pour la première classe de taille, pour la seconde, il vaut $d_{50} = 1 \text{ mm}$.

Les figures 3.4(a) et (b) montrent des photographies d'échantillons des particules que nous avons utilisées. Les caractéristiques de nos particules sont indiquées dans le tableau 3.2. On précise que l'indice de sphéricité correspond au ratio entre l'aire du disque inscrit à particule par l'aire du disque circonscrit à cette dernière, en 2D. Ainsi, pour une particule parfaitement sphérique, la sphéricité est égale à 1.

Les empilements formés dans le chenal avec nos particules ($0,4 \text{ mm}$ et 1 mm) présentent une inclinaison des flancs au repos θ_r en moyenne de 28° (voir exemple, fig. 3.5). Cela correspond à un coefficient de friction coulombien d'environ 0,53.

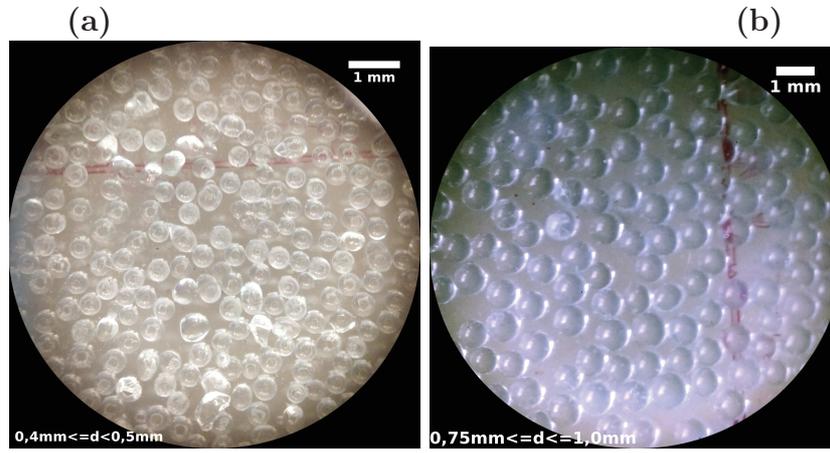


FIGURE 3.4 – Photographies des particules utilisées dans les expériences en chenal : (a) $0,4\text{ mm} \leq d < 0,5\text{ mm}$; (b) $0,75\text{ mm} \leq d \leq 1,0\text{ mm}$.

d (mm)	d_{50} (mm)	E_{min}/d_{50}	Sphéricité	ρ_p ($kg \cdot m^{-3}$)	u_{chute} (m/s)
0,4–0,5	0,4	~ 15	$> 0,89$	2500	0,0767
0,75–1,0	1,0	~ 6	$> 0,95$	2500	0,1212

TABLE 3.2 – Tableau récapitulatif des propriétés du sédiment utilisé dans les expériences. $\nu \approx 10^{-6} m^2/s$ dans l'eau.

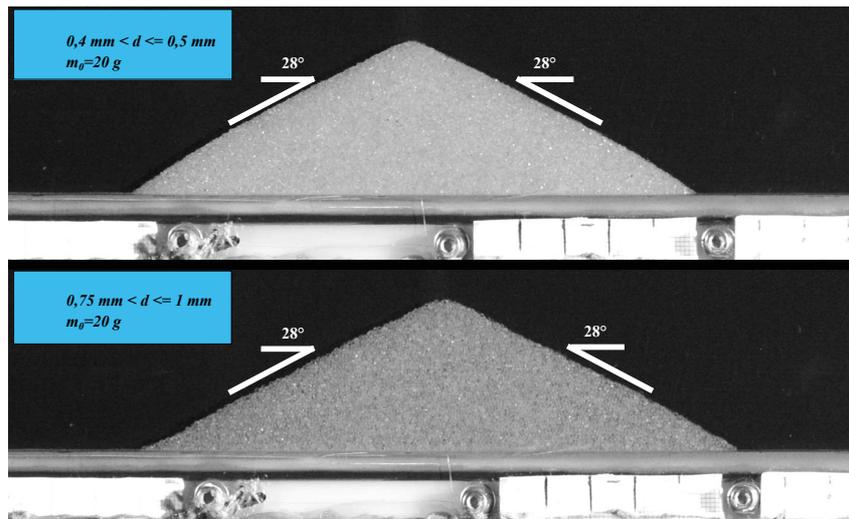


FIGURE 3.5 – Angle de repos des empilements initiaux θ_r obtenu avec nos deux classes de taille de billes. Les empilements ont été réalisés avec une masse de billes de verres sphériques $m_0 = 20\text{ g}$. L'inclinaison θ_r vaut 28° dans le dunodrome.

Dans la suite du manuscrit, nous allons prendre $d = d_{50}$ comme référence pour la taille des particules.

Seuil de transport

Le seuil de transport est un paramètre crucial dans notre étude. Le tableau 3.3 présente trois estimations ce paramètre en termes de nombre de Shields S_c et de vitesse de cisaillement basal u_c^* au seuil de transport. Ces valeurs serviront de référence pour la comparaison avec nos mesures expérimentales de seuil de transport.

À partir des relations empiriques de Van Rijn *et al.* (1993), Soulsby *et al.* (1997) et du modèle d'Andreotti (2011), nous obtenons les valeurs suivantes pour le seuil de transport

u_c^* :

- $0,0138 \text{ m/s} \leq u_c^* \leq 0,0176 \text{ m/s}$ pour $d = 0,4 \text{ mm}$;
- $0,0195 \text{ m/s} \leq u_c^* \leq 0,0247 \text{ m/s}$ pour $d = 1 \text{ mm}$.

En termes de nombre *Shields*, les S_c prédits par les formulations empiriques de Van Rijn *et al.* et de Soulsby donnent à peu près le même résultat :

- $S_c = 0,0329 \pm 0,0004$ pour $d = 0,4 \text{ mm}$;
- $S_c = 0,0321 \pm 0,0009$ pour $d = 1 \text{ mm}$.

Par contre, avec le modèle d'Andreotti, on obtient $S_c \approx 0,05$ pour $d = 0,4 \text{ mm}$ et $S_c = 0,04$ pour $d = 1 \text{ mm}$.

Van Rijn <i>et al.</i> (1993)				
$d \text{ (mm)}$	$d_\nu \text{ (mm)}$	d/d_ν	S_c	$u_c^* \text{ (m/s)}$
0,4	0,04	9,79	0,0325	0,0138
1,0	0,04	24,50	0,0329	0,0220
Soulsby <i>et al.</i> (1997)				
$d \text{ (mm)}$	$d_\nu \text{ (mm)}$	d/d_ν	S_c	$u_c^* \text{ (m/s)}$
0,4	0,04	9,79	0,0333	0,0140
1,0	0,04	24,50	0,0312	0,0214
Andreotti (2011), éq. (1.30)				
$d \text{ (mm)}$	$d_\nu \text{ (mm)}$	d/d_ν	S_c	$u_c^* \text{ (m/s)}$
0,4	0,04	9,79	0,0524	0,0176
1,0	0,04	24,50	0,0414	0,0247

TABLE 3.3 – Estimation des seuils de transport des particules utilisées dans les expériences à partir de formulations empiriques (Van Rijn *et al.*, 1993, Soulsby, 1997) et du modèle de Andreotti (2011) : $\nu = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, $g = 9,8 \text{ m/s}^2$, $\kappa = 0,41$, $z_0 = d/30$, $\mu = 0,53$.

3.2 Hydrodynamique dans le chenal

Pour caractériser l'hydrodynamique du fluide dans le chenal nous faisons des mesures du profil de vitesse de l'écoulement à différentes vitesses de rotation des hélices des moteurs.

3.2.1 Méthode de caractérisation par P.I.V

La P.I.V. (« particle image velocimetry ») ou vélocimétrie par imagerie de particules est une méthode qui permet d'estimer le champ de vitesse instantanée au sein d'un écoulement. Sa mise en œuvre nécessite que l'écoulement soit préalablementensemencé de traceurs. Le traceur doit être de taille suffisamment petite et de faible masse pour suivre correctement les lignes de courant. Ensuite, le fluide ensemencé est illuminé de sorte que les traceurs en mouvement soient visibles dans une région donnée de l'écoulement. Cette illumination est généralement assurée par un laser.

Le mouvement du fluide dans l'espace est capturé par une caméra capable de prendre une paire d'images à deux instants très rapprochés ($\Delta t \sim 10 \mu\text{s}$). Ensuite, le champ de déplacement des traceurs, puis le champ de vitesse instantanée est calculé sur chaque paire d'images successives.

Le principe de ce calcul est assez simple : chaque image d'une paire d'images est subdivisée en sous-fenêtres de quelques pixels (16x16, 32x32 ou 64x64 par exemple). Le motif lumineux des traceurs présents sur chaque sous-fenêtre de l'image prise à l'instant $t = t_i$ est comparé par inter-corrélation à ceux présents dans l'image prise à l'instant

$t = t_i + \Delta t$, Δt étant l'intervalle de temps entre les deux images. Le vecteur déplacement est calculé par la différence des positions où on a le maximum de corrélation. Ce déplacement, rapporté à la durée entre les deux images, permet d'obtenir le vecteur vitesse.

Nous avons utilisé du matériel développé par *LaVision*TM pour caractériser l'hydrodynamique dans le dunodrome par P.I.V. L'écoulement est illuminé par un laser pulsé émettant dans le vert (longueur d'onde : 532 nm ; puissance : $0,5 \text{ W}$). La caméra utilisée a une définition de 1600×1200 pixels et la fréquence d'acquisition des paires d'images est de 15 Hz . Comme traceur, nous avons utilisé des particules argentiques (taille $10 \mu\text{m}$). Pour le traitement des images et l'extraction du champ de vitesse, nous avons utilisé le logiciel Davis, également développé par *LaVision*TM.

3.2.2 Profils de vitesse

L'hydrodynamique au sein du dunodrome est caractérisée dans la région centrale de la zone d'expérimentation. Les profils de vitesse sont moyennés dans le temps et l'espace sur 800 paires d'images avec une résolution $\Delta z \approx 0,08 \text{ mm}$ suivant la verticale. On montre sur la figure 3.6(a) les profils de vitesse horizontale $U_0(z)$ générés par le moteur **B** dans le sens (+) pour différentes vitesses de rotation de l'hélice ω_p . Des profils similaires sont obtenus avec le moteur **A** dans le sens opposé.

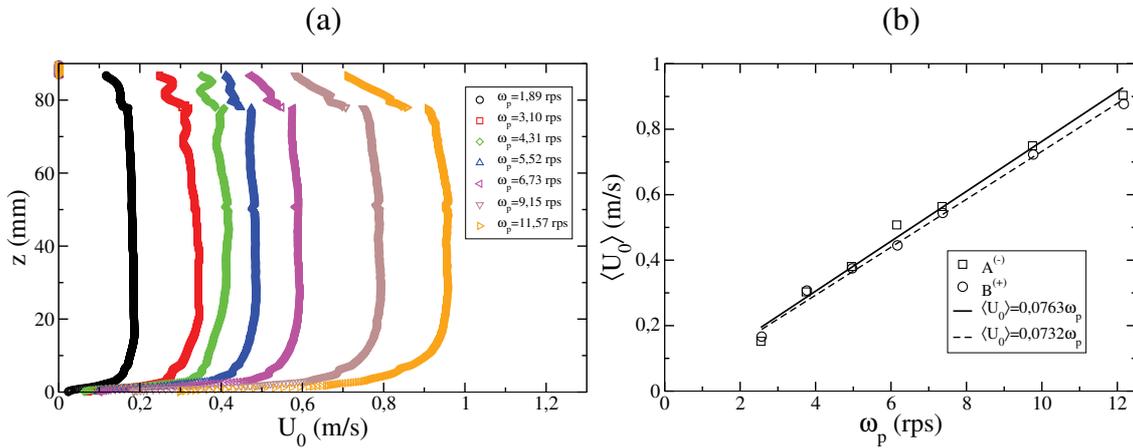


FIGURE 3.6 – (a) Profils des vitesses horizontales de l'écoulement au sein du dunodrome dans la région centrale (moteur **B**, sens (+)) pour différentes vitesses de rotation ω_p . Les irrégularités observées dans la partie haute des profils sont dues au masque créé par un trou de vis dans la fenêtre de mesure. (b) Vitesse moyenne $\langle U_0 \rangle$ de l'écoulement dans la colonne d'eau en fonction de la vitesse de rotation des hélices ω_p . Les droites d'ajustement des données sont indiquées en trait continu et en tireté.

On observe au cœur de l'écoulement que les profils sont relativement verticaux avec des zones de cisaillement près des parois. Ce type de profil est caractéristique des écoulements turbulents en conduite (profil bouchon). Nous obtenons le même type de profil dans le sens contraire avec le moteur **A**.

La vitesse moyenne de l'écoulement $\langle U_0 \rangle$ est calculée comme la moyenne du profil de vitesse dans la colonne d'eau :

$$\langle U_0 \rangle = \frac{1}{H_{\text{chenal}}} \int_0^{H_{\text{chenal}}} U_0(z) dz, \quad (3.3)$$

H_{chenal} étant la hauteur de l'écoulement. Dans la gamme de fonctionnement de notre montage, on trouve ainsi que la vitesse moyenne varie entre $0,1 \text{ m.s}^{-1}$ et 1 m.s^{-1} . Sur la

base du diamètre hydraulique D_h défini par :

$$D_h = \frac{4A_m}{P_m},$$

où $A_m = H_{chenal} \times E_{min}$ et $P_m = 2(H_{chenal} + E_{min})$ sont respectivement l'aire et le périmètre de la section mouillée, le nombre de Reynolds $Re = \langle U_0 \rangle D_h / \nu$ varie entre 1200 et 12000.

On trouve que la vitesse moyenne de l'écoulement est proportionnelle de la vitesse de rotation des hélices (voir fig. 3.6(b)) :

$$\langle U_0 \rangle_A \approx 0,076 \omega_p, \quad (3.4)$$

$$\langle U_0 \rangle_B \approx 0,073 \omega_p, \quad (3.5)$$

Par contre, on a une différence de 7% sur les vitesses moyennes entre les deux moteurs. Le moteur **A** génère des écoulements plus rapides que ceux du moteur B. Cela est dû au fait que les pales des hélices des deux moteurs sont montées avec la même orientation. Les pales génèrent ainsi des écoulements légèrement différents selon leur sens de rotation. C'est pourquoi les moteurs A et B qui fonctionnent avec des sens de rotation inversés produisent donc des écoulements d'une intensité légèrement différente.

À partir des profils de vitesses, nous déterminons la vitesse de cisaillement basal en ajustant par la « loi de la paroi » (éq. (1.9)) la région des profils près du fond entre 2 mm et 5 mm de hauteur (voir fig. 3.7(a)). Sur la figure 3.7(b), on montre la vitesse de cisaillement basal u_0^* exercée sur le fond du chenal en l'absence de dunes en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement $\langle U_0 \rangle$. On trouve que u_0^* varie linéairement avec $\langle U_0 \rangle$:

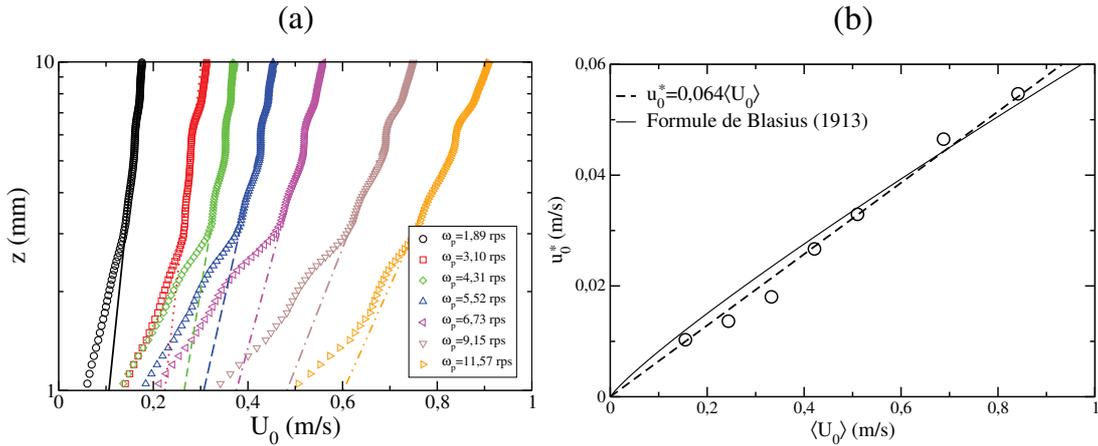


FIGURE 3.7 – (a) Extraction de la vitesse de cisaillement basal par ajustement de la région du profil près du fond. (b) Vitesse de cisaillement basale u_0^* exercée par le fluide sur le fond du chenal en fonction de $\langle U_0 \rangle$. La courbe en trait plein est la prédiction donnée par la formule de Blasius (éq. (3.2.2)) pour une conduite lisse de section circulaire et de diamètre égal au diamètre hydraulique de notre canal.

$$u_0^* \approx (0,064 \pm 0,007) \langle U_0 \rangle. \quad (3.6)$$

La forme de cette relation est compatible avec le fait que dans une conduite en régime turbulent la contrainte de cisaillement pariétal est proportionnelle à $\langle U_0 \rangle^2$ (cf. section 1.1.3). Les mesures de u_0^* dans notre canal de section rectangulaire sont relativement proches de celles prédites par la formule de Blasius pour une conduite lisse de section circulaire de même diamètre hydraulique (courbe en trait continu, figure 3.7(b)). Cette dernière prédit pour la vitesse de cisaillement d'un écoulement turbulent en conduite :

$$u_0^* = 0,19887 \left(\frac{D_h}{\nu} \right)^{-\frac{1}{8}} \langle U_0 \rangle^{\frac{7}{8}}.$$

Appliqué à notre montage, cela donne :

$$u_0^* \approx 0,062 \langle U_0 \rangle^{\frac{7}{8}}.$$

Mesure du seuil de transport

Nous avons réalisé des mesures du seuil de transport pour les deux tailles de particules que nous avons choisies d'étudier. Pour cela, nous procédons d'abord à l'étalement d'un empilement de masse donnée dans la zone d'expérimentation à vitesse d'écoulement faible mais capable cependant de mettre en mouvement le sédiment. Ce régime de faible vitesse permet effectivement un étalement du tas comme on le verra par la suite. On continue le processus d'étalement jusqu'à obtenir un lit plat et horizontal.

L'observation de l'initiation du transport est faite en filmant le lit de particules par le haut du chenal à une fréquence de 25 images par seconde sur une durée de 60 secondes. La fenêtre d'observation est d'environ 60 mm de long. On incrémente par pas de 1% la consigne C envoyée au moteur \mathbf{B} . On considère qu'on a dépassé le seuil de transport lorsqu'on observe au moins un évènement de transport (correspondant à un déplacement d'une particule) toutes les 10 s sur la fenêtre d'observation.

Le tableau 3.4 présente les résultats de ces mesures en termes de vitesse moyenne d'écoulement seuil $\langle U_0 \rangle_c$, vitesse de frottement seuil u_c^* et nombre de Shields seuil S_c . On peut noter que les vitesses moyennes seuils sont très proches pour $d = 0,4 \text{ mm}$ et

$d \text{ (mm)}$	$C_c \text{ (\%)}$	ω_{pc}	$\langle U_0 \rangle_c \text{ (m/s)}$	$u_c^* \text{ (m/s)}$	S_c
0,4	27	4,6	0,336	0,0215	0,079
1,0	26	4,5	0,328	0,0210	0,030

TABLE 3.4 – Résultats des mesures expérimentales du seuil de transport : u_c^* est estimé à partir l'éq. (3.6).

$d = 1 \text{ mm}$. Cela se traduit par des vitesses de frottement pratiquement identiques mais des nombres Shields assez différents :

- $u_c^* = 0,0215 \text{ m/s}$ et $S_c \approx 0,08$ pour $d = 0,4 \text{ mm}$;
- $u_c^* = 0,0210 \text{ m/s}$ et $S_c \approx 0,03$ pour $d = 1 \text{ mm}$.

Le résultat pour les petites particules est largement supérieur aux estimations basées sur les formulations de Van Rijn *et al.* (1993), Soulsby *et al.* (1997), Andreotti (2011) alors que pour les grandes particules le résultat est cohérent avec ces dernières.

Le grand nombre de Shields critique obtenu pour les petites particules est assez surprenant. Nous n'avons pas trouvé d'explications convaincantes à ce résultat. On peut suspecter toutefois un effet du confinement ou d'interaction avec les parois latérales.

3.3 Protocole expérimental et paramètres de contrôle

Dans cette section, nous décrivons le protocole expérimental employé pour l'étude d'une dune isolée sous un écoulement unidirectionnel stationnaire.

Les principales étapes de préparation d'une expérience sont :

- la mise en eau du chenal et le réglage de l'horizontalité ;
- la mise en place d'un tas de masse m_0 donnée dans la zone d'expérimentation ;
- la mise en marche de l'écoulement à la vitesse moyenne $\langle U_0 \rangle$ préalablement choisie ;
- l'arrêt de l'écoulement à la fin de l'expérience.

Les tas initiaux sont construits à partir de la vidange d'un entonnoir placé sur le couvercle du chenal dans la partie droite de la zone d'expérimentation. On obtient ainsi des empilements de forme triangulaire, symétriques et arrondis au sommet (voir figure 3.8).

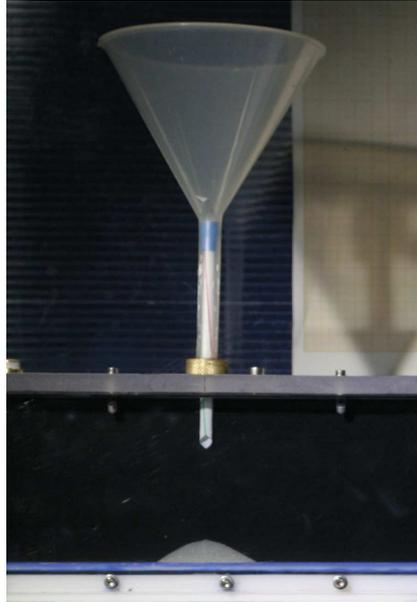


FIGURE 3.8 – Préparation des tas initiaux : le sédiment est introduit à l'aide d'un entonnoir par un trou percé dans le couvercle du chenal. Les tas sont formés dans une eau au repos.

Une fois le tas initial formé, nous actionnons le moteur B à la consigne choisie pour créer un écoulement de la gauche vers la droite dans la zone d'expérimentation. L'évolution spatio-temporelle de la déformation du tas, que nous appelons « dune » par la suite, est suivie par imagerie (voir section suivante). L'expérience est arrêtée lorsque la dune est sortie de la zone d'expérimentation.

Pour une classe donnée de sédiments, nous avons fait varier deux paramètres : la masse initiale de la dune m_0 et la vitesse moyenne de l'écoulement $\langle U_0 \rangle$.

3.4 Méthode d'analyse des images

Pour l'étude morphologique des dunes, nous utilisons un appareil photo Nikon D610 Reflex avec une définition maximale de 6016×4016 pixels². Situé à $1,2$ m du dunodrome, on capture toute la zone d'expérimentation avec une résolution spatiale de $0,12$ mm par pixel. Concernant la fréquence d'acquisition d'image, elle est fixée à 1 Hz pour les expériences en écoulement unidirectionnel.

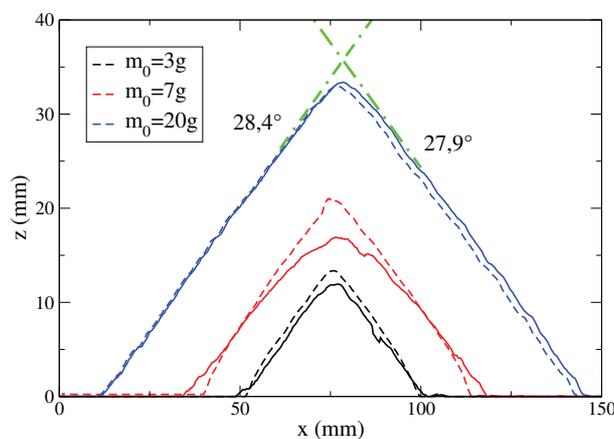


FIGURE 3.9 – Forme initiale des dunes obtenues pour les deux classes de sédiments et pour différentes masses : $d = 0,4$ mm (profil tireté) et $d = 1$ mm (profil continu).

À titre d'exemple, on montre sur la figure 3.9 les profils extraits à partir des images de trois empilements initiaux de masses m_0 égales à 3 g , 7 g et 20 g pour les deux classes de particules. Les profils sont extraits par une technique classique de traitement d'images à l'aide du logiciel libre ImageJ. Avec notre méthode, nous estimons avoir une erreur sur l'estimation de la hauteur inférieure à $0,25\text{ mm}$.

3.4.1 Compacité des empilements initiaux

L'extraction des profils des dunes nous permet d'estimer la fraction volumique des empilements initiaux. L'aire initiale mesurée A_0 est en effet reliée simplement à la masse m_0 par :

$$A_0 = \frac{m_0}{\phi \rho_p E_{min}} . \quad (3.7)$$

où ϕ est la fraction volumique solide de l'empilement et E_{min} l'écartement du chenal. Pour déterminer ϕ , nous avons réalisé des mesures de l'aire des dunes de différentes masses au repos (voir fig 3.10(a)). Elles ont été répétées 4 fois pour nous assurer de leur reproductibilité. Les incertitudes associées aux mesures sont reportées dans le tableau B.2 en annexe. On obtient :

$$\phi = 0,56 \pm 0,05. \quad (3.8)$$

Ce résultat ϕ suggère que nos empilements initiaux sont des empilements relativement lâches. On en déduit donc une relation entre l'aire initiale et la masse initiale :

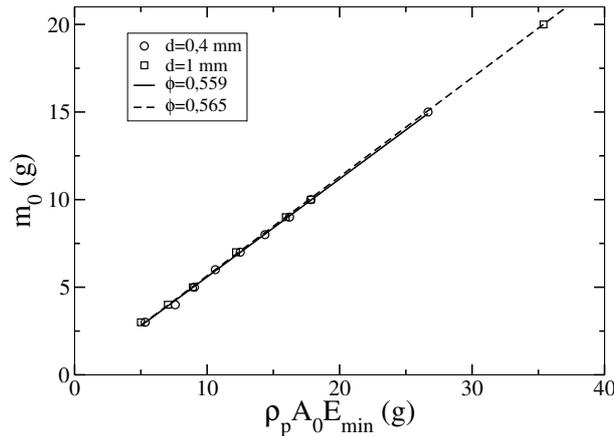


FIGURE 3.10 – Détermination de la compacité initiale des dunes pour $d = 0,4\text{ mm}$ et $d = 1\text{ mm}$: sachant que $m_0 = \phi \rho_p A_0 E_{min}$, on trace m_0 en fonction de la quantité $\rho_p A_0 E_{min}$ et on détermine ϕ en calculant le coefficient directeur de la droite passant par les points. $\rho_p = 2500\text{ kg/m}^3$, $E_{min} = 6,03\text{ mm}$.

$$A_0 \approx 118 m_0 . \quad (3.9)$$

où A_0 est mm^2 et m_0 en gramme.

3.4.2 Extraction des paramètres morphologiques des dunes

Un exemple d'évolution du profil d'une dune est montré sur la figure 3.11, depuis sa forme initiale triangulaire jusqu'à sa forme stationnaire très asymétrique. L'extraction des profils de dunes nous permet d'accéder aux paramètres morphologiques des dunes tels que la hauteur H , la longueur L , le rapport d'aspect R et les angles moyens de la face amont et aval (resp. θ_{up} et θ_d) mais aussi à la vitesse de migration V . Si la mesure

de H consistant à repérer le maximum du profil de la dune est triviale, celle des autres paramètres nécessitent quelques précisions.

Commençons par la détermination des angles moyens des faces amont et aval (resp. θ_{up} et θ_d). Pour cela, on choisit d'approcher la face amont par une droite mais uniquement dans la région où les hauteurs sont comprises entre $z = 0,2H$ et $z = 0,7H$. Cette restriction nous permet de capturer la partie de la face amont qui présente un profil à peu près rectiligne. Pour la face aval, on utilise la même procédure en approchant le profil par une droite entre $z = 0,25H$ et $z = 0,9H$ (voir figure 3.11**(b)**). On choisit $z = 0,25H$ afin d'éviter de prendre en compte le dépôt des particules qui peut apparaître au pied de la face aval quand la cellule de recirculation est suffisamment développée. De la même manière, on choisit $z = 0,9H$ et non $z = H$ parce que dans certains cas, le haut de la dune est relativement plat. Cela fausse systématiquement l'estimation de l'inclinaison de la face aval.

Pour la longueur de la dune L , nous choisissons de l'estimer à partir de la base du triangle formé par les deux droites approchant les faces aval et amont. Cette méthode permet nous affranchir des artefacts du profil qui peuvent se produire au pied de la face amont ou de la face aval.

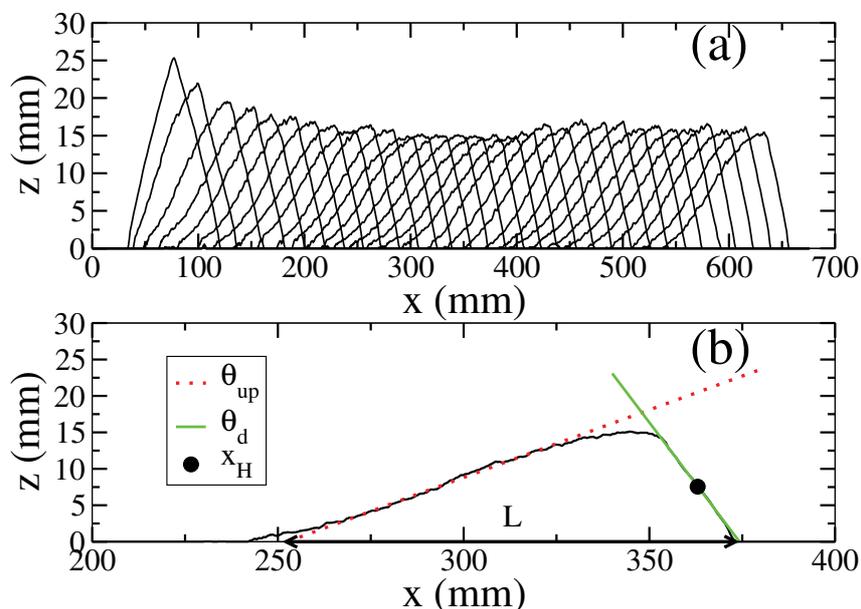


FIGURE 3.11 – (a) Évolution du profil d'une dune de masse $m_0 = 10\text{ g}$ soumise à un écoulement de vitesse moyenne $\langle U_0 \rangle = 0,43\text{ m/s}$. Le pas de temps est $\Delta t = 2\text{ s}$. (b) Illustration du calcul de L , des pentes moyennes amont et aval (resp. θ_{up} et θ_d) et de la position x_H définie à partir de l'abscisse de la mi-hauteur de la face aval.

Pour la vitesse de migration V , nous avons choisi de la calculer à partir du déplacement du point x_H situé à mi-hauteur de la face aval de la dune (voir figure 3.11**(b)**). C'est ce point qui est déterminé avec le plus de précision car c'est l'endroit du profil où la pente est la plus raide. L'autre point qui aurait pu être choisi est le sommet de la dune mais la détermination de sa position peut être entachée d'erreur.

L'évolution temporelle de ces différents paramètres (l'aire A , H , L , R et x_H) est illustrée sur la figure 3.12. Les paramètres ont été extraits de l'exemple montré sur la figure 3.11. Sur cet exemple, on observe après un transitoire de 10 s une phase stationnaire où les paramètres morphologiques ne varient plus et où la dune migre à vitesse constante. Les petites fluctuations observées pendant la phase stationnaire sont attribuées à un défaut de l'uniformité de l'écartement du chenal (voir annexe B.1).

Nous donnons à titre indicatif les valeurs moyennes des paramètres morphologiques

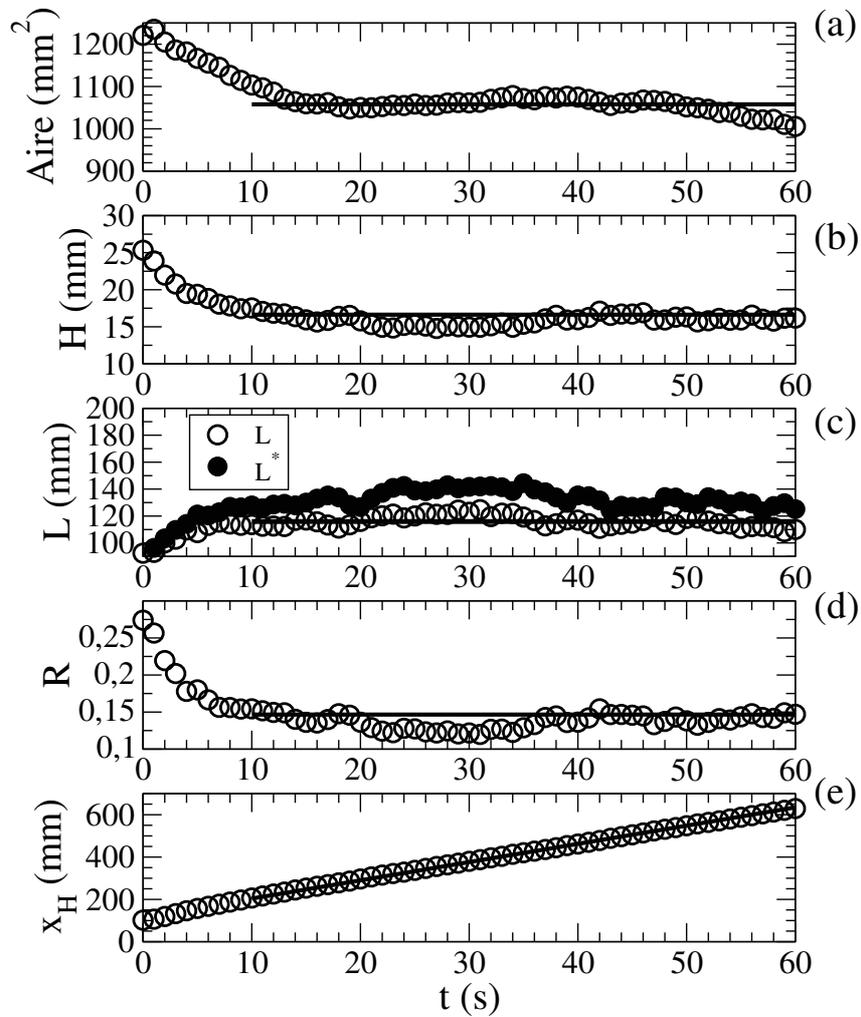


FIGURE 3.12 – Extraction des paramètres morphologiques du cas présenté à la figure 3.11 ($m_0 = 10\text{ g}$, $\langle U_0 \rangle = 0,43\text{ m.s}^{-1}$). De (a) à (e) sont présentés l’aire, la hauteur, la longueur, le rapport d’aspect et la position de la dune au cours du temps. La droite en trait continu indique la valeur moyenne pour l’aire, H , L , et R . Pour x_H , la droite correspond à la régression de linéaire $x_H(t) \propto Vt$, avec $V = 8,61\text{ mm/s}$.

dans la phase stationnaire et les écarts-type. Les écarts relatifs restent en général inférieurs à quelques pourcents. Nous considérerons dans la suite qu’une dune est dans un état stationnaire tant que les fluctuations de la hauteur restent inférieure à 5% de la hauteur moyenne en-dehors de la phase transitoire.

X	$A\text{ (mm}^2\text{)}$	$H\text{ (mm)}$	$L\text{ (mm)}$	$L^*\text{ (mm)}$	R	$\theta_u\text{ (}^\circ\text{)}$	$\theta_d\text{ (}^\circ\text{)}$
$\langle X \rangle$	1058	16,6	116	128	0,15	12	33
σ_X	24,7	0,7	4,2	4,2	0,01	1	1
$\sigma_X/\langle X \rangle$	2,3%	4,2%	3,6%	3,28%	6,7%	8,3%	3,0%

TABLE 3.5 – Caractéristiques de l’état d’équilibre à la figure 3.12. La vitesse de l’écoulement est $\langle U_0 \rangle = 0,43\text{ m.s}^{-1}$ et la masse $m_0 = 10\text{ g}$. X est la variable observée, $\langle X \rangle$ sa valeur moyenne et σ_X son écart-type dans la phase stationnaire.

Chapitre 4

Étude expérimentale des dunes aquatiques en écoulement unidirectionnel

Nous présentons nos résultats expérimentaux sur les formes d'équilibre des dunes aquatiques dans ce chapitre. Dans un premier temps, nous déterminons le domaine de l'espace des paramètres de contrôle ($m_0, \langle U_0 \rangle$) dans lequel nous obtenons des états stationnaires, c'est-à-dire des dunes migrant à vitesse constante sans déformer. Puis, nous nous concentrons sur ces états stationnaires et caractérisons les paramètres morphologiques des dunes à l'équilibre. Ces expériences et analyses sont effectuées avec des billes de verre de diamètre $d = 0,4 \text{ mm}$. Nous étudions ensuite l'influence de la taille des particules sur les morphologies d'équilibre et les vitesses de migration. Pour finir, nous comparons nos résultats, d'une part aux expériences de Groh *et al.* (2008) qui utilisent une configuration expérimentale similaire à la nôtre, d'autre part aux prédictions de notre modèle simplifié. Nous terminons ce chapitre par la proposition d'une méthode pour extraire la longueur de saturation.

4.1 Les différents scénarios d'évolution d'une dune

Les résultats présentés ici sont extraits des expériences réalisées avec les billes de verre de diamètre $d = 0,4 \text{ mm}$. Nous avons identifié un certain nombre de scénarios d'évolution morphologique selon les valeurs de la masse initiale de la dune et la vitesse de l'écoulement. Nous avons sondé une gamme de vitesse moyenne d'écoulement allant de $0,3 \text{ m/s}$ à $0,6 \text{ m/s}$ et une gamme de masse allant de 2 g à 50 g . Le nombre de Rouse Rs est supérieur à $2,5$ pour nos deux tailles de particules dans la gamme de vitesses sondée. Cela nous indique que le charriage est le mode de transport dominant.

Nous avons répertorié 3 scénarios :

- un scénario où la dune perd de la masse (**ML** pour « Mass Loss ») ;
- un scénario d'étalement de la dune (**SP** pour « Spreading ») où la longueur de celle-ci croît indéfiniment ;
- un scénario stationnaire (**ST** pour « stationary ») où les dunes migrent avec une vitesse constante sans se déformer.

Ces différents scénarios ont un domaine d'existence limité dans l'espace des paramètres de contrôle (voir figure 4.1). En particulier, le régime **ST** a une limite inférieure en masse et est borné en vitesse : il n'est observé que pour des aires de dunes supérieures à 300 mm^2 (soit une masse de 2 g) et des vitesses moyennes d'écoulement comprises entre $0,4 \text{ m/s}$ et $0,6 \text{ m/s}$.

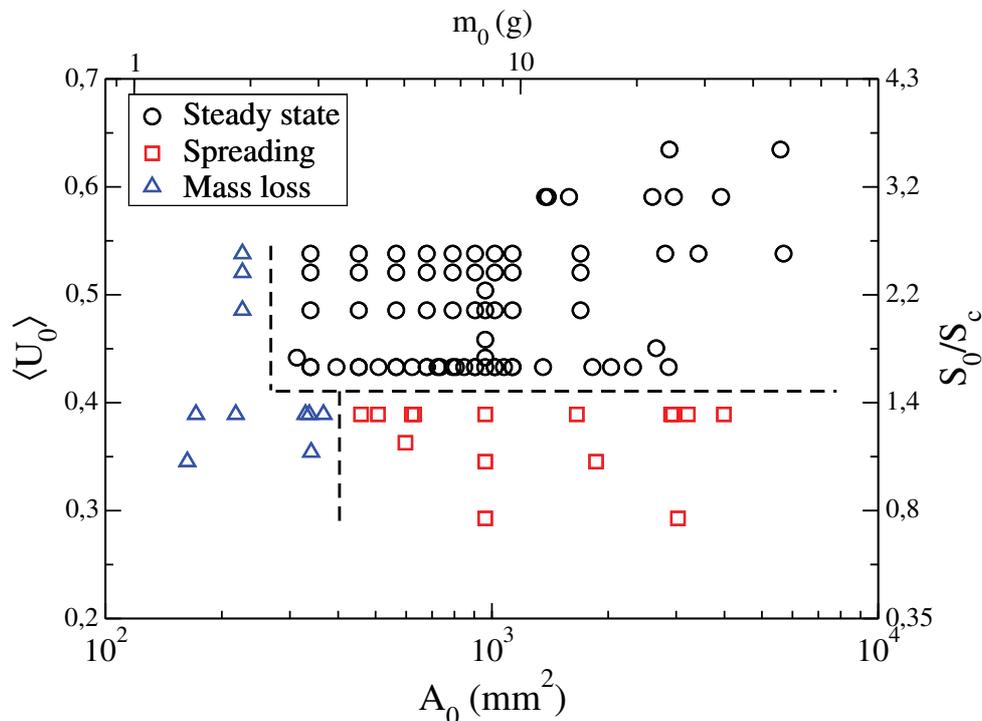


FIGURE 4.1 – Domaine d'existence des différents scénarios morphologiques dans l'espace des paramètres $(A_0, \langle U_0 \rangle)$ obtenu avec des billes de verre de diamètres $d = 0,4 \text{ mm}$. Les 3 scénarios identifiés sont : (i) régime stationnaire (ST), (ii) régime d'étalement (SP) et (iii) régime de perte de masse (ML). Les lignes en tireté séparent les domaines où on observe des états stationnaires (ST) des domaines où on observe les scénarios SP et ML. L'axe des abscisses du haut et l'axe des ordonnées de droite donnent respectivement la correspondance avec la masse m_0 et l'intensité de l'écoulement $S_0/S_c = u_0^{*2}/u_c^{*2}$.

4.1.1 Scénario de perte de masse (ML)

On observe le scénario où il y a perte de masse pour les petites dunes (c'est-à-dire $m_0 < 3 \text{ g}$). Ce scénario aboutit à la disparition complète de la dune au bout d'un temps fini (voir fig. 4.2). La hauteur de la dune décroît jusqu'à sa disparition. Les dunes de cette taille n'ont pas de face aval raide. La face aval présente une pente relativement douce avec une forme concave qui ne joue pas pleinement son rôle de piège. Des particules arrivent à s'en échapper ce qui conduit progressivement à l'amaigrissement de la dune.

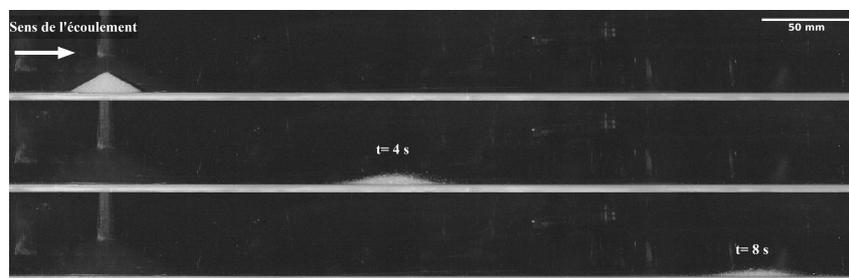


FIGURE 4.2 – Scénario de perte de masse avec disparition complète de la dune (ML). Évolution d'un tas de masse initiale $m_0 = 2 \text{ g}$ soumis à un écoulement de vitesse $\langle U_0 \rangle = 0,54 \text{ m/s}$ pour trois instants. De haut en bas, $t = 0$, $t = 4 \text{ s}$, $t = 8 \text{ s}$.

Il semble que le phénomène de décollement de la couche limite soit réduit pour ces petites dunes. Ainsi, la cellule de recirculation en aval de la crête est peu prononcée et peu efficace pour le piégeage des grains.

4.1.2 Scénario d'étalement (SP)

Le régime d'étalement est observé pour les conditions suivantes :

- $\langle U_0 \rangle < 0,40 \text{ m/s}$,
- $A_0 > 360 \text{ mm}^2$ ($m_0 \geq 3 \text{ g}$).

Il se caractérise par un aplatissement de la dune au cours du temps (voir l'exemple donné dans la figure 4.3 pour une masse initiale de 5 g soumise à un écoulement de vitesse moyenne $\langle U_0 \rangle \approx 0,36 \text{ m/s}$). Par aplatissement, on entend une augmentation de la longueur de la dune : c'est la longueur de la face amont L_{amont} qui augmente au cours du temps (voir figure 4.3). Dans le même temps, la hauteur de la dune décroît mais la masse de dune reste constante au cours du temps, il n'y a pas de perte de masse.

Par ailleurs, la vitesse d'avancée du front de la dune reste constante. Sur l'exemple montré sur la figure, l'expérience dure une dizaine de minutes. Aucun état stationnaire n'est atteint et la dune continue de s'aplatir.

On peut noter que la face amont reste relativement plate pendant ce processus d'étalement. Ce n'est pas le cas pour les dunes de grandes masses (typiquement pour $m_0 > 20 \text{ g}$) où la face amont développe des ondulations lors du processus d'étalement. Ceci est probablement une signature de l'instabilité d'un lit plat qui donne naissance aux rides. On en donne un exemple sur la figure 4.4 où la masse initiale est $m_0 = 49 \text{ g}$ et la vitesse d'écoulement $\langle U_0 \rangle \approx 0,39 \text{ m/s}$.

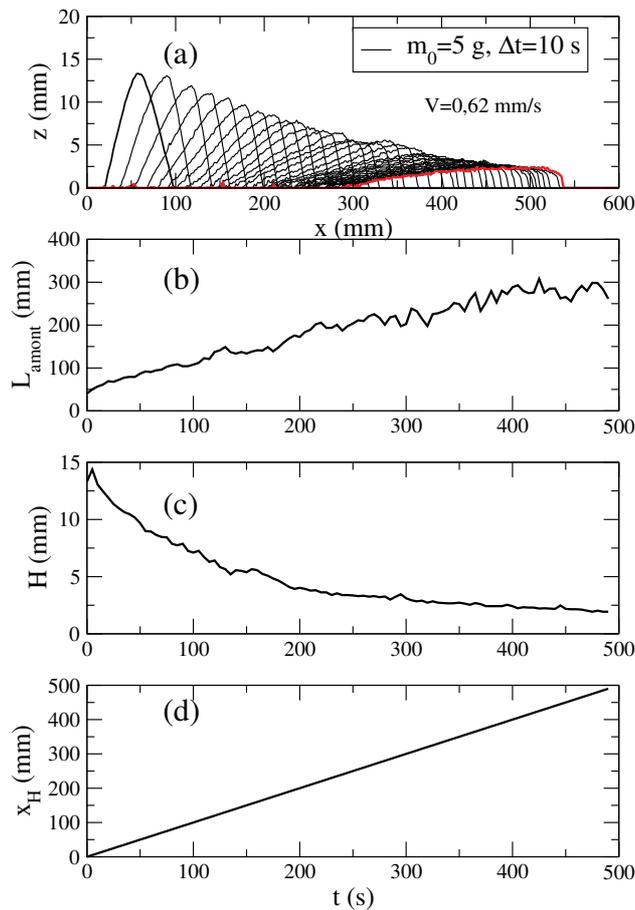


FIGURE 4.3 – Scénario d'étalement (SP) : cas d'un tas initial de masse $m_0 = 5 \text{ g}$ et soumise à un écoulement de vitesse moyenne $\langle U_0 \rangle \approx 0,36 \text{ m/s}$. **(a)** Évolution temporelle du profil de la dune, **(b)** de la longueur de sa face amont, **(c)** de sa hauteur et **(d)** de la position du front de la dune.

Ce dernier comportement est très similaire à celui décrit dans notre analyse numérique (cf. section 2.2.2). Nous y avons en effet montré que les tas dont la forme initiale présente

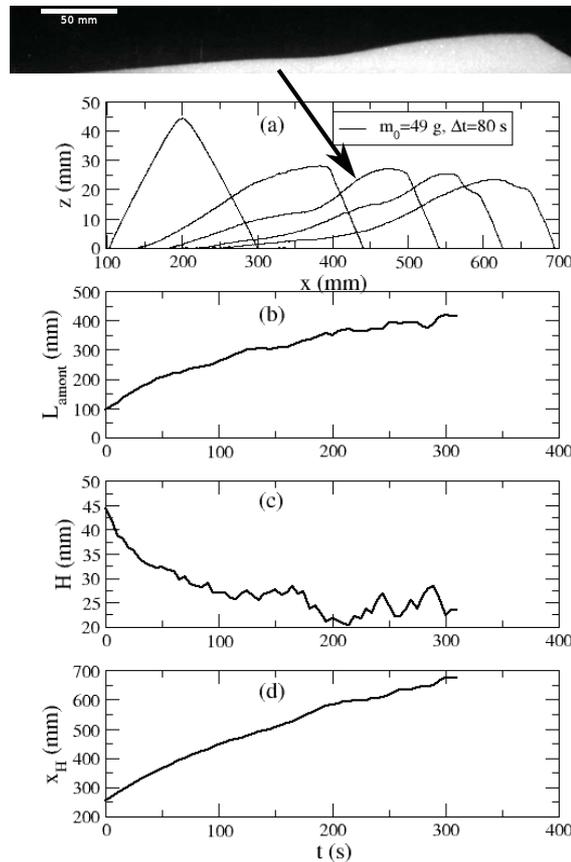


FIGURE 4.4 – Scénario d'étalement (SP) : cas d'un tas initial de masse $m_0 = 49$ g ($A_0 \approx 5800$ mm²) soumis à un écoulement de vitesse moyenne $\langle U_0 \rangle \approx 0,39$ m/s. (a) Évolution temporelle du profil de la dune, (b) de la longueur de sa face amont, (c) de sa hauteur et (d) de la position du front de la dune.

une largeur à mi-hauteur supérieure à 2 fois la longueur d'onde critique λ_c ¹ développent des instabilités sur leur face amont qui conduisent finalement à la scission de la dune. Nous n'avons cependant pas réalisé dans ce régime d'étalement des expériences assez longues qui permettraient de voir si l'instabilité développée sur la face amont conduit effectivement à la scission de la dune.

4.1.3 Scénario stationnaire (ST)

Pour des dunes constituées de particules de 0,4 mm de diamètre, on observe des états stationnaires dans les conditions suivantes :

- $0,40$ m/s $\leq \langle U_0 \rangle \leq 0,55$ m/s,
- $A_0 \geq 300$ mm² (soit $m_0 \geq 3$ g).

Nous présentons un exemple sur la figure 4.5 qui montre l'évolution d'un tas initial symétrique vers sa forme stationnaire. Dans cet exemple, la masse initiale de la dune est $m_0 = 10$ g et la vitesse de moyenne de l'écoulement est $\langle U_0 \rangle \approx 0,43$ m/s. La phase transitoire pour atteindre l'état stationnaire est relativement courte et dure moins de 10 secondes. L'état stationnaire est caractérisé par une forme d'équilibre invariante dans le temps qui migre à vitesse V constante. Dans l'exemple montré, le profil d'équilibre de la dune présente une asymétrie franche avec une face aval rectiligne. On verra que dans le cas de plus petites masses, l'asymétrie est moins marquée.

1. La longueur d'onde de coupure issue de l'analyse de stabilité linéaire.

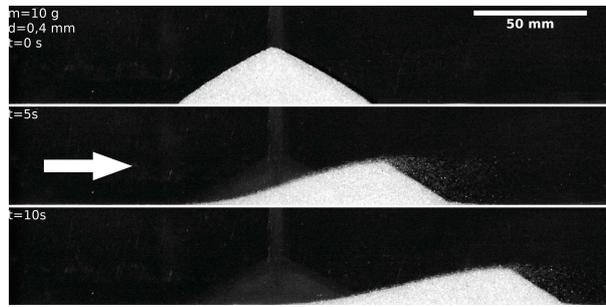


FIGURE 4.5 – Séquence d’images montrant un tas initial de masse $m_0 = 10\text{ g}$ qui se déforme pour atteindre rapidement une forme stationnaire. $\langle U_0 \rangle \approx 0,43\text{ m/s}$ et $d = 0,4\text{ mm}$.

4.2 Aire des dunes : statique vs dynamique

On s’intéresse maintenant uniquement aux dunes à l’équilibre, c’est-à-dire appartenant au régime stationnaire où elles migrent à vitesse constante sans se déformer. La première préoccupation a été de mesurer l’aire A_{eq} des dunes à l’équilibre et de la comparer à l’aire initiale A_0 estimée à partir du tas initial.

Nous présentons sur la figure 4.6 l’aire A_{eq} en fonction de l’aire A_0 du tas initial pour différentes vitesses d’écoulement. Nous observons un écart $\Delta A = A_0 - A_{eq}$ systématique entre l’aire d’équilibre et l’aire initiale (voir tableau 4.1). Cette différence systématique est due à la présence de la couche de transport. En effet, la couche de sédiments en mouvement le long de la dune perturbe l’extraction des profils. L’interface fluide-particules devient plus diffuse et plus difficile à détecter. Notre méthode d’extraction de l’interface basée sur une technique de seuillage a tendance à sous-estimer la hauteur de l’interface. Cet écart augmente légèrement avec la vitesse d’écoulement et est sans doute lié à l’augmentation de l’épaisseur de la couche en transport.

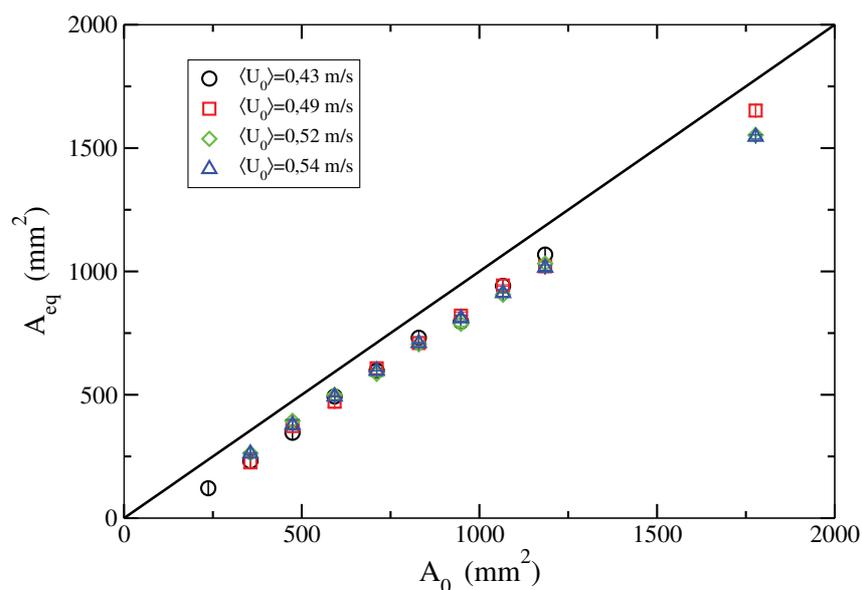


FIGURE 4.6 – Aire des dunes à l’équilibre en fonction de l’aire A_0 des tas initiaux pour différentes vitesses d’écoulement.

$\langle U_0 \rangle$ (m/s)	ΔA
0,43	118,9
0,49	123,5
0,52	134,8
0,54	134,9

TABLE 4.1 – Écart ΔA en l'aire d'équilibre et l'aire initiale.

4.3 Hauteur, longueur et rapport d'aspect des dunes à l'équilibre

On cherche ici à caractériser la hauteur H , la longueur L et le rapport d'aspect R des dunes à l'équilibre. On souhaite en particulier déterminer comment ces paramètres morphologiques varient en fonction de la masse des dunes et de la vitesse de l'écoulement. Dans un second temps, on cherchera à savoir si la taille des particules joue un rôle sur les paramètres morphologiques d'équilibre des dunes.

C	ω_p	$\langle U_0 \rangle$ (m/s)	u_0^* (m/s)	l_v (μm)	Re_p	
					$d = 0,4 mm$	$d = 1 mm$
38	5,9	0,4344	0,0278	0,3597	11,12	27,80
40	6,2	0,4519	0,0289	0,3457	11,57	28,92
44	6,7	0,4871	0,0312	0,3208	12,47	31,17
48	7,1	0,5222	0,0334	0,2992	13,37	33,42
50	7,4	0,5398	0,0346	0,2895	13,82	34,55

TABLE 4.2 – Paramètres des expériences réalisées pour des particules de $0,4 mm$ et de $1 mm$: u_0^* est la vitesse de cisaillement en amont de la dune, $Re_p = \frac{u_0^* \times d}{\nu}$ le nombre de Reynolds particulaire et $l_v = \nu/u_0^*$ l'épaisseur de la sous-couche visqueuse. Viscosité cinématique de l'eau $\nu = 10^{-6} m^2/s$.

Nous rappelons que nous avons utilisé comme matériau constituant nos dunes des billes de verre sphériques de $0,4 mm$ et de $1 mm$ de diamètre. Nous indiquons dans tableau 4.2 les paramètres caractéristiques des expériences que nous avons réalisées (vitesse moyenne, vitesse de frottement et nombre de Reynolds particulaire). Le nombre de Reynolds particulaire Re_p compris entre 11 et 35 pour nos deux tailles de grains nous indiquent qu'on serait en régime hydraulique de transition si le fond du chenal avait une rugosité fixe de taille d .

Nous présentons d'abord les résultats obtenus pour les particules de $0,4 mm$ avant de discuter du rôle de la taille des grains sur les formes d'équilibre des dunes. Ces résultats sont la moyenne de mesures répétées jusqu'à 4 fois pour nous assurer de leur répétabilité.

4.3.1 Hauteur d'équilibre

La figure 4.7 montre la hauteur H d'équilibre de dunes composées de particules de $0,4 mm$ de diamètre en fonction de l'aire initiale A_0 pour différentes vitesses d'écoulement. On peut distinguer deux régimes (indiqués par les indices 1 et 2) selon la taille des dunes, caractérisés par les lois d'échelle suivantes :

$$H/d \approx K_{Hexp}^{(1)} (A_0/d^2)^{n_{H1}}, \quad \text{pour } A_0 < 600 mm^2, \quad (4.1)$$

$$H/d \approx K_{Hexp}^{(2)} (A_0/d^2)^{n_{H2}}, \quad \text{pour } A_0 > 1000 mm^2. \quad (4.2)$$

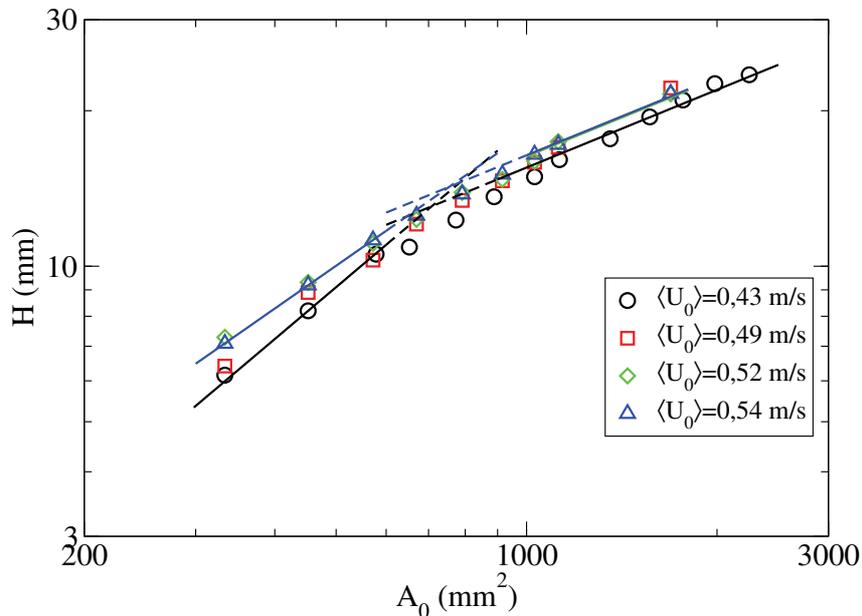


FIGURE 4.7 – Hauteur d'équilibre H des dunes expérimentales en fonction de leur aire A_0 pour différentes vitesses d'écoulement. Les lignes en trait continu correspondent aux ajustements des données avec des lois de puissances pour les petites et grandes dunes, $d = 0,4 \text{ mm}$.

Les valeurs des paramètres n_{Hi} et $K_{Hexp}^{(i)}$ sont obtenues par ajustement des données et sont reportées dans le tableau 4.3. On trouve que les exposants des lois d'échelles ont des valeurs indépendantes de la vitesse d'écoulement et valent respectivement pour les 2 régimes :

$$n_{H1} = 0,85 \pm 0,05, \quad (4.3)$$

$$n_{H2} = 0,50 \pm 0,02. \quad (4.4)$$

On remarque que pour les grandes dunes ($A_0 > 1000 \text{ mm}^2$), n_{H2} est similaire à la valeur prédite par le modèle. Par contre, pour les petites dunes ($A_0 < 600 \text{ mm}^2$), n_{H1} est significativement plus petit que celui prédit par le modèle (0,85 au lieu de 1). Nous reviendrons sur cette question plus tard.

Les coefficients $K_{Hexp}^{(i)}$ dépendent de la vitesse de l'écoulement pour les 2 régimes : ils augmentent avec celle-ci. Dans le régime des grandes dunes, on trouve en particulier que le coefficient $K_{Hexp}^{(2)}$ peut être correctement approchée par une loi exponentielle (voir figure 4.8) de la forme de l'expression 2.28.

$\langle U_0 \rangle$	$K_{Hexp}^{(1)}$	n_{H1}	$K_{Lexp}^{(1)}$	n_{L1}	$K_{Rexp}^{(1)}$	n_{R1}	$K_{Hexp}^{(2)}$	$K_{Lexp}^{(2)}$	$K_{Rexp}^{(2)}$
0,4344	0,016	0,90	9,37	0,37	0,0011	0,57	0,492	3,38	0,148
0,4871	0,023	0,86	5,45	0,44	0,0040	0,42	0,511	3,18	0,161
0,5222	0,040	0,80	5,87	0,42	0,0084	0,34	0,515	3,07	0,167
0,5398	0,026	0,85	8,24	0,38	0,0031	0,47	0,518	3,04	0,170

TABLE 4.3 – Valeurs des coefficients $K_{Hexp}^{(i)}$, $K_{Lexp}^{(i)}$ et $K_{Rexp}^{(i)}$ ($i = \{1, 2\}$) avec celles des exposants n_{H1} , n_{L1} , et n_{R1} obtenus sur les données expérimentales avec $d = 0,4 \text{ mm}$.

4.3.2 Longueur d'équilibre

Lorsqu'on regarde la variation de la longueur d'équilibre L en fonction de A_0 et de $\langle U_0 \rangle$ (voir figure 4.9), on observe que ce paramètre présente un comportement similaire à

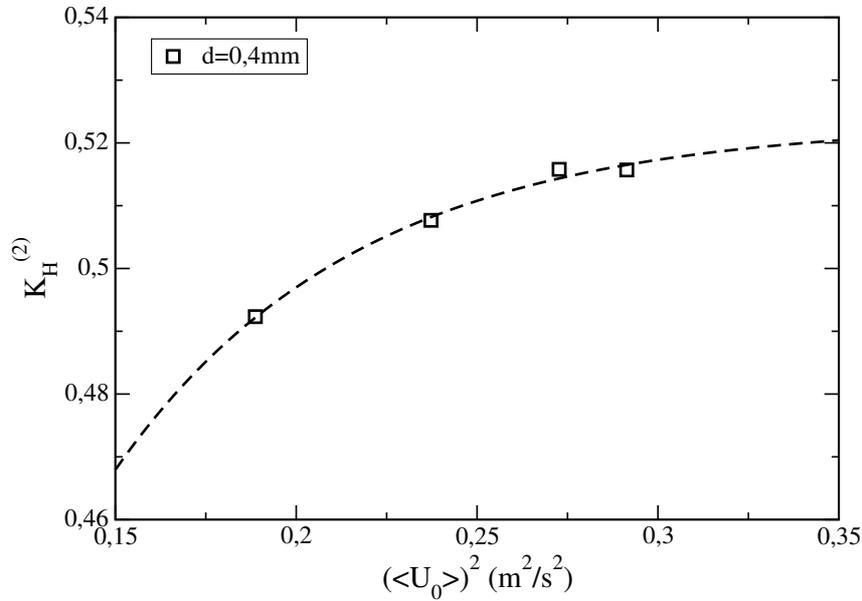


FIGURE 4.8 – Variation du paramètre $K_{Hexp}^{(2)}$ avec la vitesse de l'écoulement. La ligne discontinue représente un ajustement exponentiel, $d = 0,4 \text{ mm}$.

celui de H . De façon similaire à H , on distingue deux régimes selon la taille des dunes :

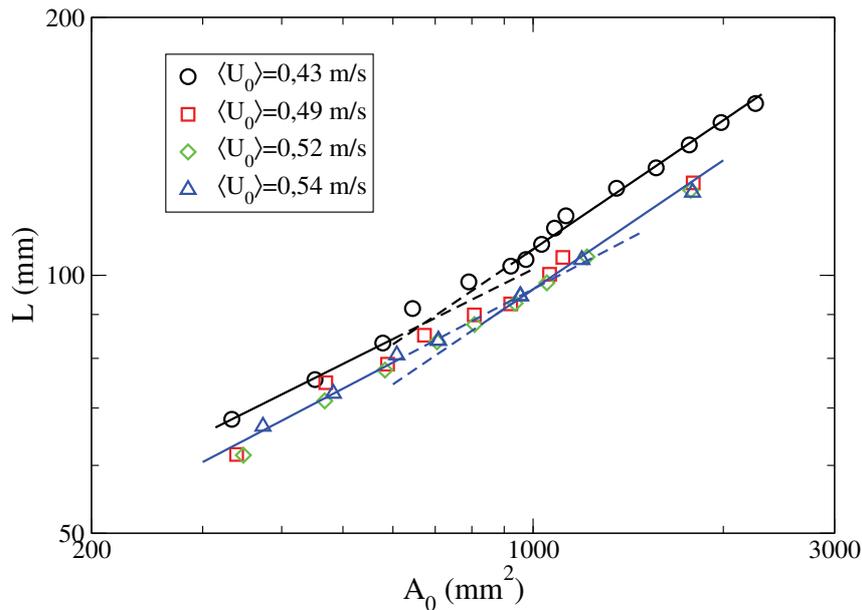


FIGURE 4.9 – Évolution de la longueur d'équilibre L de la dune en fonction de son aire dans l'eau. Les droites en trait continu indiquent le meilleur ajustement obtenu avec une loi de puissance pour les petites et grandes dunes. $d = 0,4 \text{ mm}$.

$$L/d = K_{Lexp}^{(1)} (A_0/d^2)^{n_{L1}} \quad A_0 < 600 \text{ mm}^2 \quad (4.5)$$

$$L/d = K_{Lexp}^{(2)} (A_0/d^2)^{n_{L2}} \quad A_0 > 1000 \text{ mm}^2. \quad (4.6)$$

Les valeurs des paramètres n_{Li} et $K_{Lexp}^{(i)}$ sont également reportées dans le tableau 4.3. Pour les grandes dunes ($A_0 > 1000 \text{ mm}^2$), on trouve un exposant $n_{L2} \approx 0,5$, comme pour H et compatible avec les prédictions du modèle. En revanche, pour les petites dunes ($A_0 < 600 \text{ mm}^2$) l'exposant n_{H2} est de l'ordre de 0,4. Ce résultat est différent des prédictions du modèle qui prévoit une invariance de la longueur de la dune dans le régime de

petites dunes avec la masse. Il est fort probable que ce régime de petites dunes identifiées expérimentalement correspond en fait au régime de transition mis en évidence dans le modèle. On reviendra sur cette question à la fin de ce chapitre au moment de la comparaison quantitative des résultats des expériences avec les prédictions du modèle.

Notons également l'influence de la vitesse de l'écoulement sur la longueur L des dunes. À l'inverse de H , à masse fixée, L diminue quand la vitesse de l'écoulement augmente.

Nous avons par ailleurs comparé les longueurs L et L^* des dunes à l'équilibre. On rappelle que L^* est la longueur équivalente de la dune définie par : $L^* = 2A_{eq}/H$, A_{eq} étant l'aire de la dune à l'équilibre. On retrouve comme dans le modèle une proportionnalité entre ces 2 longueurs. Nous obtenons sur l'ensemble des expériences (différentes masses et différentes vitesses d'écoulement) : $L^* \approx 1,17L$ (voir fig. 4.10). La relation est proche de celle obtenue avec le modèle : $L^* \approx 1,2L$.

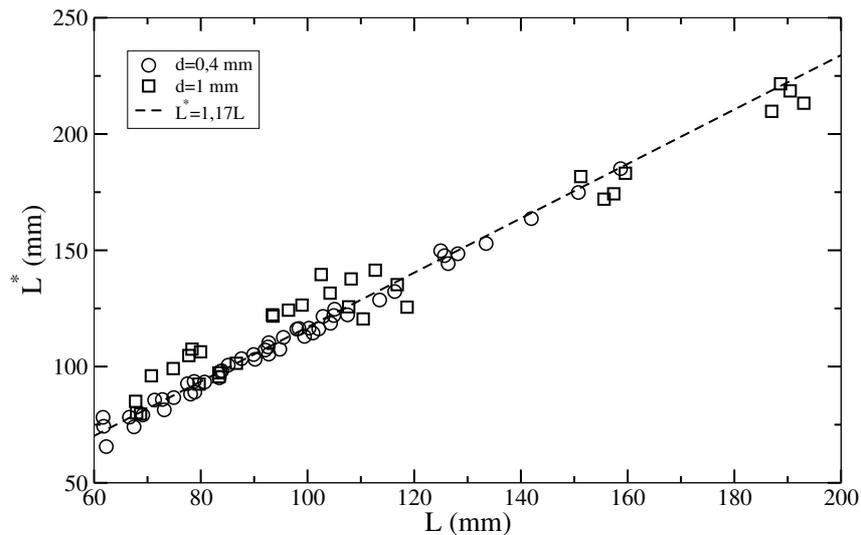


FIGURE 4.10 – Relation entre L^* et L à l'équilibre sur l'ensemble des expériences réalisées (différentes vitesses d'écoulement et différentes masses de de dunes) : les diamètres des particules sont $d = 0,4 \text{ mm}$ (cercle) et $d = 1 \text{ mm}$ (carré). La droite en tireté indique la relation moyenne.

4.3.3 Rapport d'aspect d'équilibre

On s'intéresse maintenant au rapport d'aspect des dunes. On montre sur la figure 4.11 le rapport d'aspect R des dunes à l'équilibre en fonction leurs aires pour différentes vitesses d'écoulement. Comme H et L , le rapport d'aspect à l'équilibre présente deux régimes pour les petites et les grandes dunes :

$$R = K_{Rexp}^{(1)} (A_0/d^2)^{n_{R1}} \quad A_0 < 600 \text{ mm}^2 \quad (4.7)$$

$$R = K_{Rexp}^{(2)} (A_0/d^2)^{n_{R2}} \quad A_0 > 1000 \text{ mm}^2. \quad (4.8)$$

Les valeurs des paramètres n_{Ri} et $K_{Rexp}^{(i)}$ sont reportées dans le tableau 4.3. Les lois d'échelles pour R se déduisent directement de celles de H et L . Pour les petites dunes, on trouve un exposant $n_{R1} = n_{H1}/n_{L1}$ compris entre 0,4 et 0,6. Ce résultat est différent de celui prédit par le modèle où l'on attend une variation linéaire du rapport d'aspect avec la masse dans le régime I (n_{R1} devrait être égal à 1). Comme suggéré plus haut, cela laisse penser que le régime observé expérimentalement pour les petites dunes ne correspond pas au régime I mais plutôt au régime de transition. Pour les grandes dunes, on trouve comme attendu un exposant de la loi d'échelle proche de 0 ($n_{R2} = 0$) puisque H et L

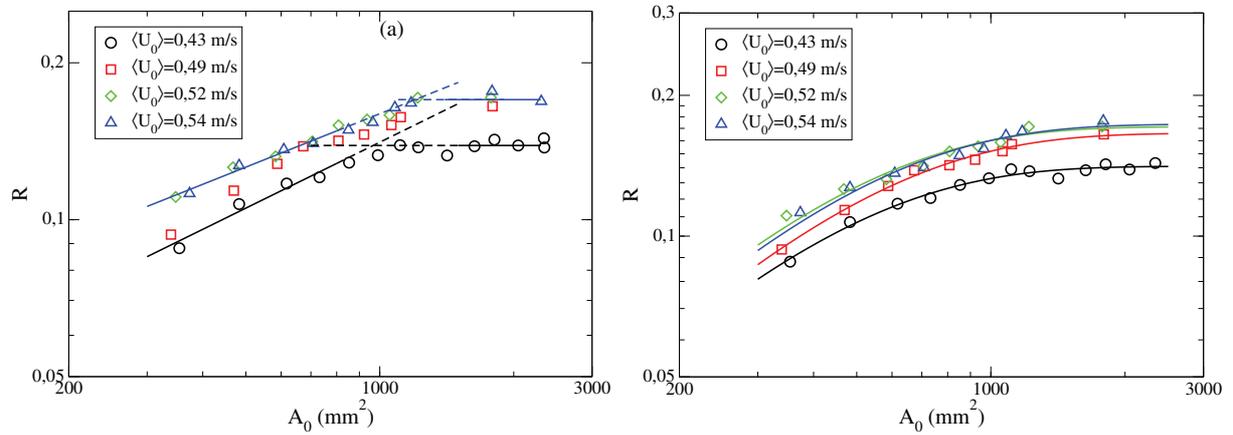


FIGURE 4.11 – Rapport d’aspect R des dunes en fonction de leur aire A_0 pour différentes vitesses d’écoulement. (a) Ajustement par des lois de puissance, (b) ajustement par une loi exponentielle (cf. éq. (4.9)).

présentent des valeurs d’exposant identiques ($n_{H_2} \approx n_{L_2} \approx 0,5$). On observe par ailleurs que le rapport d’aspect augmente avec la vitesse d’écoulement (voir fig. 4.11).

Comme dans le modèle, la variation du rapport d’aspect avec la masse peut être approximée par une loi exponentielle de la forme suivante :

$$\ln \left(\frac{R}{R_\infty} \right) = \ln \left(\frac{R_c}{R_\infty} \right) \exp \left(-\beta \ln \left(\frac{A_0}{A_c} \right) \right). \quad (4.9)$$

Dans le tableau 4.4, on a reporté les valeurs des paramètres intervenant dans cette expression, à savoir R_c , A_c , R_∞ et β . On rappelle que R_c et A_c correspondent respectivement au rapport d’aspect et à l’aire critique marquant la fin du régime I des petites dunes. Ici, nous n’avons probablement aucune expérience correspondant strictement au régime I, même pour la plus petite dune d’aire $A_0 \approx 300 \text{ mm}^2$. On prendra donc pour A_c l’aire de la plus petite dune pérenne de nos expériences à savoir $A_c = 320 \text{ mm}^2$.

$\langle U_0 \rangle$ (m/s)	$d = 0,4 \text{ mm}$			$d = 1 \text{ mm}$		
	R_c	R_∞	β	R_c	R_∞	β
0,4344	0,088	0,145	1,5	0,097	0,155	1,01
0,4519	-	-	-	0,105	0,164	1,02
0,4871	0,093	0,181	1,20	-	-	-
0,5222	0,11	0,192	1,0	0,114	0,171	1,0
0,5398	0,11	0,194	1,0	0,109	0,178	1,01

TABLE 4.4 – Paramètres d’ajustement du rapport d’aspect des dunes expérimentales avec l’éq. (4.9). Valeurs obtenues pour les expériences avec $d = 0,4 \text{ mm}$ et $d = 1 \text{ mm}$.

Concernant R_∞ qui correspond au rapport d’aspect asymptotique du régime des grandes dunes, on observe qu’il augmente avec la vitesse de l’écoulement. Il croît de $0,16 \pm 0,02$ à $0,2 \pm 0,02$ qui est la valeur à laquelle il se stabilise. Quant au paramètre β , il est peu dépendant de la vitesse d’écoulement et vaut $1,2 \pm 0,2$ (voir tableau 4.4).

4.4 Rôle de la taille des particules sur les paramètres morphologiques des dunes à l’équilibre

Nous discutons ici de l’influence de la taille des particules sur les paramètres morphologiques H , L et R des dunes à l’équilibre. Nous rappelons que nous avons utilisé deux

tailles de particules : $d = 0,4 \text{ mm}$ et $d = 1 \text{ mm}$.

4.4.1 Hauteur et longueur d'équilibre

Les expériences réalisées avec les particules $d = 1 \text{ mm}$ donnent des résultats très similaires à ceux obtenus avec des particules $d = 0,4 \text{ mm}$. Nous retrouvons en effet deux régimes distincts pour les petites dunes et les grandes dunes qui sont décrits par des lois d'échelle avec des exposants similaires aussi bien pour la variation de la hauteur que pour celle la longueur (voir le tableau 4.5).

$\langle U_0 \rangle$ (m/s)	$K_{H_{exp}}^{(1)}$	n_{H1}	$K_{L_{exp}}^{(1)}$	n_{L1}	$K_{R_{exp}}^{(1)}$	n_{R1}	$K_{H_{exp}}^{(2)}$	$K_{L_{exp}}^{(2)}$	$K_{R_{exp}}^{(2)}$
0,4344	0,08	0,75	6,94	0,39	0,015	0,323	0,61	4,85	0,148
0,4519	0,12	0,71	5,72	0,42	0,018	0,308	0,71	3,23	0,153
0,5222	0,22	0,61	7,51	0,38	0,030	0,231	0,70	3,16	0,165
0,5398	0,13	0,70	8,63	0,36	0,017	0,322	0,73	3,52	0,165

TABLE 4.5 – Valeurs des paramètres des lois d'échelle pour $d = 1 \text{ mm}$.

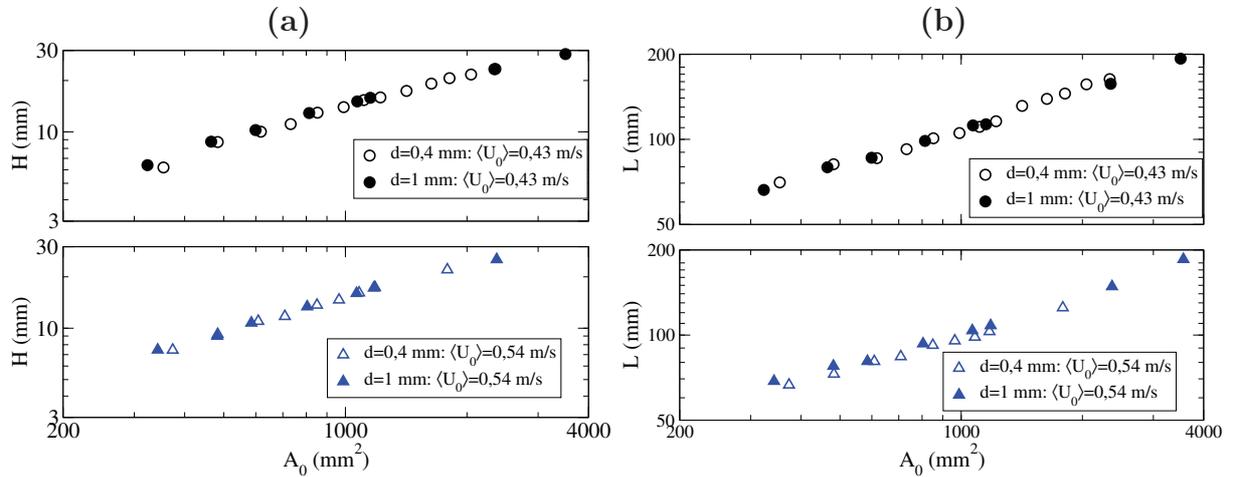


FIGURE 4.12 – (a) Hauteur et (b) longueur d'équilibre des dunes en fonction de A_0 pour deux vitesses d'écoulement : (\circ) $\langle U_0 \rangle = 0,43 \text{ m/s}$ et (\triangle) $\langle U_0 \rangle = 0,54 \text{ m/s}$. Les symboles vides sont pour $d = 0,4 \text{ mm}$; les symboles pleins pour $d = 1,0 \text{ mm}$.

Nous retrouvons en particulier que dans le régime « grandes dunes », la hauteur et la longueur obéissent aux mêmes lois de variation avec l'aire de la dune, à savoir :

$$H \approx K_{H_{exp}}^{(2)} A_0^{1/2}, \quad (4.10)$$

$$L \approx K_{L_{exp}}^{(2)} A_0^{1/2}. \quad (4.11)$$

Par ailleurs, nous trouvons qu'à masse et vitesse d'écoulement fixées, les hauteurs et longueurs d'équilibre sont pratiquement identiques pour les deux tailles de particules (voir fig. 4.12). Les écarts sont inférieurs à 10%. Ce résultat est discuté à la section 4.6.2 consacrée à l'analyse de l'effet de la taille des particules sur la vitesse de migration des dunes à l'équilibre. On peut cependant déjà signaler que pour une vitesse d'écoulement fixée, le nombre de Shields est différent pour les expériences réalisées avec chacune des tailles de particules. Nous ne comparons donc pas des expériences réalisées au même nombre de Shields. Ce résultat peut donc paraître surprenant mais on verra plus tard que le paramètre pertinent est le rapport entre le nombre de Shields et le nombre de Shields critique (S_0/S_c). Il se trouve que pour nos deux tailles de particules, ce rapport est à peu

près le même à vitesse d'écoulement fixée car la vitesse de frottement critique u_c^* est la même pour les deux tailles de particules.

4.4.2 Rapport d'aspect d'équilibre

Le comportement du rapport d'aspect confirme les résultats obtenus sur H et L . Nous obtenons d'une part des lois similaires concernant la variation de R avec son aire (voir figure 4.13) et d'autre part des rapports d'aspect pratiquement identiques pour les deux tailles de particules à masse et vitesse d'écoulement fixées (voir figure 4.14).

En particulier, on retrouve avec $d = 1 \text{ mm}$ un régime transitionnel où R croît avec A_0 , puis un régime invariant d'échelle où R devient indépendant de l'aire de la dune. Cette variation est également très bien capturée par une loi exponentielle (cf. éq. (4.9)) comme le montre la figure 4.13. On peut remarquer aussi que dans le régime invariant d'échelle, le rapport d'aspect R_∞ augmente avec la vitesse d'écoulement comme cela a été observé pour $d = 0,4 \text{ mm}$ (voir fig. 4.14).

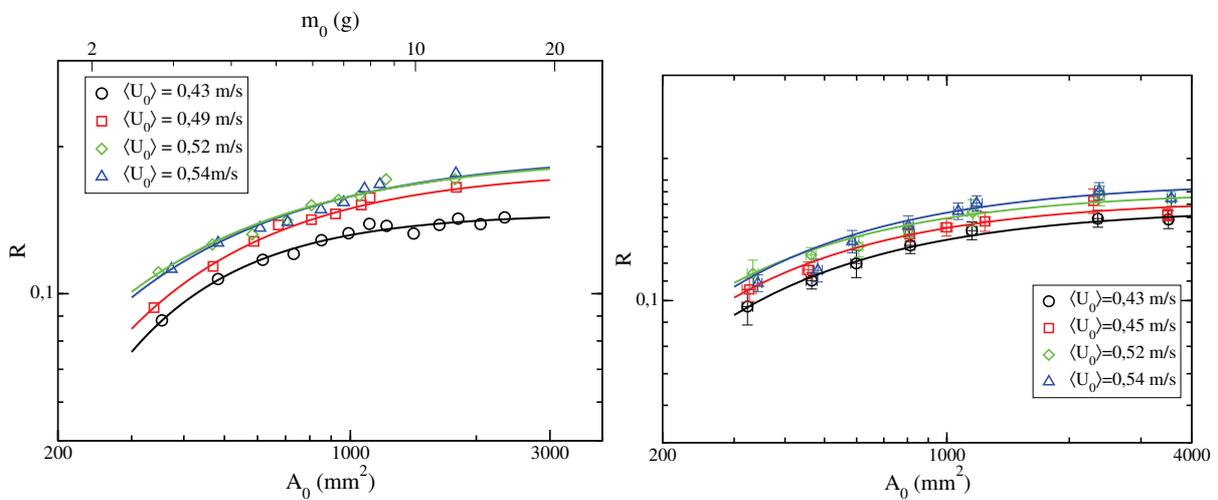


FIGURE 4.13 – Rapport d'aspect R des dunes en fonction de l'aire A_0 pour différentes vitesses d'écoulement : comparaison des cas (a) $d = 0,4 \text{ mm}$ et (b) $d = 1 \text{ mm}$. Les courbes continues correspondent aux ajustements par une loi exponentielle (cf. éq. (4.9)).

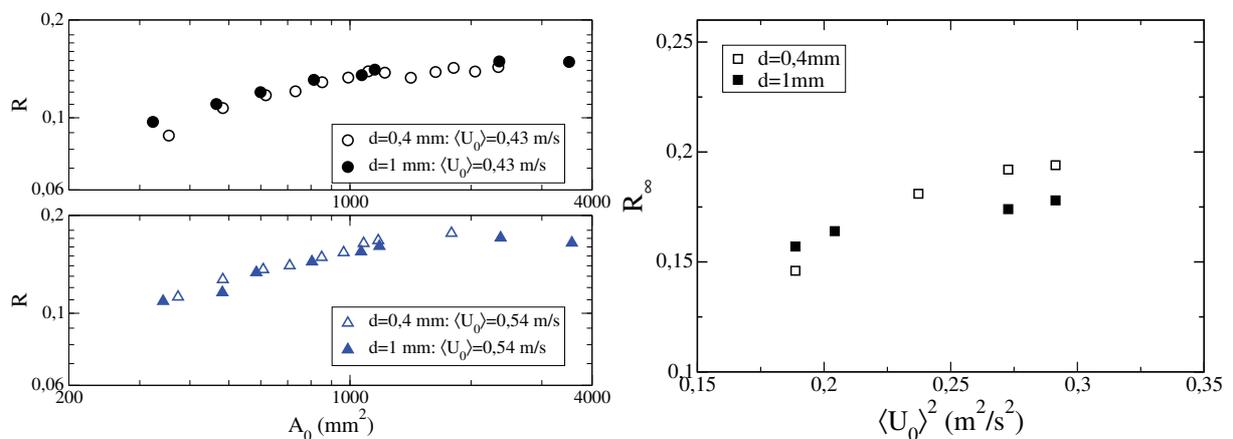


FIGURE 4.14 – Les figures de gauche montrent la comparaison des rapports d'aspect R des dunes avec les deux tailles de particules $d = 0,4 \text{ mm}$ et $d = 1 \text{ mm}$. La figure de droite indique la variation R_∞ en fonction de la vitesse de l'écoulement. $d = 0,4 \text{ mm}$ (symbole vide) et $d = 1 \text{ mm}$ (symbole plein).

Enfin, à masse et vitesse d'écoulement fixées, les rapports d'aspect pour $d = 0,4\text{ mm}$ et $d = 1\text{ mm}$ ont des valeurs très proches avec un écart inférieur à 10%. Ce résultat est conforme avec celui observé sur H et L .

4.4.3 Synthèse

En résumé, à partir de la comparaison des paramètres H , L , et R des dunes constituées de particules de taille $d = 0,4\text{ mm}$ et $d = 1\text{ mm}$, on constate que pour une masse et une vitesse d'écoulement fixées, les dunes sont à peu près identiques. Leur variation avec A_0 est compatible avec les prédictions du modèle présentées au chapitre 2. Expérimentalement, les deux régimes identifiés sont (i) un régime qui s'apparente au régime II de notre modèle pour les grandes dunes (c'est-à-dire $A_0 > 1000\text{ mm}^2$) où H et L varient comme $A_0^{1/2}$ à vitesse fixée ; (ii) un régime pour les dunes de tailles inférieures qui s'apparente au régime transitionnel du modèle. En outre, on retrouve comme dans le modèle que le rapport d'aspect à l'équilibre varie selon une loi exponentielle avec A_0 à partir du régime de transition.

Nous reviendrons plus tard sur une comparaison quantitative entre les expériences et les prédictions du modèle. Il faut pour cela avoir au préalable une estimation expérimentale de la longueur de saturation.

4.5 Profil d'équilibre

On s'intéresse maintenant à la forme des dunes à l'équilibre. L'analyse des paramètres morphologiques tels que la hauteur, la longueur et le rapport d'aspect nous a permis de caractériser l'adaptation de la taille de la dune suivant sa masse et la vitesse de l'écoulement. Nous allons à présent voir quel est la forme de la dune en fonction de sa masse et de la vitesse d'écoulement. Dans un premier temps nous donnerons un aperçu de la forme d'équilibre des dunes. Dans un second temps, nous caractériserons quantitativement leur asymétrie au travers de l'inclinaison des faces amont et aval.

4.5.1 Forme des profils d'équilibre

On montre sur la figure 4.15 les profils d'équilibre de dunes, constituées de particules de diamètre $d = 0,4\text{ mm}$, de différentes masses pour 2 vitesses d'écoulement différentes ($\langle U_0 \rangle = 0,43\text{ m/s}$ et $0,52\text{ m/s}$). On observe clairement une augmentation de l'asymétrie des profils lorsqu'on passe des petites dunes aux grandes dunes, les grandes dunes présentant des faces aval bien rectilignes. Cela se manifeste par une augmentation des maxima des pentes locales sur les faces amont et aval. Ils croissent respectivement de 5° à 20° pour la face amont et de 5° à 35° pour la face aval. Nous discuterons en détail des variations de ces angles en fonction de la masse de la dune et de la vitesse de l'écoulement dans la section suivante.

Nous présentons sur la figure 4.16 une comparaison des profils obtenus pour $d = 0,4\text{ mm}$ et $d = 1\text{ mm}$ à masse et vitesse d'écoulement fixées. En plus d'avoir des hauteurs et des longueurs très comparables, les formes sont également très similaires. On décele quelques différences sur les inclinaisons des faces amont et aval. Nous en discuterons en détail dans la section 4.5.2.

4.5.2 Pentés amont et aval

Pour caractériser plus finement l'asymétrie de la dune à l'équilibre, nous présentons les variations des pentes maximales de la face amont puis de la face aval en fonction de

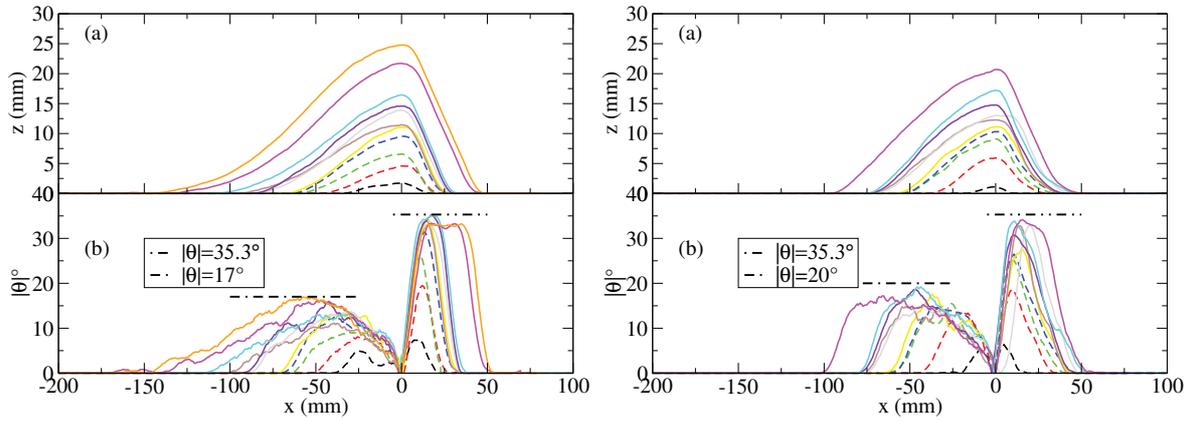


FIGURE 4.15 – Profils d’équilibre des dunes pour $d = 0,4 \text{ mm}$ obtenus pour des masses m_0 croissantes (entre 2 et 20 g) pour 2 vitesses d’écoulement $\langle U_0 \rangle = 0,43 \text{ m/s}$ et $0,52 \text{ m/s}$ (respectivement à gauche et à droite). (a) Profils d’équilibre et (b) pentes locales.

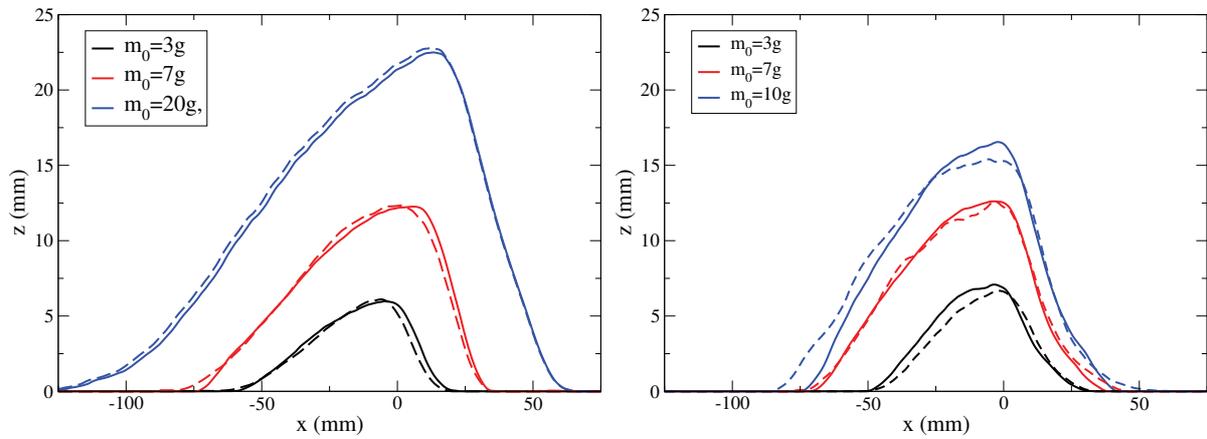


FIGURE 4.16 – Comparaison des profils d’équilibre des dunes constituées de particules de $0,4 \text{ mm}$ (trait continu) et 1 mm (tireté) de diamètre à masse et à vitesse d’écoulement fixées. (a) $\langle U_0 \rangle = 0,43 \text{ m/s}$. (b) $\langle U_0 \rangle = 0,54 \text{ m/s}$.

la masse de la dune et de la vitesse d’écoulement pour $d = 0,4 \text{ mm}$. Nous comparons également les différences entre les dunes constituées de petites et grandes particules.

Angle de la face amont θ_{up}

Sur la figure 4.17, on montre la variation de la pente de la face amont des dunes θ_{up} , obtenue pour $d = 0,4 \text{ mm}$ en fonction de leur aire A_0 à différentes vitesses d’écoulement. À vitesse fixée, on observe une augmentation puis une saturation de θ_{up} avec l’aire de la dune. La saturation correspond à l’entrée dans le régime de grandes dunes qui est invariant d’échelle. De plus, l’angle de la face amont croît avec la vitesse de l’écoulement. Ce comportement est très similaire à celui observé sur le rapport d’aspect, ce qui n’est pas surprenant puisqu’on s’attend à avoir une très forte corrélation entre l’angle de la face amont et le rapport d’aspect.

Concernant la comparaison des dunes à petites et grandes particules, on observe une grande similarité des angles amont à masse et vitesse d’écoulement fixées (voir figure 4.17). On peut cependant remarquer qu’à petite vitesse d’écoulement (c’est-à-dire $\langle U_0 \rangle = 0,43 \text{ m/s}$) les angles de la face amont des dunes à grandes particules sont supérieurs au plus de 1° à ceux des dunes à petites particules. C’est l’inverse à plus grande vitesse d’écoulement ($\langle U_0 \rangle = 0,54 \text{ m/s}$).

On compare sur la figure 4.18 les angles dans le régime « grandes dunes » (où ces

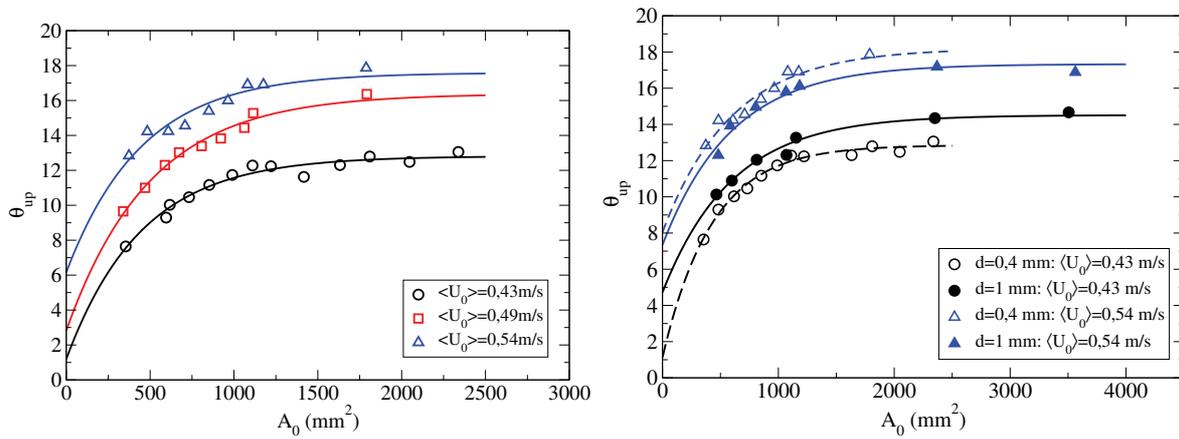


FIGURE 4.17 – (a) Pente de la face amont des dunes θ_{up} en fonction de leur aire A_0 pour $d = 0,4 \text{ mm}$ et différentes vitesses d'écoulement. (b) Comparaison des pentes amont des dunes constituées de particules de $0,4 \text{ mm}$ (symboles vides) et 1 mm (symboles pleins) de diamètre en fonction de leur aire à petite et grande vitesse d'écoulement ($\langle U_0 \rangle = 0,43 \text{ m/s}$ (\circ) et $\langle U_0 \rangle = 0,54 \text{ m/s}$ (\triangle)). Les courbes en trait discontinu et continu indiquent le meilleur ajustement des données par une loi exponentielle.

derniers sont invariants avec la masse de la dune) des dunes à petits et grands grains. On retrouve qu'ils augmentent tous deux avec la vitesse et qu'ils ont des valeurs très proches : $12,5^\circ$ pour les dunes à gros grains contre $13,5^\circ$ pour les dunes à petits grains à petite vitesse, et 17° contre 18° à plus grande vitesse.

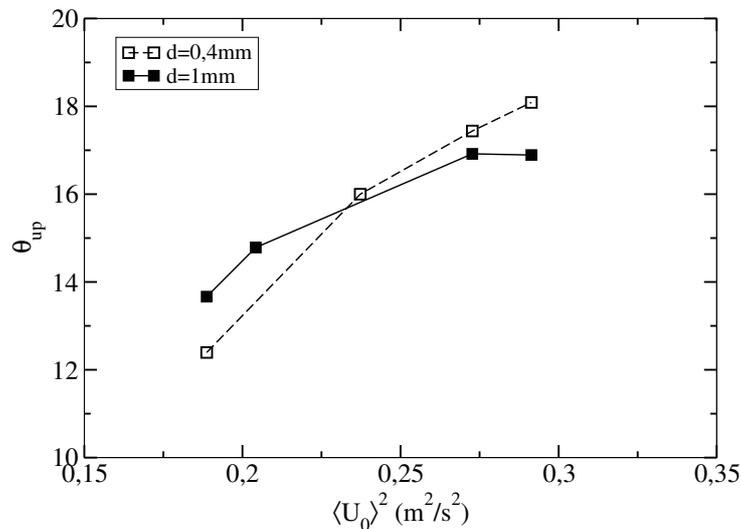


FIGURE 4.18 – Angles de la face amont dans le régime des grandes dunes en fonction de la vitesse d'écoulement pour les dunes à petits grains et gros grains.

Angle de la face aval θ_d

Pour la face aval, on observe également une variation importante de son angle avec la masse de la dune. Les valeurs extrêmes des angles de la face aval (atteintes aux petites et grandes masses de dunes) sont reportées dans le tableau 4.6. On observe à vitesse d'écoulement fixée que θ_d croît avec l'aire de la dune puis se stabilise à une valeur asymptotique autour de 33° (voir figure 4.19). Par ailleurs, il semble que cette valeur asymptotique soit peu dépendante de la vitesse d'écoulement. On peut noter également qu'elle est significativement supérieure à l'angle de repos qui est l'ordre de 28° dans notre montage. Enfin,

la transition vers le régime asymptotique semble dépendant de la vitesse de l'écoulement. Pour les petites vitesses d'écoulement (c'est-à-dire $\langle U_0 \rangle = 0,43 \text{ m/s}$), on transite vers le régime asymptotique pour une aire $A_0 = 600 \text{ mm}^2$ alors qu'aux plus grandes vitesses (c'est-à-dire $\langle U_0 \rangle = 0,54 \text{ m/s}$), il est atteint pour une aire $A_0 = 1200 \text{ mm}^2$.

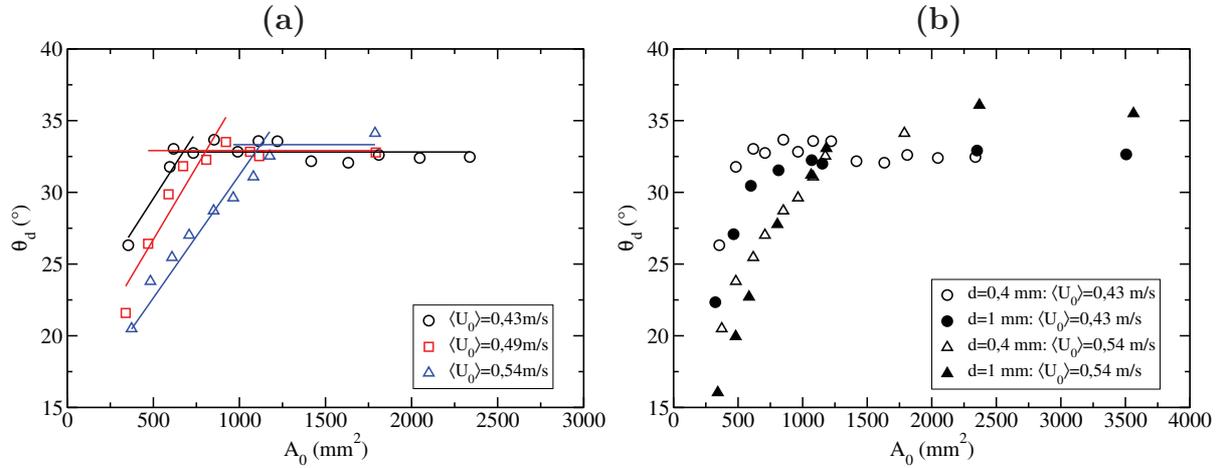


FIGURE 4.19 – Pente de la face aval des dunes à l'équilibre en fonction de leur aire pour différentes vitesses d'écoulement. (a) Dunes à petites particules ($d = 0,4 \text{ mm}$) et (b) comparaison des pentes aval pour les dunes à petites et grandes particules (c'est-à-dire $d = 0,4 \text{ mm}$ et 1 mm).

	$d = 0,4 \text{ mm}$		$d = 1 \text{ mm}$	
$\langle U_0 \rangle \text{ (m/s)}$	$\theta_d^{(0)}$	$\theta_d^{(\infty)}$	$\theta_d^{(0)}$	$\theta_d^{(\infty)}$
0,4344	11,24	32,82	12,98	32,33
0,4519	-	-	6,80	32,86
0,4871	11,50	32,91	-	-
0,5222	16,09	32,69	13,43	34,95
0,5398	16,58	-	6,61	35,69

TABLE 4.6 – Valeurs de l'angle de la face aval à petites et grandes masses (resp. $\theta_d^{(0)}$ et $\theta_d^{(\infty)}$) pour différentes vitesses d'écoulement, avec $d = 0,4 \text{ mm}$ et 1 mm .

Concernant l'effet de la taille des particules sur les angles de la face aval, aucune différence significative n'est observée pour les tailles $d = 0,4 \text{ mm}$ et $d = 1 \text{ mm}$.

4.6 Vitesse de migration à l'équilibre

La vitesse de migration V des dunes est une quantité intéressante à mesurer car celle-ci reflète l'intensité du transport. Nous avons vu en effet qu'elle renseigne sur le flux Q^{crest} au sommet de la dune en vertu de la conservation de la masse qui impose : $Q^{crest} = V \times H$.

Dans un premier temps, nous analysons comment V varie avec la masse de la dune, la taille des particules et la vitesse d'écoulement. Dans un second temps, nous discutons du flux au sommet de la dune et de sa variation avec la vitesse de l'écoulement et la taille des grains. Enfin, nous discuterons de la variation du temps de recouvrement en fonction de la masse et de la vitesse de l'écoulement. Ce temps est un temps caractéristique de l'évolution d'une dune à l'équilibre.

4.6.1 Loi de variation de la vitesse de migration avec la masse de la dune

On montre sur la figure 4.20 comment la vitesse de migration V des dunes varie avec l'aire A_0 pour des dunes composées de particules de $0,4\text{ mm}$ et 1 mm de diamètre. On

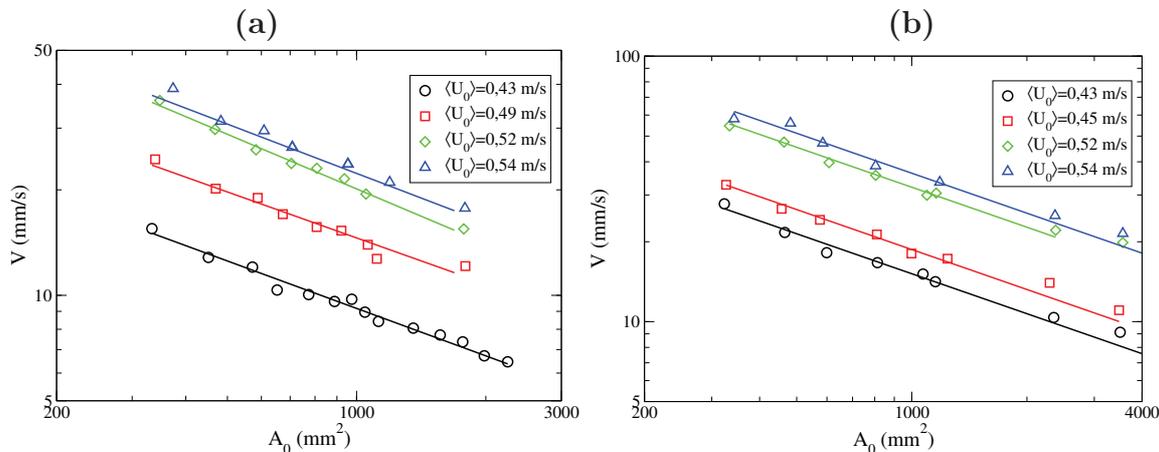


FIGURE 4.20 – Vitesse de migration V des dunes en fonction leur aire A_0 pour différentes vitesses d'écoulement : (a) $d = 0,4\text{ mm}$, (b) $d = 1\text{ mm}$. Les droites en trait continu correspondent à l'ajustement des données avec la loi $V \propto 1/A_0^{1/2}$

trouve qu'à vitesse d'écoulement fixée, V décroît de façon inversement proportionnelle à la racine carrée de l'aire de la dune et peut donc s'écrire selon la loi suivante :

$$\frac{V}{\sqrt{(s-1)gd}} = \frac{K_{Vexp}}{\sqrt{A_0}} d, \quad (4.12)$$

où K_{Vexp} est un paramètre d'ajustement sans dimension qui dépend de la vitesse de l'écoulement (voir tableau 4.7). Cette relation est vérifiée aussi bien pour les dunes à petits grains que pour celles à gros grains. On peut noter dès à présent que ce comportement diffère de celui obtenu avec notre modèle qui prédit une relation $V \propto A_0^{-1/2}$ uniquement pour les dunes appartenant au régime d'invariance d'échelle. Nous reviendrons sur cette différence plus tard.

$\langle U_0 \rangle$ (m/s)	K_{Vexp}	
	$d = 0,4\text{ mm}$	$d = 1\text{ mm}$
0,43	9,3084	3,9674
0,45	-	4,8748
0,49	14,5672	-
0,52	20,9283	8,3451
0,54	22,6020	9,4158

TABLE 4.7 – Valeurs des paramètres d'ajustement de la loi de la vitesse de migration des dunes en fonction de l'aire.

4.6.2 Effet de la taille des particules

Nous avons vu qu'à masse et vitesse d'écoulement fixées, les dunes à petits et à gros grains présentent des tailles et des morphologies très similaires. On se demande à présent quel est l'effet de d sur leur vitesse de migration.

Nous trouvons que les dunes à gros grains présentent des vitesses de migration plus élevées que celles des dunes à petits grains à masse et vitesse d'écoulement fixées (voir fig 4.21). Le rapport des vitesses de migration est remarquablement constant (c'est-à-dire indépendant de la masse et de la vitesse de l'écoulement) et est de l'ordre de 1,6 :

$$\frac{V^{(L)}(\langle U_0 \rangle)}{V^{(S)}(\langle U_0 \rangle)} \approx 1,65, \quad (4.13)$$

où $V^{(L)}$ est la vitesse de migration des dunes à gros grains et $V^{(S)}$ celle des dunes à petits grains.

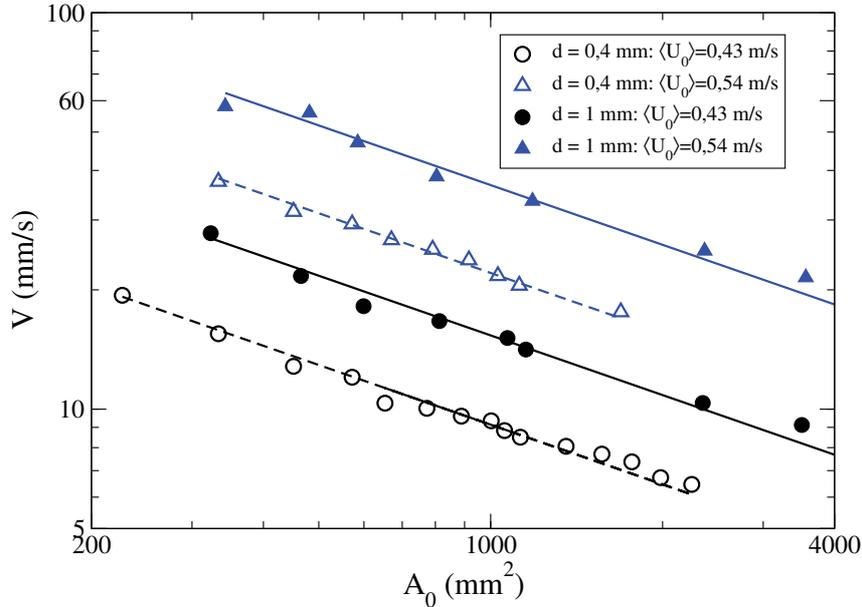


FIGURE 4.21 – Comparaison de la vitesse de migration des dunes à petits grains et à gros grains pour 2 vitesses d'écoulement différentes : (○) $\langle U_0 \rangle = 0,43 \text{ m/s}$ et (△) $\langle U_0 \rangle = 0,54 \text{ m/s}$. Dunes à petits grains $d = 0,4 \text{ mm}$ (symbole vide) et dunes à gros grains $d = 1 \text{ mm}$ (symbole plein).

Un tel résultat est contre-intuitif car on s'attendrait plutôt au contraire. En effet, si on se base sur le fait que le seuil de transport d'une particule est proportionnel à \sqrt{gd} , alors l'écoulement aurait plus de mal à mettre en mouvement les particules les plus grosses. Dans cette logique, les dunes à petits grains devraient migrer plus vite que celles à gros grains. Loin du seuil transport, cet effet de seuil devient négligeable et on s'attendrait à trouver des lois de flux indépendantes de la taille des grains à vitesse d'écoulement fixée ($Q \propto s\rho_f u_*^3 / (s-1)g$), ce qui conduirait au mieux à des vitesses de migration identiques. Nous verrons que ce résultat implique que le flux de grains au sommet de la dune est beaucoup plus intense pour les dunes à gros grains que celles à petits grains.

Ce résultat surprenant peut trouver son explication dans la variation de la perméabilité de nos dunes quand d varie. Dans notre canal étroit, l'écoulement n'a pas d'autres choix que de passer au-dessus l'obstacle que constitue la dune. Mais comme la dune est poreuse, l'écoulement peut s'y infiltrer d'autant plus profondément que la dune est poreuse. On peut donc s'attendre que l'écoulement d'infiltration à travers la dune ait des conséquences sur le flux de grains transportés.

4.6.3 Effet de la vitesse d'écoulement

Nous discutons ici de l'effet de la vitesse de l'écoulement sur la vitesse de migration des dunes. Nous avons vu que cet effet est entièrement contenu dans le paramètre K_{Vexp}

introduit dans la loi de la vitesse de migration (cf. éq. 4.12).

La figure 4.22 présente la variation de K_{Vexp} en fonction du nombre de Shields relatif S_0/S_c pour les dunes à petits et gros grains. Les valeurs du nombre de Shields critique pour les deux tailles de particules sont rappelées dans le tableau 4.8. On trouve que K_{Vexp}

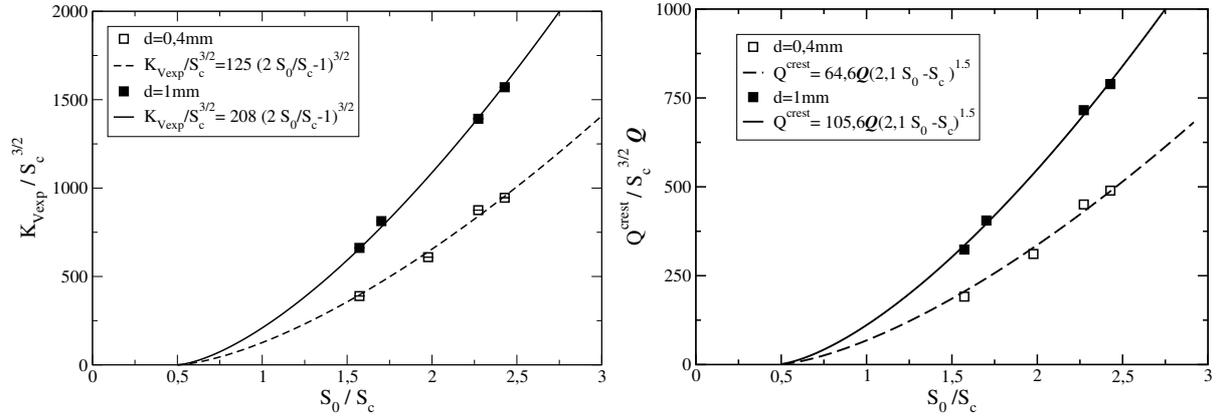


FIGURE 4.22 – (a) Variation du paramètre K_{Vexp} en fonction de S_0/S_c pour les dunes à petits et gros grains : $d = 0,4 mm$ (symbole vide) et $d = 1 mm$ (symbole plein). (b) Variation du flux à la crête $Q^{crest} = V \times H$ en fonction de S_0/S_c pour les dunes à petits et gros grains.

d (mm)	$\langle U_0 \rangle_c$ (m.s ⁻¹)	u_c^* (m.s ⁻¹)	S_c
0,4	0,340	0,022	0,08
1,0	0,335	0,021	0,03

TABLE 4.8 – Valeurs du nombre de Shields critique pour les particules de taille $d = 0,4 mm$ et $d = 1 mm$.

augmente avec la vitesse de l'écoulement et peut être approché par les lois suivantes pour les dunes à petits et gros grains :

$$d = 0,4 mm : K_{Vexp} \approx 125 (2S_0 - S_c)^{3/2} , \quad (4.14)$$

$$d = 1 mm : K_{Vexp} \approx 208 (2S_0 - S_c)^{3/2} . \quad (4.15)$$

Même si le paramètre K_{Vexp} est proportionnel à un flux, on ne peut pas l'identifier directement au flux au sommet de la dune. Pour cela, il faut calculer le produit $V \times H$. Celui-ci se calcule facilement à partir de K_{Vexp} dans le régime « grandes dunes » où la hauteur H de la dune varie comme la racine carrée de son aire ($H = K_{Hexp}^{(2)} A_0^{1/2}$). Dans ce régime, on a donc : $Q^{crest} = V \times H = K_{Vexp} \times K_{Hexp}^{(2)}$. Comme le paramètre $K_{Hexp}^{(2)}$ varie très peu avec la vitesse de l'écoulement (et est de l'ordre 0,5), le flux au sommet de la dune suit donc pratiquement le même comportement que K_{Vexp} (voir figure 4.22) et peut être approximé par les lois suivantes pour les dunes à petits et gros grains :

$$d = 0,4 mm : Q^{crest} \approx 65Q (2S_0 - S_c)^{3/2} , \quad (4.16)$$

$$d = 1 mm : Q^{crest} \approx 106Q (2S_0 - S_c)^{3/2} . \quad (4.17)$$

On rappelle que la loi de Meyer-Peter et Müller pour le flux saturé s'écrit $Q_{MPH} = 8Q(S_0 - S_c)^{3/2}$. On retrouve donc une loi similaire à celle de Meyer-Peter et Müller avec un exposant 3/2. Le facteur 2 qui multiplie le nombre de Shields peut être interprété comme le facteur d'accroissement de la contrainte de cisaillement χ^{crest} au sommet de la

dune. Cette valeur est en accord avec les mesures de Charru et Franklin (2012) concernant l'accélération de l'écoulement à la crête des barkhanes aquatiques. On peut noter également qu'on a la confirmation que le flux au sommet pour les dunes à gros grains est bien supérieur à celui pour les dunes à petits grains (facteur d'intensité de 106 contre 65). Cependant, on remarque que ce facteur d'intensité est bien supérieur à celui de la loi de flux de Meyer-Peter et Müller. Il faut toutefois préciser que le facteur que nous mesurons est obtenu à la crête de la dune contrairement aux mesures de Meyer-Peter et Müller qui sont effectuées sur un lit plat (sans motifs sédimentaires).

4.6.4 Temps de recouvrement

Il est usuel de définir un temps caractéristique à partir de la vitesse de migration des dunes et leur longueur à l'équilibre :

$$T_{rec} = \frac{L_{eq}}{V_{eq}}. \quad (4.18)$$

Ce temps est appelé temps de recouvrement et correspond au temps nécessaire à la dune pour parcourir une distance égale sa longueur d'équilibre L_{eq} à la vitesse V_{eq} . Ce temps nous servira pour comparer les temps caractéristiques du retour à l'équilibre d'une dune suite au renversement du sens l'écoulement (cf. chapitre 5). En vertu des résultats précé-

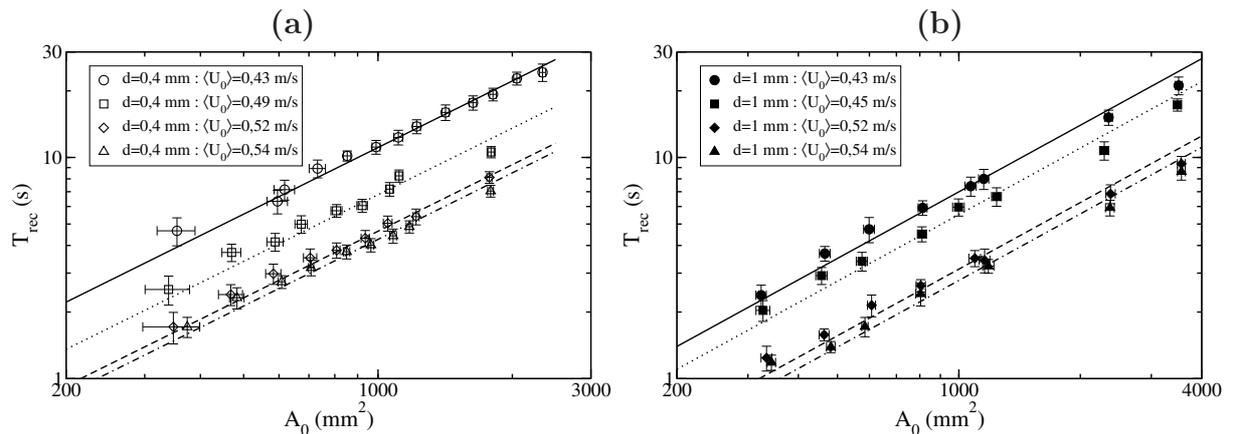


FIGURE 4.23 – Variation du temps de recouvrement T_{rec} avec l'aire de la dune pour les différents tailles de particules utilisées : (a) $d = 0,4 \text{ mm}$; (b) $d = 1 \text{ mm}$.

dents, on montre facilement que dans le régime de grandes dunes, le temps de recouvrement varie linéairement avec l'aire des dunes. On trouve que celui-ci est bien approché respectivement pour les dunes à petits grains et gros grains par (voir fig. 4.23) :

$$d = 0,4 \text{ mm} : T_{rec} \approx \frac{0,025A_0}{Q(2S_0 - S_c)^{3/2}}, \quad (4.19)$$

$$d = 1 \text{ mm} : T_{rec} \approx \frac{0,015A_0}{Q(2S_0 - S_c)^{3/2}}. \quad (4.20)$$

On peut noter que les temps de recouvrement des dunes à gros grains sont systématiquement inférieurs à ceux des dunes à petits grains ($d = 0,4 \text{ mm}$). Cela vient directement du fait que la vitesse de migration des dunes à gros est plus élevée que celle dunes à petits grains.

4.7 Comparaison avec les travaux de Groh (2008)

Nous comparons nos résultats expérimentaux avec ceux de Groh *et al.* (2008) qui ont été obtenus avec un dispositif similaire au nôtre. Les expériences de Groh *et al.* (2008, 2009) ont été menées dans un chenal de géométrie comparable à notre dunodrome avec des billes de verre de diamètre $d = 0,6 \text{ mm}$ et de masse volumique $\rho_p = 2500 \text{ kg.m}^{-3}$. L'écartement interne des parois est de 6 mm comme dans notre montage. Seul la hauteur de l'écoulement est différente : 60 mm dans le montage de Groh *et al.* (2008) contre 90 mm pour nos expériences.

Les données sur les aires des dunes n'étant pas directement disponibles dans l'article de Groh *et al.* (2008), nous les avons estimées à partir des masses en utilisant les corrélations que nous avons déterminées entre la masse et l'aire de la dune dans notre montage (voir éq. (3.9)). Cette démarche est légitime puisque l'écartement de nos chenaux est le même.

Nous comparons ici les hauteurs et les vitesses de migration des dunes pour une vitesse d'écoulement identique $\langle U_0 \rangle \approx 0,43 \text{ m/s}$ (voir figure 4.24).

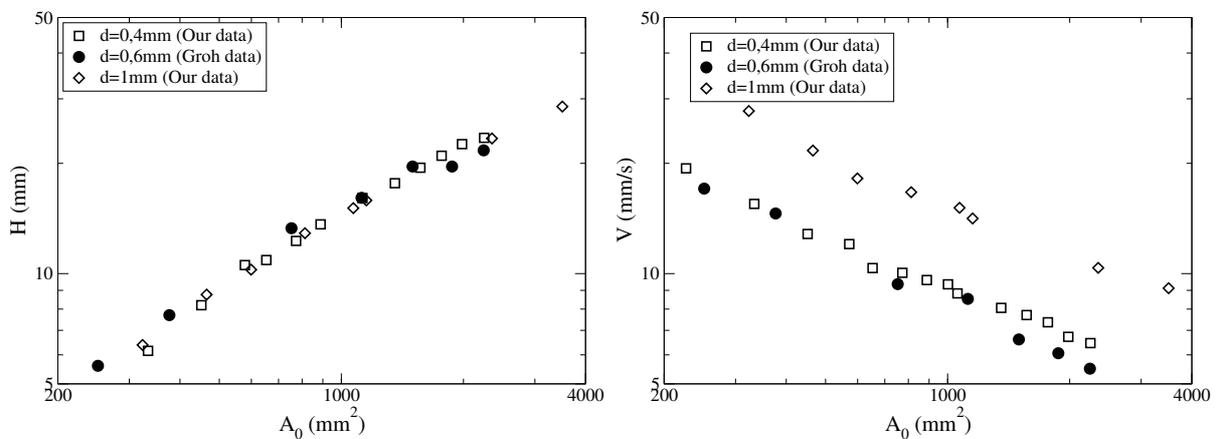


FIGURE 4.24 – Comparaison des hauteurs de dunes (a) et des vitesses de migration (b) avec les expériences de Groh *et al.* (2008) pour une vitesse d'écoulement $\langle U_0 \rangle \approx 0,43 \text{ m/s}$.

On observe que les hauteurs d'équilibre des dunes pour les différentes tailles de particules sont à peu près identiques. Cela semble confirmer que pour une vitesse d'écoulement et une masse fixées, le diamètre des particules d ne semble pas jouer un rôle déterminant sur la hauteur d'équilibre des dunes. Concernant les vitesses de migration des dunes, on constate que dans les expériences de Groh *et al.* (2008) avec $d = 0,6 \text{ mm}$, elles sont proches de celles de nos expériences avec $d = 0,4 \text{ mm}$. Ce résultat semble confirmer que les dunes à gros grains ($d = 1 \text{ mm}$) ont une vitesse de migration anormalement élevée.

La figure 4.25 montre l'évolution du paramètre $K_{V_{exp}} \equiv V \sqrt{A_0} / d \sqrt{(s-1)gd}$ en fonction du nombre de Shields relatif S_0/S_c pour les expériences de Groh *et al.* (2008) et les nôtres. Les données obtenues pour les différents diamètres de grains sont très bien approximées par les lois suivantes :

$$d = 0,4 \text{ mm} : K_{V_{exp}} \approx 125 (2S_0 - S_c)^{3/2}, \quad (4.21)$$

$$d = 0,6 \text{ mm} : K_{V_{exp}} \approx 115 (2S_0 - S_c)^{3/2}, \quad (4.22)$$

$$d = 1 \text{ mm} : K_{V_{exp}} \approx 208 (2S_0 - S_c)^{3/2}. \quad (4.23)$$

Nous retrouvons des valeurs très proches pour les données correspondant aux diamètres $d = 0,4 \text{ mm}$ et $d = 0,6 \text{ mm}$ tandis que pour $d = 1 \text{ mm}$ les valeurs sont bien supérieures. Ce résultat nous indique que le transport au sommet suit une loi identique pour $d = 0,4 \text{ mm}$ et $d = 0,6 \text{ mm}$ mais qu'il est beaucoup plus efficace pour $d = 1 \text{ mm}$.

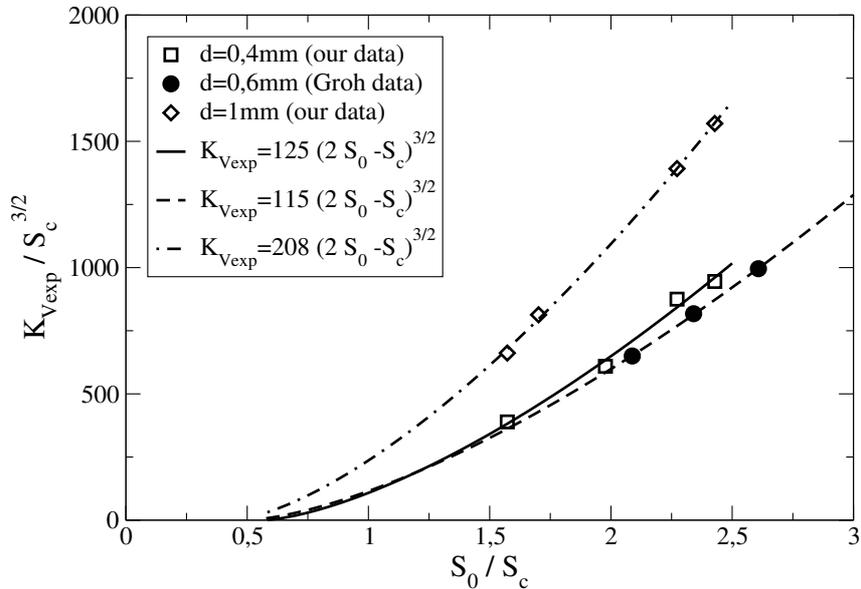


FIGURE 4.25 – Comparaison du paramètre K_{Vexp} avec celui des expériences de Groh *et al.* (2008) en fonction du nombre de Shields relatif S_0/S_c . Les nombres de Shields critiques pour $d = 0,4\text{ mm}$, $d = 0,6\text{ mm}$ et $d = 1\text{ mm}$ sont respectivement : $S_c = 0,083$, $0,038$ et $0,033$.

4.8 Comparaison avec les prédictions du modèle

Nous comparons à présent les résultats expérimentaux aux résultats du modèle. L'objectif est de vérifier si les prédictions du modèle sont en accord quantitatif avec nos résultats expérimentaux. Nous rappelons que le modèle est basé sur l'existence d'une longueur de saturation et que les prédictions des hauteurs et longueurs des dunes à l'équilibre sont exprimées en fonction de cette longueur de saturation l_{sat} . Il faut donc connaître a priori l_{sat} pour faire des comparaisons entre le modèle et les expériences. Cependant, nous avons vu qu'il existe 2 régimes asymptotiques séparés par un régime de transition quand la masse augmente : les régimes de « petites dunes » et de transition sont tous deux pilotés par l_{sat} ; le régime de « grandes dunes » est invariant d'échelle et donc indépendant de l_{sat} . Le régime « grandes dunes » peut donc être comparé aux expériences sans la connaissance préalable de la longueur de saturation. Au contraire, pour le régime « petites dunes » (non observé expérimentalement) et celui de transition, il est nécessaire de connaître la longueur de saturation pour pouvoir faire les comparaisons. Nous commencerons donc par la comparaison dans le régime « grandes dunes » avant de nous pencher sur le régime de transition qui est observé expérimentalement contrairement au régime « petites dunes ».

4.8.1 Régime « grandes dunes »

On compare les paramètres expérimentaux $K_H^{(2)}$, $K_L^{(2)}$, et $K_R^{(2)}$ intervenant dans les lois d'échelles de H , L et R pour le régime des grandes dunes avec ceux des prédictions du modèle. On rappelle que ces paramètres ont été définis de la façon suivante :

$$H = K_H^{(2)} \sqrt{A_0}, \quad (4.24)$$

$$L = K_L^{(2)} \sqrt{A_0}, \quad (4.25)$$

$$R = K_R^{(2)}, \quad (4.26)$$

Dans ce régime, ces paramètres sont a priori indépendants de la longueur de saturation.

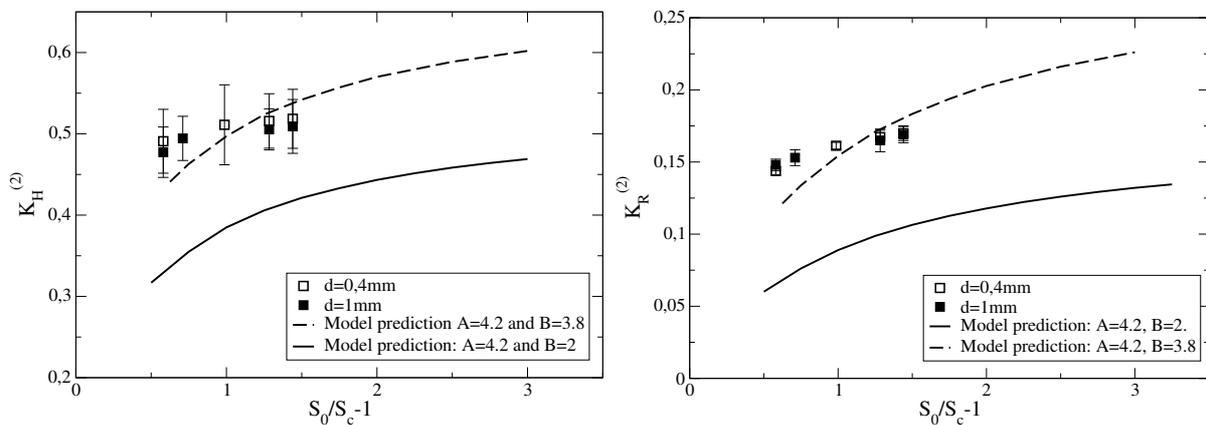


FIGURE 4.26 – Comparaison des paramètres $K_{Hexp}^{(2)}$ (a) et $K_{Rexp}^{(2)}$ (b) obtenus avec des particules de 0,4 mm (symbole vide) et 1 mm (symbole plein) de diamètre avec les prédictions du modèle (lignes continue et en tireté).

Sur la figure 4.26 on compare les paramètres $K_H^{(2)}$ et $K_R^{(2)}$ obtenus dans les expériences avec ceux prédits par le modèle simplifié (sans les avalanches granulaires et décollement de la couche limite) pour les dunes aquatiques avec les paramètres suivants : $\mathcal{A} = 4,2$, $\mathcal{B} = 2$ et $n = 1,5$. On observe bien la bonne évolution avec le nombre de Shields relatif S_0/S_c , à savoir une augmentation de $K_H^{(2)}$ et $K_R^{(2)}$. Il y a cependant un désaccord quantitatif : les prédictions du modèle sous-estiment $K_H^{(2)}$ et $K_R^{(2)}$ quand on prend pour valeurs des paramètres \mathcal{A} et \mathcal{B} calculées avec une longueur de mélange classique ($l_m = \kappa z$) comme dans l'analyse de Jackson et Hunt. Par contre, si l'on prend les valeurs données par le modèle de Frederick et Hanratty (1988) tenant compte de l'influence des gradients de pression dans la longueur de mélange ($\mathcal{A} \approx 4,2$ et $\mathcal{B} \approx 3,8$), on obtient un meilleur accord. Pour la suite de nos comparaisons, nous prendrons donc les valeurs de \mathcal{A} et \mathcal{B} issues du modèle de Frederick et Hanratty (1988).

4.8.2 Régime de transition et longueur de saturation

Pour comparer les données expérimentales dans le régime de transition avec les prédictions du modèle, il est nécessaire d'avoir une estimation de la longueur de saturation du transport l_{sat} puisque le régime de « petites dunes » et de transition sont gouvernés par cette dernière.

Une façon de faire est de déterminer la valeur de l_{sat} qui donne le meilleur accord entre les hauteurs d'équilibre expérimentales et celles prédites par le modèle pour un nombre de Shields relatif S_0/S_c fixé. La même opération peut être réalisée avec la longueur de la dune ou le rapport d'aspect.

Pour illustrer cette méthode, nous considérons nos expériences effectuées avec les particules de 0,4 mm de diamètre et une vitesse d'écoulement $\langle U_0 \rangle = 0,43$ m/s correspondant à un nombre de Shields relatif $S_0/S_c = 1,6$.

Sur la figure 4.27, on compare la hauteur d'équilibre H en fonction de A_0 obtenue dans les expériences avec celle du modèle simplifié. Les prédictions du modèle sont tracées pour différentes valeurs de l_{sat} entre 1 et 4 mm. On obtient un bon ajustement pour $l_{sat} = 2\text{ mm} \pm 0,5\text{ mm}$. Pour le rapport d'aspect, l'accord entre les expériences et le modèle pour $l_{sat} = 2\text{ mm}$ est moins bon. Néanmoins, la valeur de 2 mm pour la longueur de saturation reste la valeur qui fournit le meilleur ajustement.

Sur la figure 4.28, on compare les profils d'équilibre des dunes expérimentales avec ceux du modèle pour trois masses différentes : 3 g, 7 g et 10 g. Les aires de ces dunes à l'équilibre sont respectivement = 263 mm², 765 mm² et 1067 mm². On observe que les

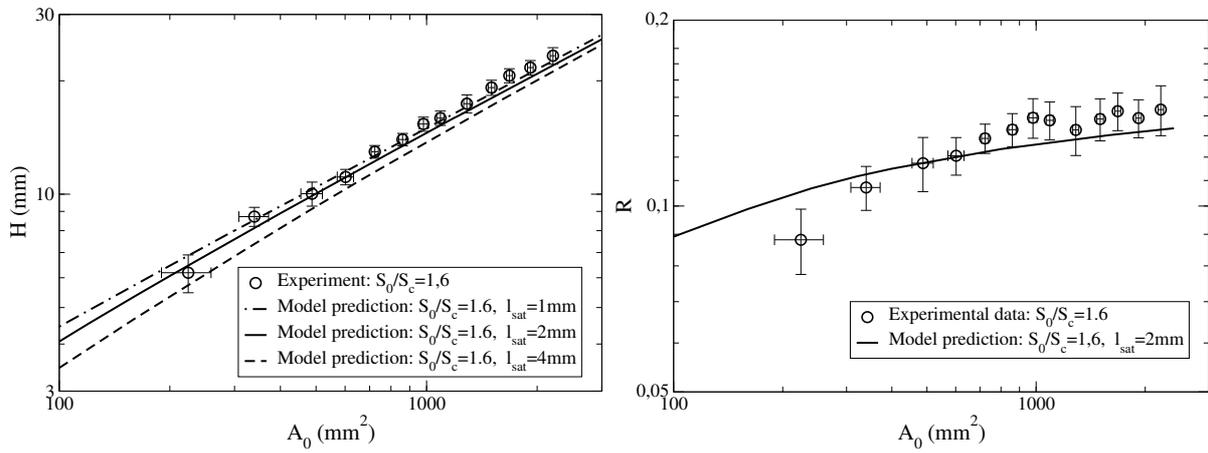


FIGURE 4.27 – (a) Hauteurs H et (b) rapport d'aspect R d'équilibre en fonction de l'aire de la dune, obtenus pour $S_0/S_c = 1,6$. Les données expérimentales sont indiquées par les symboles, les prédictions du modèle avec $\mathcal{A} = 4, 2$, $\mathcal{B} = 3, 8$ par les courbes de différents styles. Dans cet exemple, le meilleur accord est obtenu avec $l_{sat} = 2 \text{ mm}$ (—).

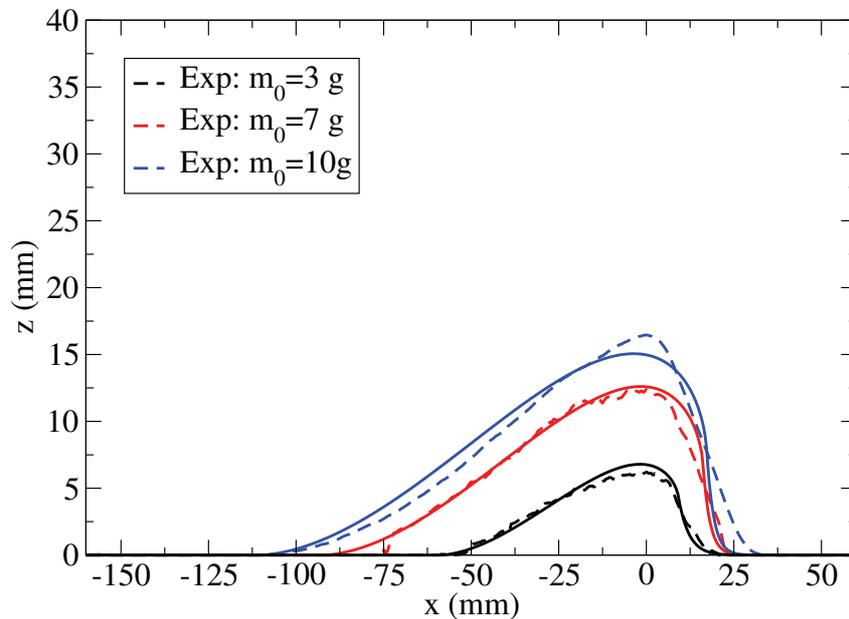


FIGURE 4.28 – Profils d'équilibre des dunes de différentes masses, obtenus pour $S_0/S_c = 1,6$: les profils expérimentaux sont indiqués par les lignes discontinues. Paramètres des expériences : $d = 0,4 \text{ mm}$; paramètres du modèle : $\mathcal{A} = 4, 2$, $\mathcal{B} = 3, 8$, $n = 1, 5$ et $l_{sat} = 4 \text{ mm}$.

morphologies d'équilibre des dunes du modèle simplifié s'ajustent correctement avec celles des expériences pour $m_0 = 3 \text{ g}$ et $m_0 = 7 \text{ g}$. On remarque cependant que pour la dune de masse $m_0 = 7 \text{ g}$ le modèle capture mal la face aval de la dune. Ce désaccord s'amplifie quand la masse augmente. Pour la dune de masse $m_0 = 10 \text{ g}$, la morphologie d'équilibre prédite par le modèle a une hauteur plus faible par rapport à l'expérience. Par ailleurs, le profil du modèle présente une courbure plus prononcée sur la face amont et une face aval moins raide que celle de l'expérience. Ceci n'est pas une surprise puisque le modèle simplifié ignore le processus d'avalanche. L'absence de ce processus, couplée à l'absence du décollement de la couche limite se manifeste donc principalement par une diminution de la hauteur d'équilibre par rapport à l'expérience dans le régime des grandes dunes. La différence des hauteurs entre les expériences et le modèle dans ce régime de grande dune est de 20%.

Sur la planche 4.29, on présente le résultat de notre méthode d'estimation de l_{sat} pour deux autres vitesses d'écoulement que nous avons sondées avec les dunes constituées de particules de $0,4\text{ mm}$ de diamètre. Les nombres de Shields relatifs S_0/S_c valent 2 et 2,5. Dans la colonne de droite, on montre l'ajustement du modèle avec les expériences sur la base de H en fonction de A_0 . Dans la colonne de gauche, on montre la comparaison des profils d'équilibre expérimentaux avec ceux issus du modèle mis à l'échelle avec la valeur de l_{sat} donnant le meilleur ajustement des hauteurs d'équilibre.

Le résultat de nos ajustements suggèrent que la longueur de saturation augmente avec la vitesse de l'écoulement. On passe de 2 mm pour $S_0/S_c = 1,6$ à 4 mm pour $S_0/S_c = 2,5$. Cette évolution semble suivre une loi linéaire avec la vitesse de cisaillement basal (voir figure 4.30). On rediscutera plus loin de cette évolution. Par ailleurs, on fait les mêmes observations que dans le cas discuté précédemment pour $S_0/S_c = 1,6$. On retrouve un bon accord entre les profils expérimentaux et les profils issus du modèles pour les dunes du régime de transition. Pour les dunes du régime « grandes dunes », on retrouve que les hauteurs sont légèrement sous-estimées par rapport au modèle en raison de la mauvaise description de la face aval.

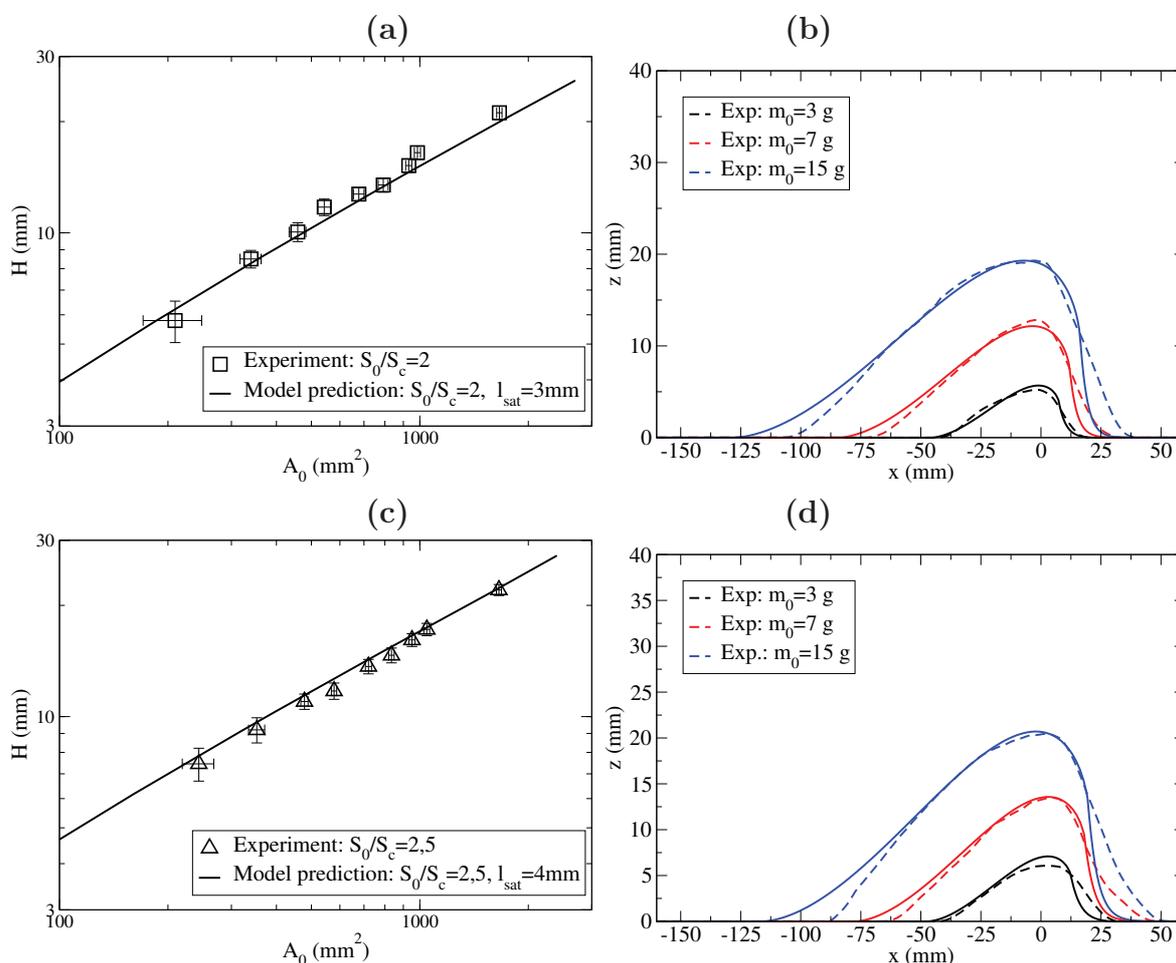


FIGURE 4.29 – Comparaison des hauteurs et des profils expérimentaux obtenus avec des particules de diamètre $d = 0,4\text{ mm}$ (a,b) $S_0/S_c = 2$, $l_{sat} = 3\text{ mm}$, (c,d) $S_0/S_c = 2,5$, $l_{sat} = 4\text{ mm}$. Dans la colonne de droite, sont présentées les hauteurs d'équilibre des dunes en fonction de leur aire : données expérimentales (symboles) et prédictions théoriques (lignes continues), mises à l'échelle par la valeur de l_{sat} donnant le meilleur accord. Dans la colonne de gauche, sont représentés les profils d'équilibre expérimentaux (lignes discontinues) et théoriques (ligne continue) mis à l'échelle par l_{sat} déterminé dans la colonne de gauche. Paramètres du modèle : $\mathcal{A} = 4,2$, $\mathcal{B} = 3,8$, $n = 1,5$.

On peut faire le même exercice d'ajustement pour les dunes à gros grains. Nous avons vu que les dunes constituées de particules de diamètre $d = 1 \text{ mm}$ ont des morphologies et des tailles sensiblement similaires à celles constituées de particules de $0,4 \text{ mm}$ de diamètre pour une masse et une vitesse d'écoulement fixées. On s'attend donc à ce que la longueur de saturation soit du même ordre de grandeurs pour les deux tailles de particules. Le résultat de l'ajustement pour les dunes à gros grains donne une longueur de saturation de 1 mm à faible vitesse (à comparer avec les 2 mm trouvés pour les dunes à petits grains) et de 4 mm à forte vitesse (résultat identique à celui obtenu pour les dunes à petits grains, voir figure 4.30).

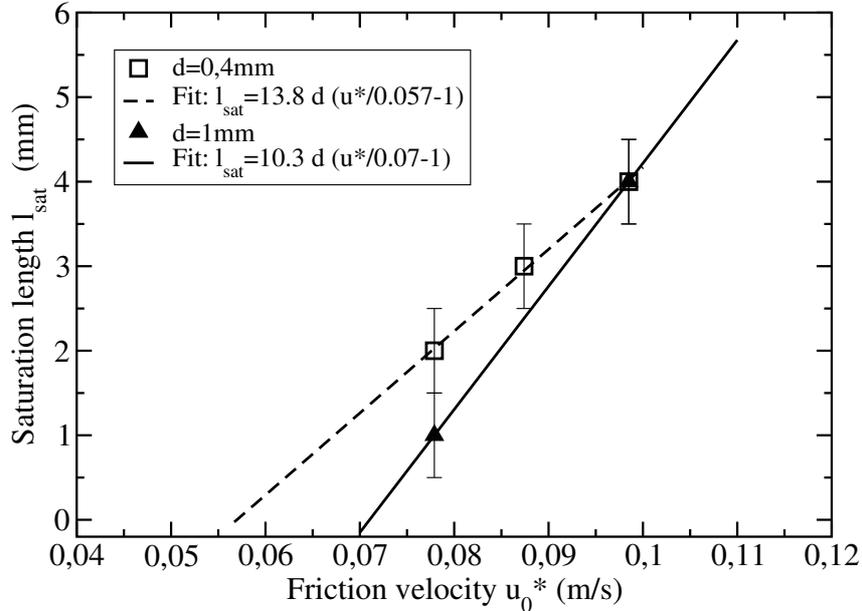


FIGURE 4.30 – Longueur de saturation en fonction de la vitesse de frottement pour les particules de diamètre $d = 0,4 \text{ mm}$ et $d = 1 \text{ mm}$. Les résultats sont compatibles avec un comportement linéaire avec la vitesse de frottement.

4.8.3 Dépendance de la longueur de saturation avec la vitesse de l'écoulement et le diamètre des particules

On discute ici plus en détail de la dépendance de la longueur de saturation avec la vitesse de l'écoulement et le diamètre des particules. Nous avons retracé nos résultats concernant la longueur de saturation en termes de variables adimensionnées, à savoir l_{sat}/d et u_0^*/u_{chute} (voir fig. 4.31). Ces derniers suggèrent une proportionnalité entre l_{sat}/d et le rapport u_0^*/u_{chute} , ce qui serait compatible avec une longueur de saturation régie par une longueur de dépôt l_{dep} comme proposé par Lajeunesse *et al.* (2010).

Les expériences de Lajeunesse *et al.* (2010) montrent que l_{dep} , qui caractérise la distance moyenne parcourue par une particule entre son délogement du substrat et le moment où elle y retombe, suit la loi suivante :

$$\frac{l_{dep}}{d} \approx 70 \frac{(u_0^* - u_c^*)}{u_{chute}}, \quad (4.27)$$

En ajustant nos données avec ce type de loi, nous trouvons que la longueur de saturation pour les dunes à petits grains et à gros grains peut être approchée par :

$$\frac{l_{sat}}{d} \approx 53 \frac{(u_0^* - u_c^*)}{u_{chute}} \quad (4.28)$$

Ce résultat suggère fortement que la longueur de saturation est régie par la longueur de dépôt.

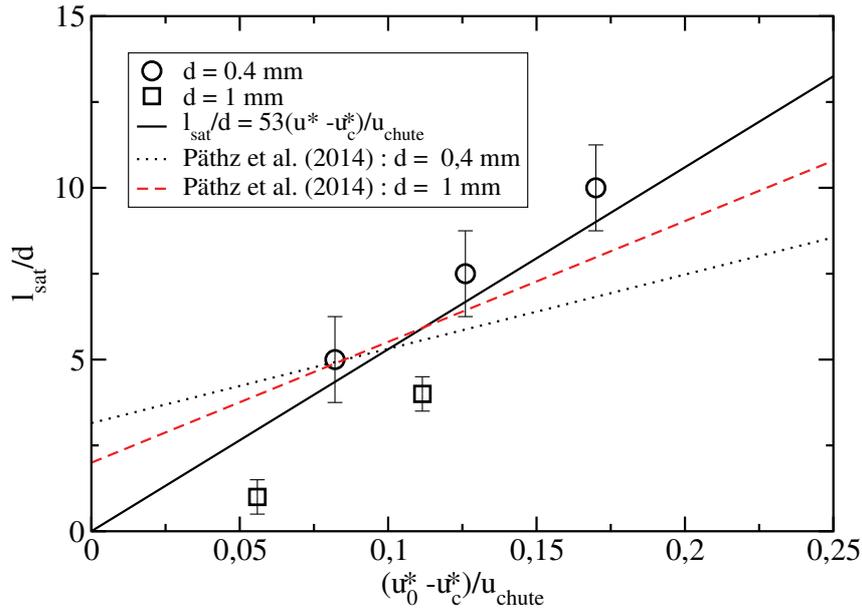


FIGURE 4.31 – Longueur de saturation l_{sat}/d en fonction de u_0^*/u_{chute} pour les particules de diamètre $d = 0,4\text{ mm}$ et $d = 1\text{ mm}$. Les résultats sont compatibles avec une longueur de saturation contrôlée par une longueur de dépôt (ligne continue) : $l_{sat}/d \propto (u_0^* - u_c^*)/u_{chute}$. La prédiction du modèle de Pätz *et al.* (2014), éq. (1.42) en prenant $\mu = 0,53$ (droite en tireté) est du bon ordre de grandeur mais ne s'ajuste pas aux données.

Lorsqu'on compare nos estimations de l_{sat} avec la prédiction du modèle de Pätz *et al.* (2014) (éq. (1.42)) en fixant le coefficient de Coulomb à $\mu = 0,53$ (voir la figure 4.31), on trouve les bons ordres de grandeur mais l'accord est loin d'être satisfaisant.

L'hypothèse que la longueur de saturation est contrôlée par l'inertie des particules n'est pas corroborée par nos résultats. On rappelle que dans cette hypothèse, la longueur de saturation est proportionnelle à la longueur de traînée $l_{drag} = (\rho_p/\rho_f)d$ et est donc indépendante de la vitesse de l'écoulement, ce qui n'est pas le cas dans nos expériences.

Chapitre 5

Évolution d'une dune isolée lors du renversement de l'écoulement

On s'intéresse dans ce chapitre à l'évolution morphologique d'une dune isolée suite au renversement du sens de l'écoulement. Au moins deux questions émergent : (i) la dune retrouve-t-elle au bout d'un temps fini sa morphologie initiale? et (ii) quelles sont les différentes étapes du processus de déformation ?

Nous exposons dans un premier temps le protocole expérimental employé, puis nous présentons les résultats obtenus pour deux vitesses d'écoulement différentes et une gamme de masse de $3g$ à $30g$. Nous terminons par une discussion des résultats.

5.1 Protocole expérimental

Nous décrivons ici le protocole expérimental employé pour l'expérience de renversement.

5.1.1 Mode opératoire

(i) La première étape consiste à préparer une dune dans sa forme d'équilibre pour un écoulement de vitesse donnée $\langle U_0 \rangle$. Une fois que le chenal est mis en eau, nous introduisons une masse fixée de sédiments par l'ouverture dédiée. Nous rappelons que cette ouverture se situe à 20 cm du bord gauche de la section réduite du chenal. Le tas formé a initialement une forme symétrique (voir figure 5.1(a)). Nous mettons ensuite en marche l'écoulement à la vitesse $\langle U_0 \rangle$ prédéfinie dans le sens des $x > 0$ (c'est-à-dire de la gauche vers la droite), puis nous arrêtons l'écoulement lorsque la dune atteint la région centrale du champ d'observation. Pour toutes les expériences réalisées, la dune a atteint son état stationnaire lorsqu'elle arrive au centre du dispositif (voir figure 5.1).

En raison de l'inertie du fluide, l'écoulement ne s'arrête pas instantanément après l'arrêt du moteur. Il met quelques secondes pour s'immobiliser (au bout de 1 à 2 secondes). Pendant ce laps de temps, la forme de la dune se modifie légèrement. En particulier, c'est la face aval de la dune qui relaxe vers un angle proche de l'angle de repos dans l'eau, qui est inférieur à l'angle de la face aval lorsque la dune est en mouvement. Dans l'exemple montré sur la figure 5.1, l'angle de la face aval passe de 32° à 27° lorsque l'écoulement s'arrête. Cette relaxation de la face aval entraîne une légère diminution de la hauteur de la dune. Dans l'exemple précédent, elle vaut à l'arrêt 28 mm contre 29 mm en mouvement.

(ii) La deuxième étape consiste à renverser le sens de l'écoulement. L'écoulement est donc mis en place dans la direction opposée mais avec la même intensité. Celui-ci est programmé pour être actif pendant 12 à 15 secondes avant de s'arrêter à nouveau. Ce temps est suffisant pour observer le retour à l'équilibre.

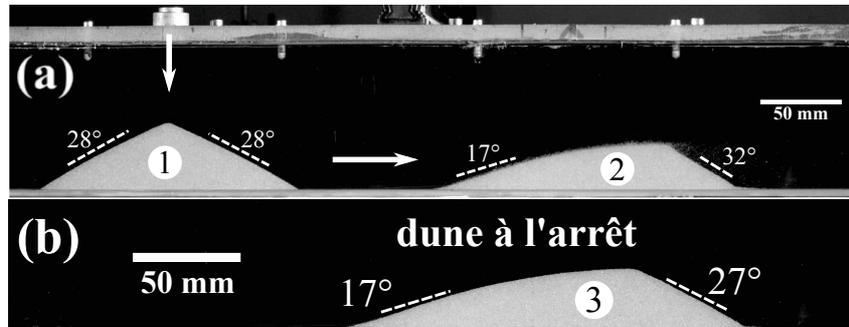


FIGURE 5.1 – Mise en place d’une dune avant renversement : (a) On part d’un tas symétrique (1) que l’on fait migrer jusqu’à obtenir la forme d’équilibre (2). (b) Morphologie de la dune à l’arrêt de l’écoulement. Dans cet exemple, la masse initiale est $m_0 = 30\text{ g}$ et la vitesse de l’écoulement vaut $\langle U_0 \rangle = 0,54\text{ m/s}$.

(iii) Les étapes suivantes consistent à répéter plusieurs fois l’opération de renversement de l’écoulement après une période active de 12 à 15 secondes. Nous distinguerons dans une série de renversements, les renversements positifs r^+ lorsque l’écoulement passe de la direction $x < 0$ à $x > 0$ et les renversements négatifs r^- pour le cas contraire.

Les étapes de démarrage et d’arrêt du moteur se font avec une rampe linéaire croissante et décroissante qui permet de passer graduellement de 0 à la consigne C voulue ou inversement. Cette rampe dure 0,5 s.

5.1.2 Vitesse de l’écoulement

Une calibration a été nécessaire pour déterminer les consignes-moteur permettant d’obtenir la même vitesse d’écoulement dans les deux sens. Lors de la caractérisation de l’hydrodynamique au sein chenal (cf. section 3.2.2), nous avons vu qu’il y a une différence de vitesse d’écoulement lorsqu’on impose la même consigne aux moteurs. Cette différence est liée au fait que les hélices des 2 moteurs sont des hélices droites et n’ont donc pas la même efficacité dans les 2 sens de rotation.

Grace aux mesures P.I.V., nous avons vu que C et $\langle U_0 \rangle$ sont reliées de la façon suivante pour les moteurs A et B qui génèrent respectivement des écoulements dans le sens $x < 0$ et $x > 0$:

$$\langle U_0 \rangle_A \approx 0,912C_A + 0,102 \quad (5.1)$$

$$\langle U_0 \rangle_B \approx 0,876C_B + 0,100 \quad (5.2)$$

où les vitesses sont en m/s et les consignes C comprises entre 0 et 1. De ces expressions, on tire la relation d’ajustement des consignes pour obtenir la même vitesse d’écoulement :

$$C_A = 0,96C_B - 0,28 \quad (5.3)$$

Par exemple, si on prend pour $C_B = 50\%$, il faut choisir la consigne $C_A = 47\%$ pour le moteur A pour obtenir la même vitesse d’écoulement dans les deux sens. Nous avons vérifié que cette relation produit le résultat escompté en mesurant les vitesses de migration de dunes de même masse dans des sens contraires d’écoulement.

5.1.3 Prise et analyse d’images

Pour la prise d’images nous utilisons notre *Nikon D610* en mode rafale avec une fréquence d’acquisition ajustable entre 2 Hz et 6 Hz. Du fait de la limitation de la mémoire de stockage temporaire de l’appareil photo en mode rafale, la durée d’enregistrement est

dépendante de la fréquence d'acquisition et de la résolution spatiale des images. Nous avons donc fait un compromis entre résolution temporelle, résolution spatiale et durée d'acquisition. À titre d'exemple, à pleine résolution (6016×4016 pixels) nous pouvons enregistrer sur une durée $\sim 9,5 s$ à $2 Hz$ et $\sim 3,2 s$ à $6 Hz$. À une résolution intermédiaire (4512×3008 pixels) nous pouvons enregistrer pendant $\sim 15 s$ à $2 Hz$ ou $\sim 5 s$ à $6 Hz$.

Le démarrage de l'acquisition est lancé manuellement, un peu avant le moment du démarrage du moteur. Pour l'estimation des temps caractéristiques de l'évolution des dunes, l'origine des temps est prise à l'instant où le transport de sédiment devient observable. La précision sur l'origine des temps est donc liée à la fréquence d'acquisition.

Le traitement des images est identique à celui employé lors de la caractérisation des états d'équilibre des dunes (cf. section 3.4.1). Il nous permet d'extraire notamment les quantités suivantes et leurs variations au cours du temps : l'aire A , la hauteur H , la longueur L et le rapport d'aspect R de la dune. Nous extrayons également d'autres paramètres comme la longueur de la face amont L_{amont} et l'angle moyen θ_{up} caractérisant cette face. Nous caractérisons aussi la face aval en introduisant deux angles : l'angle moyen θ_d (« d » pour « downstream ») et l'angle θ_a caractérisant la pente de la face aval dans sa partie supérieure (voir figure 5.2). Nous verrons que la face aval se reconstruit progressivement et ne redevient rectiligne que lorsque la dune a retrouvé sa forme d'équilibre.

Les pentes moyennes de la face amont et aval θ_{up} et θ_d sont calculées comme dans le chapitre 4 sur une hauteur comprise entre $0,2H$ et $0,7H$ (où H est la hauteur de la dune). En revanche, l'angle θ_a dans la partie supérieure de la face aval est calculé sur une hauteur comprise entre $0,75$ et $0,9$. Avec les deux angles θ_a et θ_d , nous pouvons suivre la reconstruction de la face aval qui se fait progressivement depuis la partie supérieure de celle-ci. Lorsque la dune a recouvré sa forme d'équilibre, nous avons $\theta_d = \theta_a$.

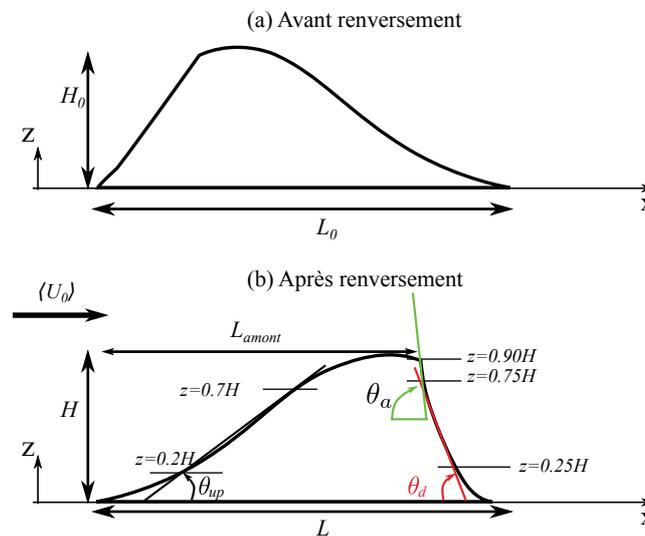


FIGURE 5.2 – Définition des différents paramètres morphologiques lors du retournement d'une dune.

5.1.4 Artefact du chenal

L'écartement interne du dunodrome dans la zone d'observation présente un défaut d'uniformité (voir annexe B.1) dans la région où sont réalisées les expériences. Il se trouve que l'écartement diminue légèrement dans le sens des $x > 0$. Il passe de l'ordre de $6,3 mm$ à $5,6 mm$ sur une longueur de $100 mm$.

Ce défaut occasionne une variation de l'aire de la dune lorsqu'elle se déplace alors que sa masse reste constante. Dans le sens $x > 0$, l'aire de la dune diminue alors qu'elle augmente dans le sens $x < 0$. Sur un déplacement de 100 mm , la variation relative de l'aire due au défaut d'écartement peut aller jusqu'à 10%.

Ce défaut ne permet donc pas de faire une estimation fiable de la variation de la masse de la dune basée sur la variation de l'aire apparente de la dune. Une tentative de correction de l'aire apparente connaissant l'écartement local s'est avérée trop imprécise pour déceler une réelle variation de la masse de la dune au cours du renversement de l'écoulement. Nous pouvons tout de même analyser comment se déroule la déformation de la dune suite au renversement du sens de l'écoulement. Nous pouvons également identifier les différentes étapes de reconstruction de la dune et déterminer le temps caractéristique nécessaire pour le retour à la forme d'équilibre en fonction de la masse de la dune et de la vitesse de l'écoulement.

Dans la suite, nous distinguerons les retournements positifs et négatifs qui ne sont pas strictement équivalents en raison de ce défaut du chenal.

5.1.5 Paramètres de contrôle

Les résultats présentés dans ce chapitre sur le retournement ont été obtenus avec des dunes constituées de particules de $0,4\text{ mm}$ de diamètre pour deux vitesses moyennes d'écoulement qui sont respectivement :

- $\langle U_0 \rangle = 0,43\text{ m/s}$, obtenue avec $C_B = 38\%$ et $C_A = 36\%$;
- $\langle U_0 \rangle = 0,54\text{ m/s}$, obtenue avec $C_B = 50\%$ et $C_A = 47\%$.

Pour la petite vitesse d'écoulement, nous avons fait des expériences de retournement avec des masses initiales comprises entre 3 g à 13 g . Pour la grande vitesse, elles sont comprises entre 3 g et 27 g . Les masses choisies correspondent à des régimes pour lesquels on obtient des dunes stationnaires dans les expériences sous écoulement unidirectionnel.

5.2 Scénarios morphologiques du retournement

5.2.1 Description des différents scénarios

Nous avons identifié deux scénarios de retournement. Ces scénarios ont une signature très claire quand on regarde l'évolution temporelle de la hauteur (voir figure 5.4).

Le premier scénario (scénario 1) est caractérisé par deux étapes de déformation : (i) une phase d'augmentation de H jusqu'à une valeur H_{max} atteinte au temps $T_{H_{max}}$ et (ii) une phase de décroissance monotone vers la hauteur d'équilibre H_{eq} , atteinte au bout d'un temps $T_{H_{eq}}$. Le second scénario (scénario 2) est quant à lui caractérisé par trois phases : (i) une phase de croissance de la hauteur H comme dans le scénario 1, (ii) une phase de décroissance de H vers une hauteur H_{min} inférieure à la hauteur d'équilibre de la dune (et atteinte au bout d'un temps $T_{H_{min}}$), puis (iii) une phase de croissance de H jusqu'à sa valeur d'équilibre H_{eq} au bout d'un temps $T_{H_{eq}}$. Sur la figure 5.3, on montre en image les différentes phases morphologiques des 2 scénarios. Dans les deux scénarios, les dunes se contractent et passent par un maximum de hauteur. On peut remarquer que le flux de particules au sommet de la dune est plus important dans le scénario 2 que dans le scénario 1 du fait que l'écoulement y est de plus forte intensité. Dans le scénario 1, la dune commence à décroître au bout de 2 secondes et atteint sa hauteur d'équilibre au bout de 4 s. Dans le scénario 2, elle décroît plutôt au bout de 1 seconde, puis subit une phase d'aplatissement jusqu'au temps $t = 3\text{ s}$. Sa hauteur est plus faible que la hauteur d'équilibre. Elle subit ensuite une phase de contraction pour retrouver sa forme d'équilibre au bout de 5 s.

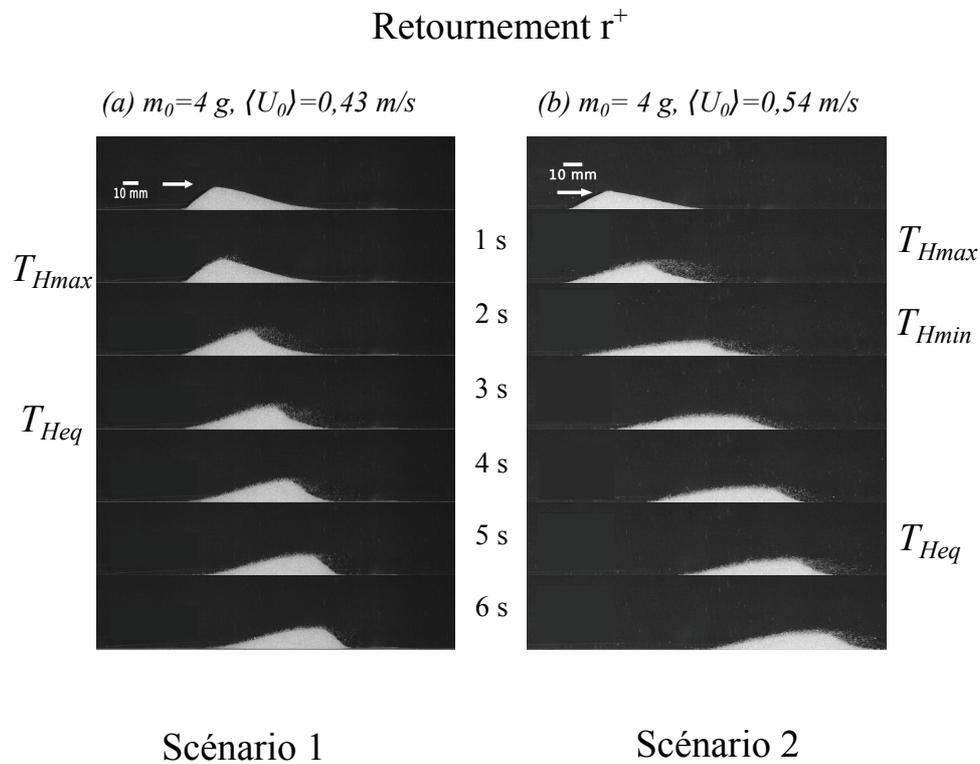


FIGURE 5.3 – Séquences d’images du retournement d’une dune après le renversement de l’écoulement. À gauche le scénario 1 observé pour une dune de masse $m_0 = 4,0 \pm 0,2\text{ g}$ et une vitesse d’écoulement de $0,43\text{ m/s}$. À droite le scénario 2 obtenu pour une dune de même masse initiale $m_0 = 4,0 \pm 0,2\text{ g}$ une vitesse d’écoulement de $0,54\text{ m/s}$.

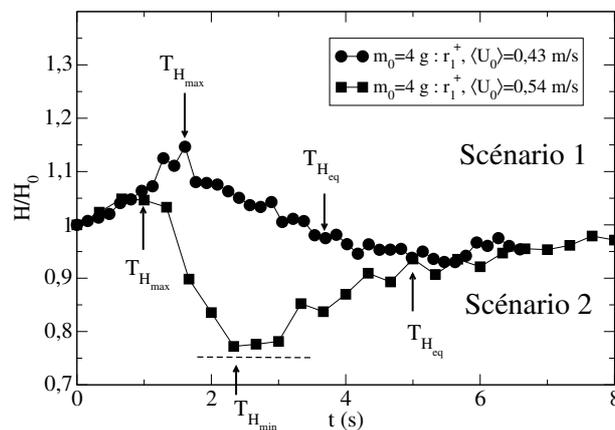


FIGURE 5.4 – Scénarios de retournement : évolution temporelle de H après le renversement du sens de l’écoulement pour une dune de masse initiale $m_0 = 4\text{ g}$ à deux vitesses d’écoulement différentes. T_{Hmax} , T_{Hmin} et T_{Heq} sont respectivement les temps correspondant au maximum, au minimum et au retour à l’équilibre de la hauteur de la dune.

5.2.2 Diagramme de phase

Nous présentons sur la figure 5.5 les domaines d’existence des 2 scénarios dans l’espace des paramètres $(m_0, \langle U_0 \rangle)$. Ce diagramme n’est bien sûr pas complet car le domaine des vitesses sondées est restreint. À faible vitesse (c’est-à-dire $\langle U_0 \rangle = 0,43\text{ m/s}$), on observe

exclusivement le scénario à deux phases pour les masses étudiées entre 3 et 15 g. À plus forte vitesse (c'est-à-dire $\langle U_0 \rangle = 0,54 \text{ m/s}$), on observe une transition entre le scénario à trois phases et le scénario à deux phases quand on augmente la masse de la dune. La transition s'opère pour une masse entre 10 et 15 g.

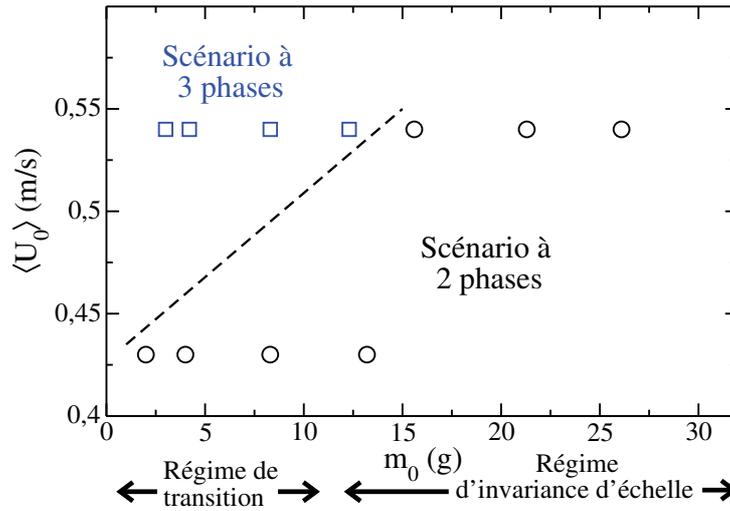


FIGURE 5.5 – Diagramme de phase représentant le domaine d'existence des différents scénarios de retournement dans l'espace des paramètres $(m_0, \langle U_0 \rangle)$. La ligne en tireté représente la frontière entre les 2 scénarios. On rappelle que les dunes ayant une masse comprise entre 3 et 10 g appartiennent au régime dit de transition dans le cas d'un écoulement uni-directionnel tandis que pour les masses supérieures, c'est le régime des « grandes dunes » dit aussi invariant d'échelle.

L'ensemble des mesures réalisées lors des expériences de retournement est donné dans l'annexe D. Les résultats présentés dans ce qui suit en sont la synthèse.

5.3 Scénario à 2 phases

Nous décrivons ici plus en détail les différentes étapes du scénario à deux phases en inspectant l'évolution temporelle des autres paramètres morphologiques comme la longueur de la dune et l'inclinaison des faces amont et aval.

5.3.1 Analyse morphologique

Sur la figure 5.6, on montre l'évolution simultanée des paramètres H , L , L_{amont} , R , θ_a et θ_d pour une dune de masse initiale $m_0 = 4,0 \text{ g} \pm 0,2 \text{ g}$ lors d'un renversement de l'écoulement pour une vitesse $\langle U_0 \rangle = 0,43 \text{ m/s}$. Les paramètres H et R_0 sont normalisés par leur valeurs avant l'activation de l'écoulement H_0 et R_0 . Pour L et L_{amont} , on normalise par la longueur initiale de la dune L_0 .

Durant la phase de contraction (entre $t = 0$ et $T_{H_{max}} \approx 1,7 \text{ s}$), on observe que la longueur totale L diminue légèrement pour atteindre un minimum (voir fig. 5.6(a)) en même temps que H croît jusqu'à un maximum. Cela se traduit par un rapport d'aspect qui augmente comme H . On a ensuite entre $T_{H_{max}}$ et $T_{Heq} = 3,6 \text{ s}$ une seconde phase qui correspond à une élongation de la dune. La hauteur et le rapport d'aspect décroissent alors que L augmente lentement jusqu'à atteindre leurs valeurs d'équilibre respectives. C'est la face amont qui supporte l'essentielle de la déformation durant ce processus d'élongation. En effet, on observe que le rapport L_{amont}/L_0 augmente beaucoup plus que L/L_0 (20% contre 5% d'augmentation).

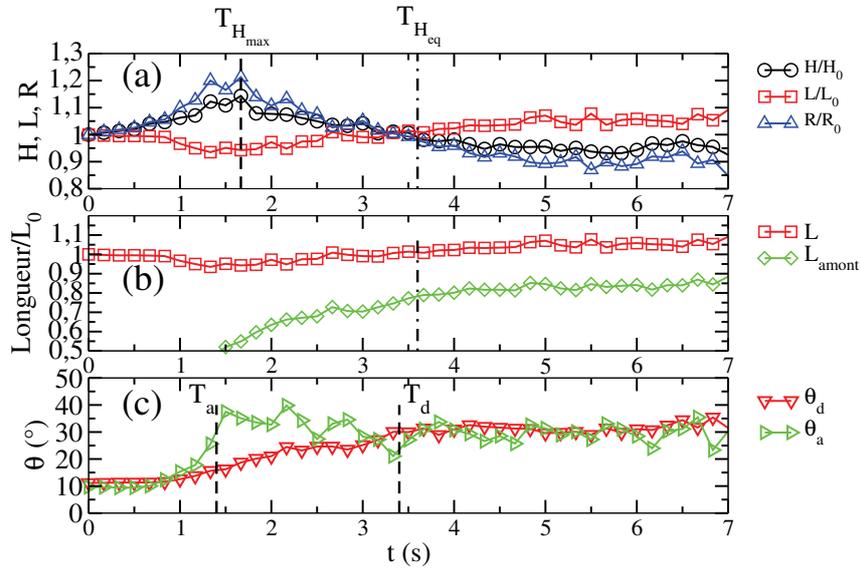


FIGURE 5.6 – Variation des paramètres morphologiques d’une dune de masse initiale $m_0 = 4,0\text{ g} \pm 0,2\text{ g}$ lors du retournement r^+ pour une vitesse d’écoulement $\langle U_0 \rangle = 0,43\text{ m/s}$.

En plus des temps $T_{H_{max}}$ et $T_{H_{eq}}$, on peut identifier deux autres temps caractéristiques à partir de l’évolution de l’inclinaison θ_a de la partie supérieure de la face aval et de son inclinaison moyenne θ_d :

- T_a , le temps au bout duquel θ_a dépasse l’angle de repos $\theta_r = 28^\circ$ (apparition d’une face d’avalanche) ;
- T_d , le temps au bout duquel l’angle moyen θ_d de la face aval retrouve l’équilibre.

On constate que θ_a croît rapidement pour atteindre un angle supérieur à θ_r . Cela se produit au bout d’un temps $T_a \approx 1,4\text{ s}$ dans notre exemple. Au-delà, θ_a fluctue autour d’une valeur de 32° . On peut remarquer que $T_{H_{max}}$ et T_a sont assez proches. Cela semble signifier que l’apparition d’une première face d’avalanche est concomitante avec le passage par un maximum de la hauteur. Par contre, θ_d croît plus lentement que θ_a et son retour à sa valeur d’équilibre s’effectue au bout d’un temps $T_d \approx 3,4\text{ s}$ très proche de $T_{H_{eq}}$.

En résumé, dans cet exemple, 2 phases sont observées : une phase de contraction et une phase d’élongation pour le retour à l’équilibre. La fin de la phase de contraction correspond à l’apparition d’une face d’avalanche dans la partie supérieure de la face aval. Le retour à l’équilibre correspond au moment où la face aval s’est entièrement reconstruite (voir figure 5.8). On a donc ici :

$$T_a \approx T_{H_{max}} < T_d \approx T_{H_{eq}} \quad (m_0 = 4\text{ g}). \quad (5.4)$$

Ces 2 étapes sont observées sur tous les renversements appartenant au scénario dit à deux phases. Cependant, l’exemple discuté précédemment (cas d’une dune de petite masse $m_0 = 4\text{ g}$) est un peu singulier par rapport aux autres cas obtenus à plus grande masse. En effet, pour les autres cas on observe un retour à l’équilibre de la face aval bien avant celui de H . Cela se traduit par l’ordre chronologique suivant :

$$T_a \approx T_{H_{max}} < T_d < T_{H_{eq}}. \quad (5.5)$$

On montre sur la figure 5.7 un exemple de retournement répondant à cette chronologie, obtenu pour une dune de masse $m_0 \approx 27\text{ g}$ soumise à un écoulement de vitesse moyenne $\langle U_0 \rangle \approx 0,54\text{ m/s}$. L’évolution en image est illustrée à la figure 5.9. On retrouve que l’apparition d’une face d’avalanche est concomitante avec le passage de la hauteur de la dune par un maximum de H . Par contre, le temps de retour à l’équilibre de la face aval est bien plus court que celui de la hauteur : $T_d \approx 3,5\text{ s}$ et $T_{H_{eq}} \approx 5,5\text{ s}$.

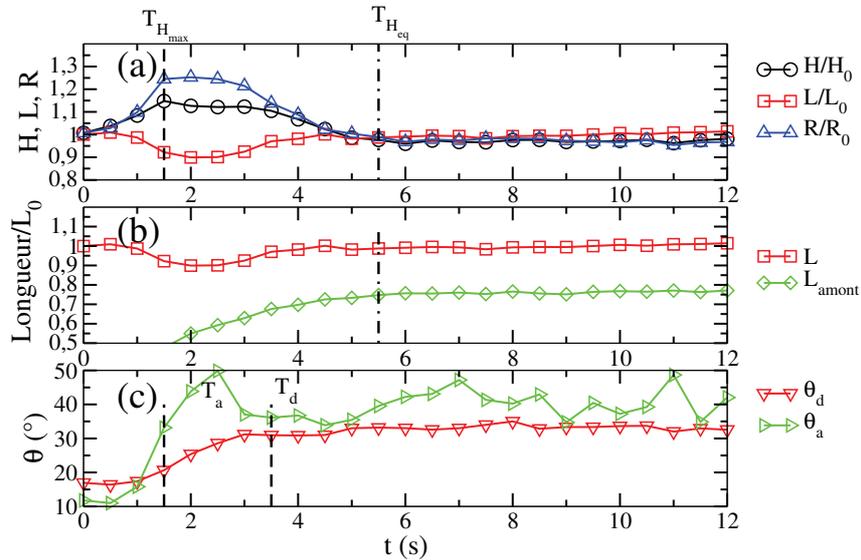


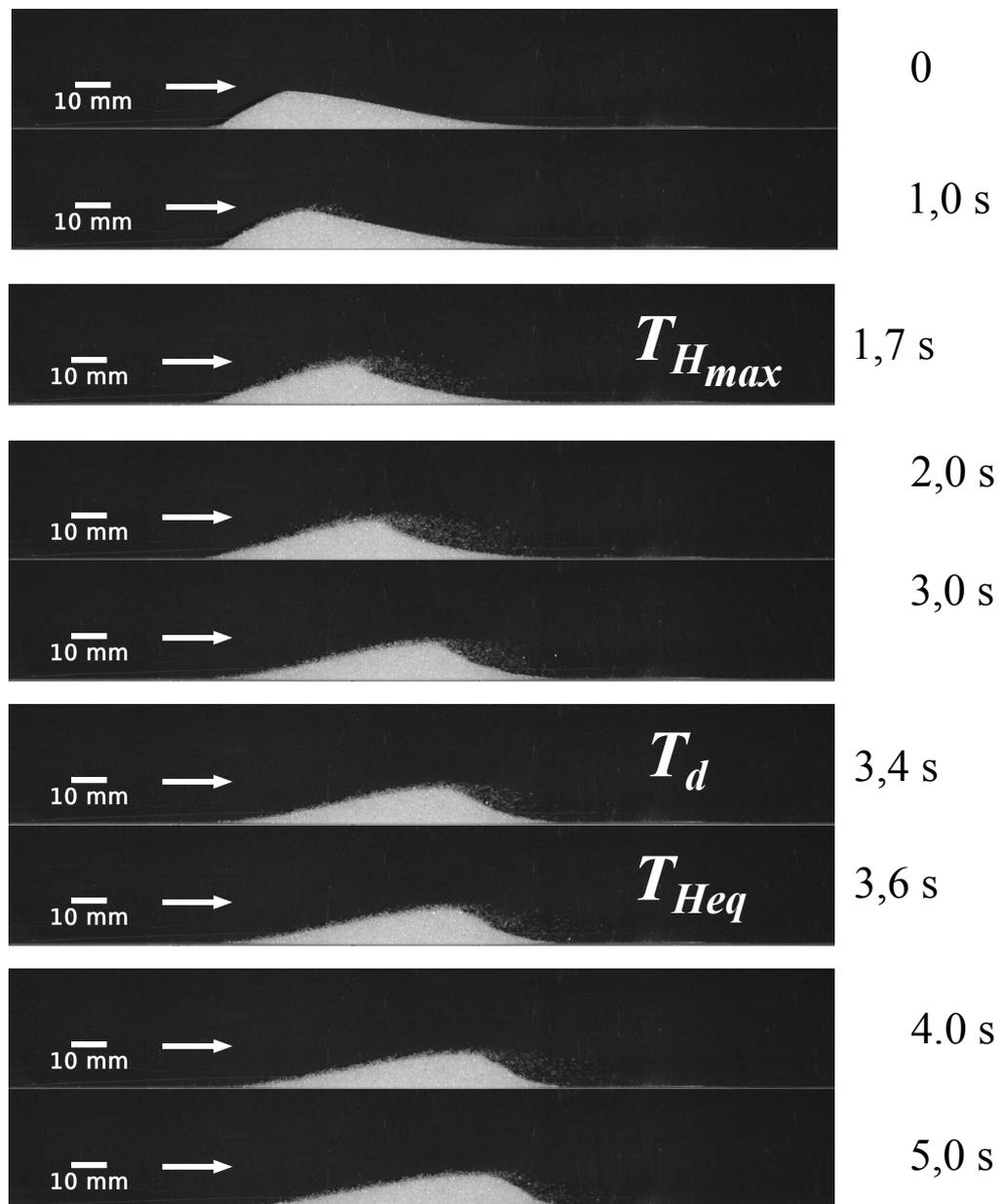
FIGURE 5.7 – Variation des paramètres morphologiques d'une dune de masse initiale $m_0 \approx 27 \text{ g}$ lors d'un renversement r^+ avec une vitesse d'écoulement $\langle U_0 \rangle = 0,54 \text{ m/s}$.

5.3.2 Effet de la masse et de la vitesse d'écoulement

Nous nous intéressons ici aux variations des temps caractéristiques du renversement avec la masse de la dune et la vitesse de l'écoulement. Nous montrons sur la figure 5.10 la variation de $T_{H_{max}}$, $T_{H_{eq}}$ et T_d en fonction de la masse de la dune dans le scénario à deux phases. À petite vitesse d'écoulement ($\langle U_0 \rangle = 0,43 \text{ m/s}$), les temps caractéristiques $T_{H_{max}}$, T_d et $T_{H_{eq}}$ augmentent avec la masse de la dune, mais cette augmentation reste faible et loin d'être proportionnelle à la masse de la dune. En effet, lorsqu'on triple la masse de la dune (en partant d'une dune de 4 g), $T_{H_{eq}}$ n'augmentent que de 20% (on passe de 4 s à 5 s).

À plus grande vitesse d'écoulement ($\langle U_0 \rangle = 0,54 \text{ m/s}$) et à plus grande masse, les temps caractéristiques $T_{H_{max}}$, T_d et $T_{H_{eq}}$ ne montrent aucune évolution significative avec la masse de la dune. Ce résultat est surprenant puisqu'on pouvait naïvement penser à une augmentation des temps caractéristiques avec la masse de la dune.

Il est instructif de comparer ces temps caractéristiques avec le temps de recouvrement T_{rec} évalué dans le chapitre précédent pour une dune stationnaire. Nous avons vu que T_{rec} augmente proportionnellement à la masse de la dune pour une vitesse d'écoulement fixée. De plus, il diminue quand la vitesse de l'écoulement augmente à masse fixée. On peut s'attendre qu'au premier ordre les temps caractéristiques mesurés et en particulier $T_{H_{eq}}$ varient de la même façon que T_{rec} en fonction de la masse et de la vitesse de l'écoulement. Cette comparaison est montrée sur la figure 5.11. On constate d'une part que $T_{H_{eq}}$ est systématiquement inférieur à T_{rec} et d'autre part, il ne montre aucune évolution significative ni avec la vitesse, ni avec la masse contrairement au temps de recouvrement. Les dunes mettent beaucoup moins de temps pour recouvrer leurs formes stationnaires que celui nécessaire pour parcourir une distance égale à leurs longueurs d'équilibre L dans le régime stationnaire.



$$r^+ ; m_0 = 4,0 \text{ g} \pm 0,2 \text{ g} ; d = 0,4 \text{ mm} ; \langle U_0 \rangle = 0,43 \text{ m/s}$$

FIGURE 5.8 – Décomposition de la déformation d’une dune de faible masse dans le scénario à deux phases : $m_0 = 4,0 \text{ g} \pm 0,2 \text{ g}$, $\langle U_0 \rangle = 0,43 \text{ m/s}$. La face aval se raidit en même temps les particules s’y déposent.

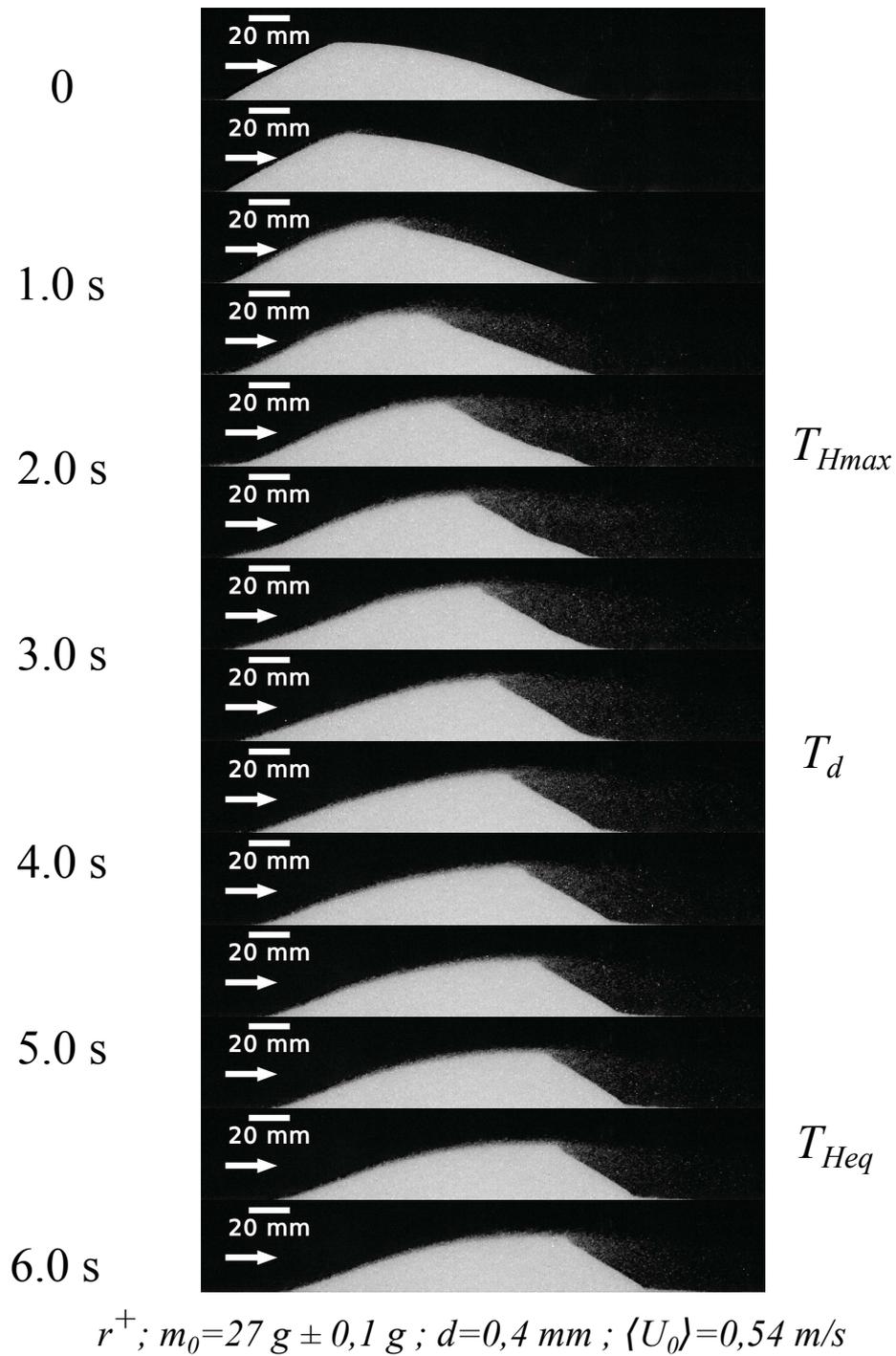


FIGURE 5.9 – Décomposition de la déformation d'une dune de masse élevée dans le scénario à deux phases : $m_0 \approx 27 \text{ g}$, $\langle U_0 \rangle = 0,54 \text{ m/s}$.

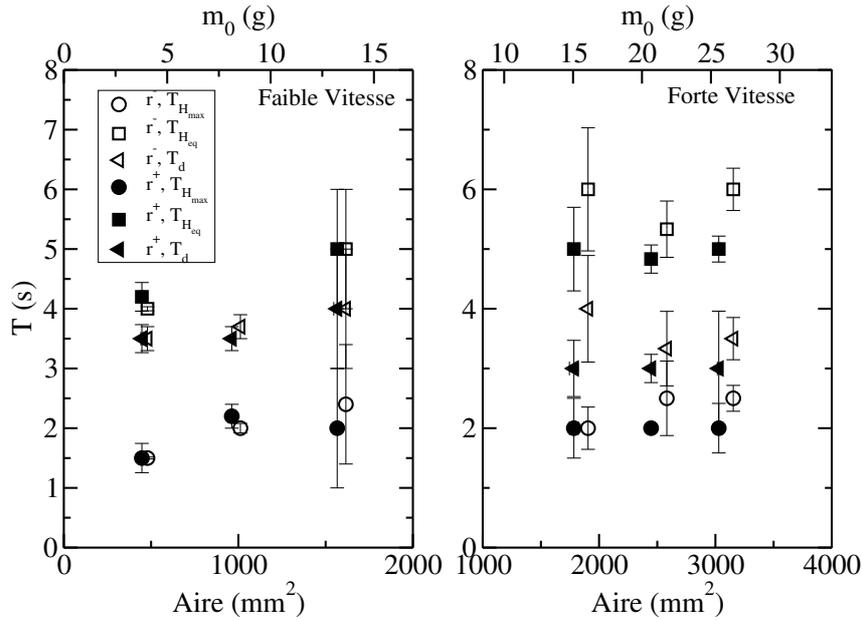


FIGURE 5.10 – Temps caractéristiques des retournements appartenant au scénario à deux phases en fonction de l’aire de la dune. À gauche $\langle U_0 \rangle = 0,43 \text{ m/s}$, à droite $\langle U_0 \rangle = 0,54 \text{ m/s}$. Les symboles pleins (resp. vides) représentent les renversements positifs (resp. négatifs).

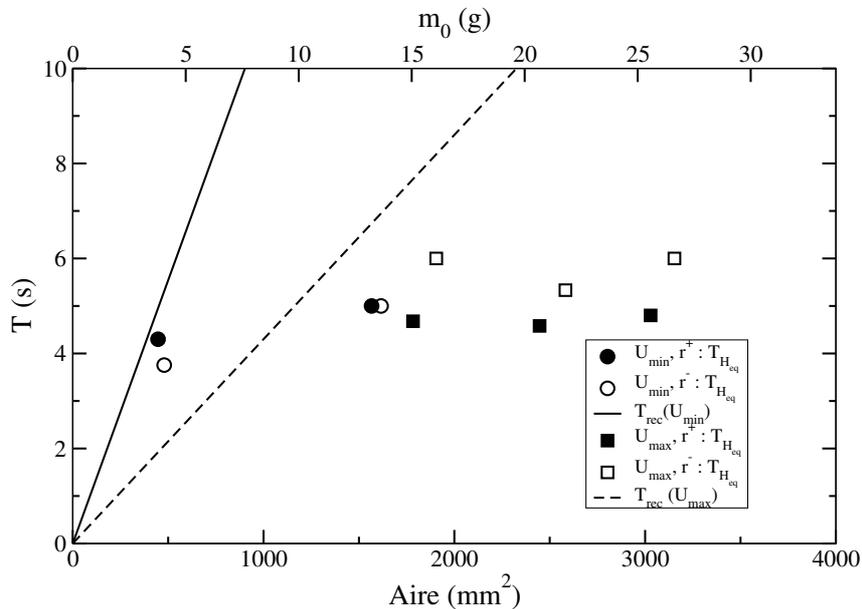


FIGURE 5.11 – Comparaison du temps de retour à l’équilibre T_{Heq} avec le temps de recouvrement T_{rec} pour le scénario à deux phases. Les symboles pleins (resp. vides) correspondent aux renversements positifs (resp. négatifs). Enfin les ronds correspondent aux expériences à petite vitesse ($U_{min} \equiv \langle U_0 \rangle = 0,43 \text{ m/s}$) et les carrés, à celles à grande vitesse ($U_{max} \equiv \langle U_0 \rangle = 0,54 \text{ m/s}$). La droite en trait continu (resp. en tireté) indique le temps de recouvrement à faible (resp. forte) vitesse d’écoulement.

5.3.3 Extremum de hauteur

Nous avons vu que lors d'un renversement, la dune passe par un maximum de hauteur H_{max} . Nous nous intéressons à la valeur de cet extremum ainsi qu'à sa variation avec la masse de la dune et la vitesse de l'écoulement.

La figure 5.12 présente l'augmentation relative H_{max}/H_0 en fonction de la masse de la dune pour les 2 vitesses d'écoulements sondées dans le scénario à deux phases. On constate

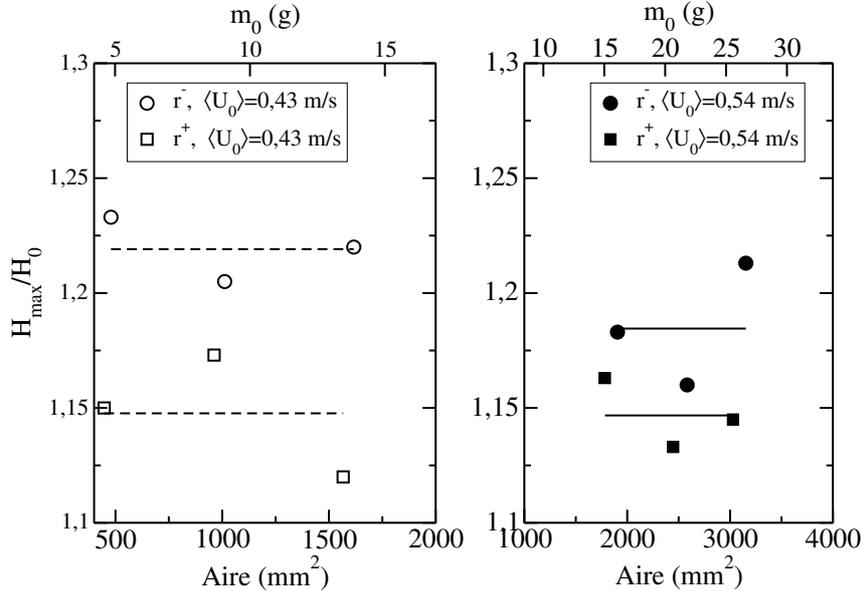


FIGURE 5.12 – Extremum de hauteur H_{max} en fonction de la masse et la vitesse de l'écoulement pour les renversements appartenant au scénario à deux phases. Les symboles vides (resp. pleins) correspondent aux données acquises à faible vitesse (resp. forte vitesse). Les carrés (resp. les ronds) représentent les renversements positifs (resp. négatifs).

que la masse et la vitesse de l'écoulement n'ont pas d'effets significatifs sur l'amplitude de l'accroissement de la hauteur de la dune. On obtient pour les renversements positifs une moyenne $H_{max}/H_0 \approx 1,15$ et pour les renversements négatifs une valeur un peu plus élevée : $H_{max}/H_0 \approx 1,20$. Cette légère différence peut s'expliquer par la non-uniformité de l'écartement du canal qui montre un léger rétrécissement dans le sens des $x < 0$ correspondant aux retournements négatifs.

5.4 Scénario à 3 phases

Nous passons maintenant à la description détaillée du scénario à trois phases.

5.4.1 Analyse morphologique

La principale différence du scénario à trois phases avec le scénario à deux phases est le passage de la hauteur de la dune par un minimum inférieur à la hauteur d'équilibre. Cette phase de décroissance de la hauteur vers un minimum ajoute une troisième phase dans le processus de retournement. D'abord, la dune se contracte, puis elle s'allonge en même temps qu'elle s'aplatit et enfin elle se contracte à nouveau jusqu'à recouvrer sa forme d'équilibre. Ces 3 phases apparaissent très distinctement dans le cas du retournement avec une masse $m_0 = 4 \text{ g}$ et une vitesse d'écoulement $\langle U_0 \rangle$ (voir la planche 5.4 à la page 105).

Nous montrons la variation des paramètres H , L , R , θ_a et θ_d relatifs à cet exemple sur la figure 5.13. La première phase jusqu'à $T_{H_{max}}$ montre un accroissement de H ainsi

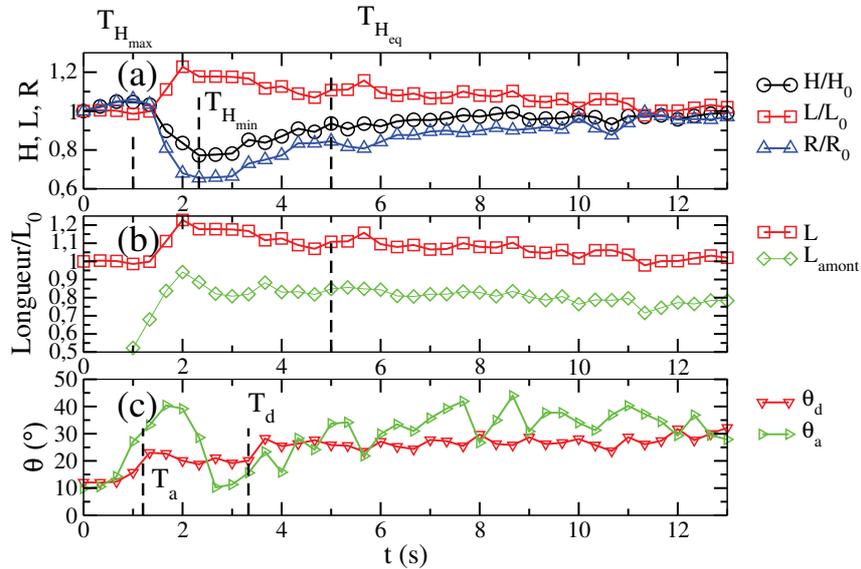


FIGURE 5.13 – Variation des paramètres morphologiques lors d'un retournement positif pour une dune de masse $m_0 = 4 \text{ g}$: $\langle U_0 \rangle = 0,54 \text{ m/s}$. H_0 , L_0 et R_0 sont les valeurs initiales respectivement de la hauteur, la longueur et du rapport d'aspect de la dune.

qu'une diminution de L assez ténus. L'accroissement relatif de H est de l'ordre de 5% et la diminution relative de L est de 2%. On observe également que l'apparition d'une face d'avalanche se fait au bout d'un temps $T_a \approx T_{H_{max}}$.

Entre $T_{H_{max}}$ et $T_{H_{min}}$, la dune entame la phase d'élongation : H et R décroissent jusqu'à leurs minima respectifs tandis que L et L_{amont} atteignent leur maximum. L_{amont} subit une amplitude de variation plus importante que L durant cette phase. On peut noter que le minimum de H se caractérise par une sorte de plateau observable également sur R et L . À la fin de cette phase d'élongation, la face aval a déjà relaxé vers sa valeur d'équilibre. Cependant la dune n'est pas dans son état équilibre, il reste encore une dernière phase d'évolution. Dans la dernière phase, la dune se contracte à nouveau pour finalement atteindre sa forme d'équilibre. H et R croissent à nouveau tandis que L décroît jusqu'à leur valeur d'équilibre.

Ce scénario d'évolution pour le retournement est observé pour les masses de dunes égales à 4 g , 9 g et 13 g à grande vitesse d'écoulement (c'est-à-dire $\langle U_0 \rangle = 0,54 \text{ m/s}$). On observe avec les autres masses la même chronologie des événements à l'exception que la relaxation de la face aval peut se produire avant le minimum de H . Au-delà de 13 g , on transite vers un retournement appartenant au scénario à deux phases.

5.4.2 Effet de la masse

Nous regardons maintenant comment les temps caractéristiques du retournement dans le scénario à trois phases évoluent avec la masse de la dune. L'augmentation de la masse a deux effets notables. D'une part, cela provoque une remontée progressive du minimum relatif de H/H_0 vers 1 jusqu'à sa disparition comme on peut l'observer sur la figure 5.14. Cette figure présente l'évolution temporelle de H pour les dunes de masse égales à 4 g , 9 g et 13 g lors d'un renversement positif.

D'autre part, l'augmentation de la masse induit un accroissement des temps caractéristiques ($T_{H_{max}}$, $T_{H_{min}}$, $T_{H_{eq}}$) à l'exception de T_d qui semble rester invariant comme on peut le voir sur les figures 5.15(a,b). Les données présentées sur ces figures sont des moyennes relatives aux renversements r^+ et r^- . On y voit que les temps mesurés dans le sens positif sont systématiquement supérieurs à ceux mesurés dans le sens négatif. Nous

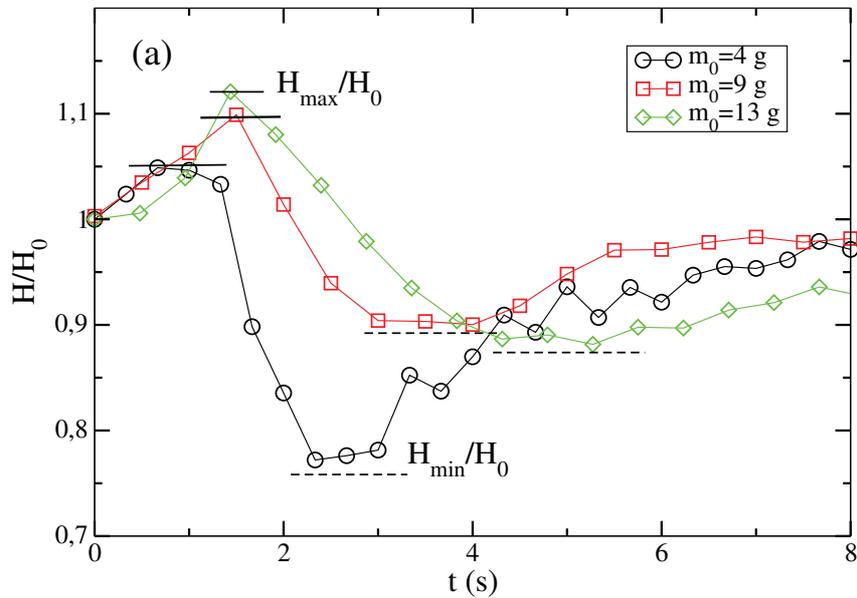


FIGURE 5.14 – Variation relative de H au cours du temps dans le scénario à trois phases (H_0 étant la hauteur initiale de la dune). Renversements positifs réalisés avec une vitesse d'écoulement $\langle U_0 \rangle = 0,54 \text{ m/s}$.

l'imputons également à la non-uniformité de l'écartement du chenal.

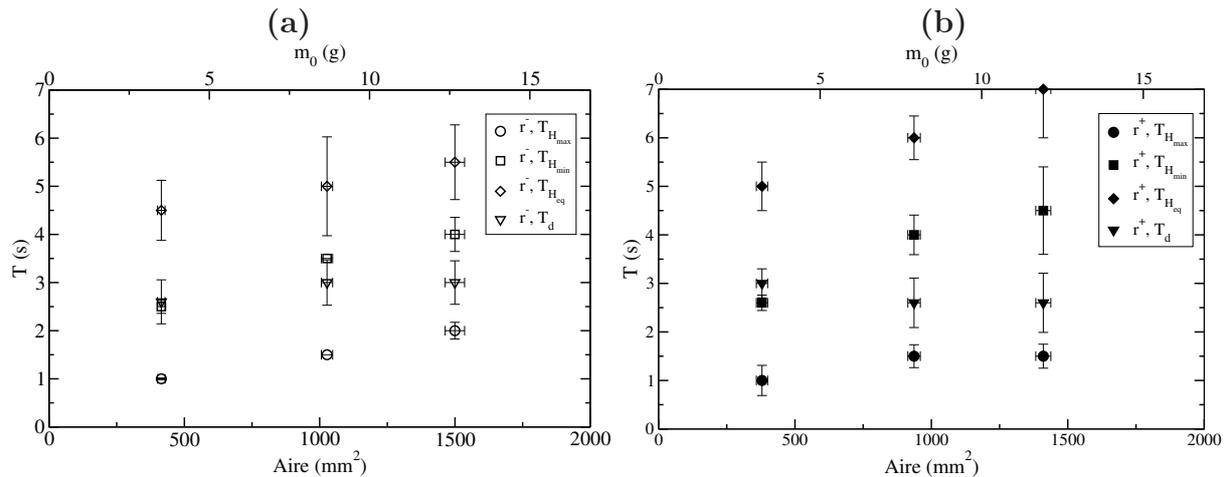


FIGURE 5.15 – Variation des temps caractéristiques du renversement en fonction de l'aire de la dune dans le scénario à trois phases : (a) renversement r^- , (b) renversement r^+ .

L'augmentation des temps caractéristiques du retournement reste cependant modérée. De même que dans le scénario à deux phases, ces derniers ne croissent pas proportionnellement à la masse de la dune. Quand on triple à peu près la masse (de 4 g à 13 g), le temps de retour à l'équilibre n'est augmenté que de 20% . La comparaison avec le temps de recouvrement (voir la figure 5.16) montre en plus que $T_{H_{eq}}$ est systématiquement supérieur à T_{rec} dans le scénario à trois phases alors que c'est l'inverse dans le scénario à deux phases. La transition du scénario à trois phases vers le scénario à deux phases se produit quand le temps de retour à l'équilibre devient égal au temps de recouvrement.

5.4.3 Extremum de hauteur

Sur la figure 5.17, nous présentons la variation relative du maximum et du minimum (H_{max}/H_0 et H_{min}/H_0) en fonction de la masse de la dune dans le scénario à trois phases.

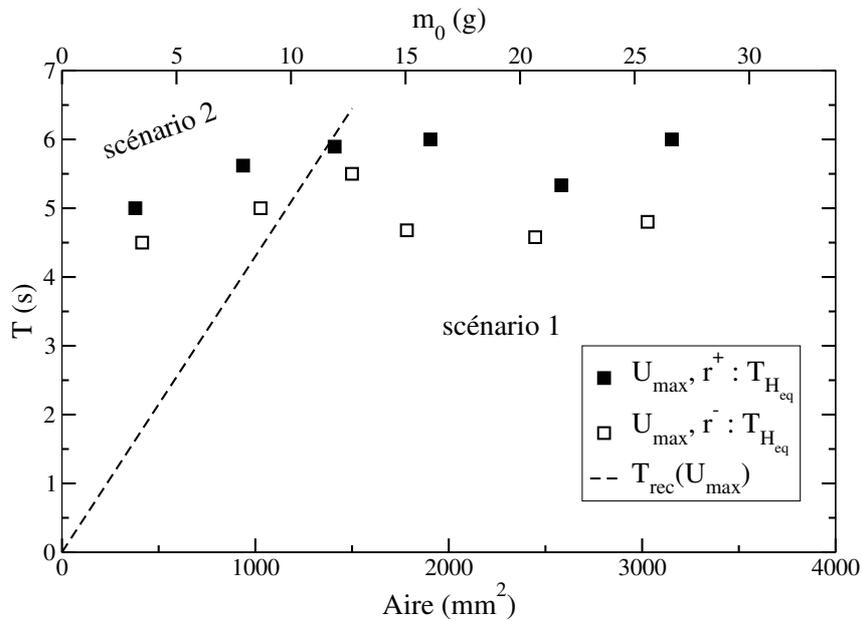


FIGURE 5.16 – Comparaison du temps retour à l'équilibre T_{Heq} par rapport au temps de recouvrement T_{rec} (droite en tireté) dans le scénario à trois phases (scénario 2) en fonction de la masse de la dune : $U_{max} \equiv \langle U_0 \rangle = 0,54 \text{ m/s}$.

On observe distinctement une augmentation du maximum relatif ainsi que du minimum

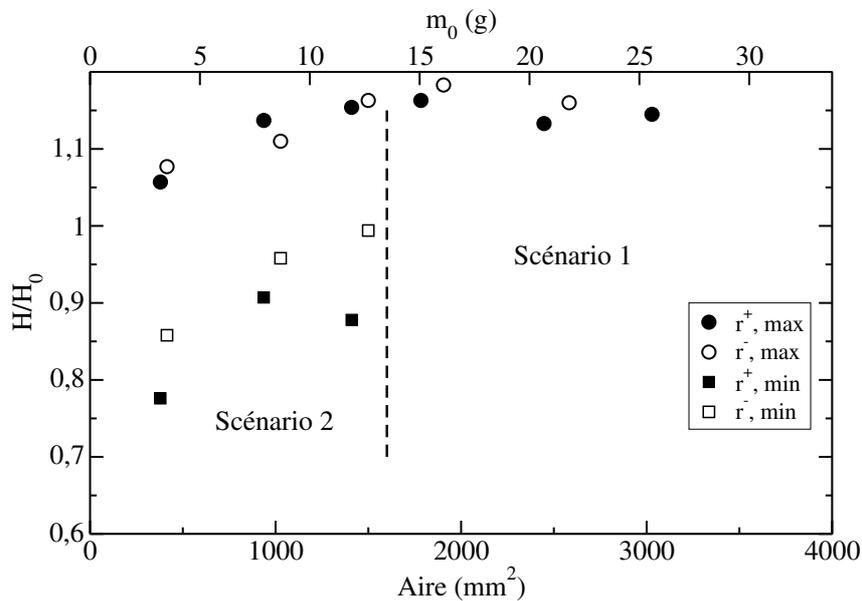


FIGURE 5.17 – Variation relative du maximum et du minimum de H en fonction de la masse de la dune dans le scénario à trois phases (scénario 2) : H_{max}/H_0 (symbole carré) et H_{min}/H_0 (symbole rond) ; $\langle U_0 \rangle = 0,54 \text{ m/s}$.

relatif avec la masse de la dune. La croissance de H_{min}/H_0 vers 1 est une signature de la transition du scénario à trois phases vers le scénario à deux phases. Au-delà de 13 g , on transite vers le scénario à deux phases et on n'observe plus d'augmentation significative de H .

5.5 Synthèse et discussion

L'analyse du retournement d'une dune suite au renversement du sens de l'écoulement permet de distinguer deux scénarios d'évolution morphologique. Le premier se caractérise par deux étapes composées d'une contraction puis d'une élévation de la dune avant de retrouver sa forme d'équilibre. Le second scénario se caractérise par l'existence d'une étape supplémentaire de recontraction car la phase d'élévation conduit à une hauteur de dune inférieure à la hauteur d'équilibre.

Nous avons étudié le renversement pour deux vitesses d'écoulement. À faible vitesse, le premier scénario se produit pour toutes les dunes étudiées dont la masse est comprise entre 3 g et 13 g alors qu'à plus forte vitesse, on observe le scénario à trois phases pour les dunes de 3 g à 13 g puis une transition vers le scénario à deux phases pour les plus grandes masses.

En dépit d'un défaut d'uniformité de l'écartement du chenal dans la zone d'expérimentation, les renversements positifs et négatifs montrent les mêmes caractéristiques. Les écarts induits par ce défaut sont systématiques mais restent modérés. Cependant, ce défaut ne nous a pas permis de quantifier avec précision la variation de la masse de la dune suite à un renversement. Elle semble toutefois faible et inférieure à quelques pourcents.

En ce qui concerne le temps de retour à l'équilibre, nous avons vu que dans le scénario à deux phases, il est systématiquement inférieur au temps de recouvrement d'une dune à l'équilibre T_{rec} . C'est le contraire dans le scénario à trois phases où il est systématiquement supérieur à T_{rec} . Ce résultat peut s'expliquer par le fait que le retour à l'équilibre dans le scénario à deux phases ne nécessite finalement pas que toute la masse de la dune soit déplacée.

On montre sur la figure 5.18 la proportion de la masse de la dune impliquée dans le processus de retournement pour le cas d'une dune de masse égale à 4 g pour les deux vitesses d'écoulement étudiées. À petite vitesse, où l'on observe le scénario à deux phases, seule 36% de l'aire de la dune est mobilisée pour le retour à l'équilibre alors qu'à plus grande vitesse, correspondant au scénario à trois phases, c'est 96% de l'aire de la dune qui est impliquée dans le processus de retour à l'équilibre.

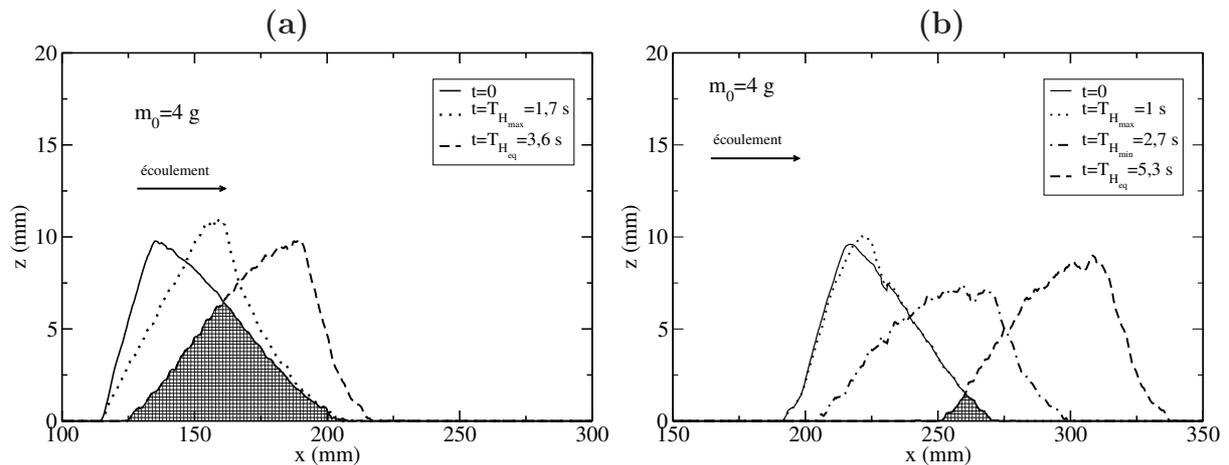


FIGURE 5.18 – Masse de la dune impliquée dans le processus de retour à l'équilibre suite à un renversement de l'écoulement : cas d'une dune de 4 g à petite vitesse (a) et grande vitesse d'écoulement (b). La région hachurée au milieu correspond à l'aire qui n'a pas été mobilisée lors du retour à l'équilibre.

Nous montrons sur la figure 5.19 comment varie l'aire mobilisée lors du processus de retour à l'équilibre, notée A_0^M en fonction de l'aire de la dune pour les deux vitesses d'écoulement sondées. On constate que le rapport A_0^M/A_0 est relativement constant dans

chaque scénario. Dans le scénario à deux phases, on a $A_0^M/A_0 \approx 0,4$ alors que dans le scénario à trois phases on obtient une valeur proche de 1 : $A_0^M/A_0 \approx 0,9$. Pour le scénario

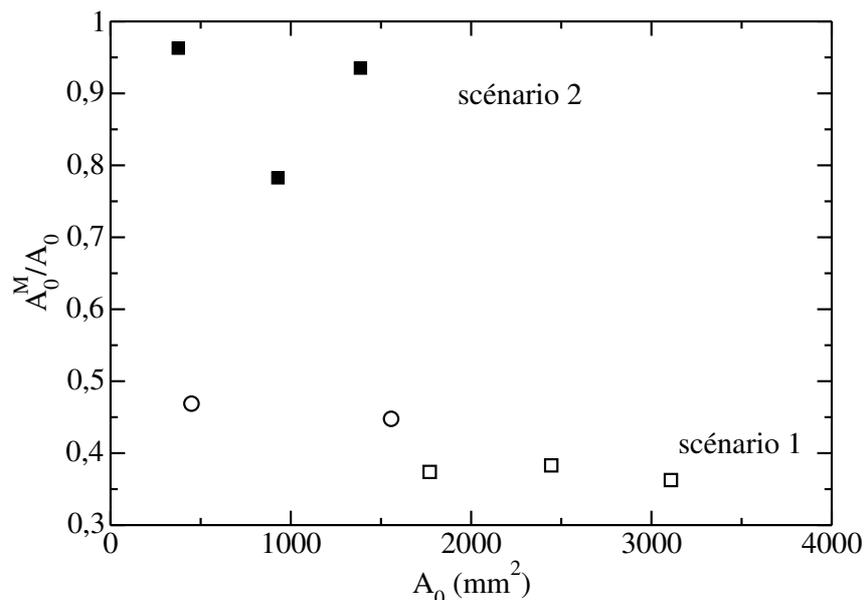


FIGURE 5.19 – Variation du rapport A_0^M/A_0 en fonction de l'aire initiale A_0 . A_0^M est l'aire mobilisée durant le retour à l'équilibre d'une dune suite au renversement du sens de l'écoulement. Les symboles vides indiquent les dunes du scénario à deux phases (scénario 1), les symboles pleins celles du scénario à trois phases (scénario 2) ; les vitesses d'écoulement sont $\langle U_0 \rangle = 0,43 \text{ m/s}$ (rond) et $\langle U_0 \rangle = 0,54 \text{ m/s}$ (carré).

à deux phases, on observe une légère baisse de la masse relative mobilisée avec la vitesse de l'écoulement. On passe d'une valeur de 0,45 à petite vitesse à 0,35 à plus grande vitesse.

Ces résultats expliquent pourquoi le temps de retour à l'équilibre est inférieur au temps de recouvrement pour le scénario à deux phases et supérieur pour le scénario à trois phases, mais nous n'avons pas d'explications sur les raisons qui engendrent cette différence entre les 2 scénarios.

Comme l'aire mobilisée A_0^M s'avère être plus pertinente que A_0 pour expliquer les variations du temps de retour à l'équilibre, T_{Heq} , nous pouvons regarder comment ce dernier varie avec A_0^M . C'est ce que nous montrons sur la figure 5.20. Le temps de retour à l'équilibre est comparé avec le temps de recouvrement T_{rec}^M nécessaire pour mobiliser une dune d'aire apparente A_0^M à l'équilibre. Dans cette représentation, on n'observe plus de différence significatives entre les deux scénarios en termes de variation avec la masse. Par contre, malgré cette correction, il n'y a toujours pas de proportionnalité entre le temps de retour à l'équilibre et T_{rec}^M qui est proportionnel à la masse de sédiments mobilisée lors du retournement. Ce résultat suggère donc que le transport qui opère dans chacun des scénarios est radicalement différent en efficacité.

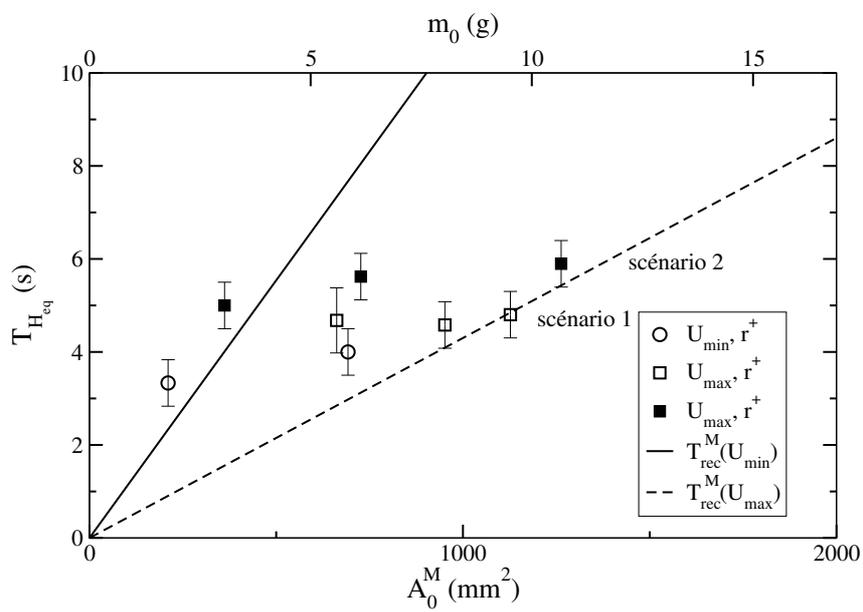


FIGURE 5.20 – Temps de retour à l'équilibre T_{Heq} d'une dune en fonction de l'aire mobilisée A_0^M : scénario à deux phases (scénario 1, symbole vide), scénario à trois phases (scénario 2, symbole plein) lors des renversements positifs pour des vitesses d'écoulement $U_{min} \equiv \langle U_0 \rangle = 0,43 \text{ m/s}$ (rond) et $U_{max} \equiv \langle U_0 \rangle = 0,54 \text{ m/s}$ (carré).

Chapitre 6

Synthèse et perspectives

Nous avons étudié la morphodynamique d'une dune isolée, reposant sur un substrat horizontal et soumise à un écoulement cisailant turbulent et stationnaire. Nous nous sommes principalement intéressés à la caractérisation des états stationnaires. Cela nous a conduit d'une part à une étude des solutions d'un modèle de dunes, d'autre part à les vérifier expérimentalement. Ensuite, nous avons abordé deux questions relatives au retournement d'une dune isolée lors du renversement du sens de l'écoulement. Nous présentons dans ce qui suit une synthèse de nos résultats puis quelques perspectives.

6.1 Synthèse

6.1.1 Sur la modélisation

Pour la modélisation, nous avons adopté une approche classique basée sur une description continue des dunes en 2D. Le modèle employé est une version simplifiée du modèle de Kroy *et al.* et qui s'appuie sur l'équation de conservation de la masse, une expression de la contrainte de cisaillement basale et une loi de relaxation du flux.

Morphologie d'équilibre

À masse fixée, nous avons montré que le principal paramètre de contrôle de la morphologie d'une dune isolée est l'intensité de l'écoulement, caractérisée par le rapport S_0/S_c , où S_0 est le nombre de Shields en amont de l'objet et S_c , le nombre de Shields critique d'entraînement des particules. Ce dernier influence uniquement la vitesse de migration des structures dans un rapport proportionnel à S_c^n , n étant l'exposant de la loi de transport à saturation.

Nous avons également montré que l'obtention d'un état morphologique stationnaire dépend de l'étalement initial de la dune, indépendamment de la forme initiale du tas de sédiments. Notamment, l'état stationnaire est obtenu lorsque la largeur à mi-hauteur $L_{1/2}$ du tas initial est comprise entre λ_c et $2\lambda_c$, où λ_c est la longueur d'onde de coupure prédite par l'analyse de stabilité linéaire d'un lit de sédiments cisailé par un écoulement de profondeur infinie. Pour $L_{1/2} > \lambda_c$, le tas initial est instable et se scinde durant son évolution.

Concernant les états d'équilibre, nous retrouvons malgré nos hypothèses simplificatrices deux régimes d'équilibre des dunes en fonction de leur masse m_0 comme dans Kroy *et al.* (2002a), Andreotti *et al.* (2002) pour les dunes éoliennes.

Premier régime d'équilibre : il concerne les petites dunes d'aires inférieures à $10l_{sat}^2$. Elles sont relativement symétriques et possèdent une longueur L^* égale à λ_c indépendante de la masse et par une hauteur H proportionnelle à la masse de dune pour S_0/S_c fixé. En conséquence, leur rapport d'aspect $R = H/L$ croît linéairement avec la masse pour S_0/S_c fixé. Dans ce régime, nous trouvons qu'il n'y a pas d'influence de l'intensité de l'écoulement pour une masse initiale fixée.

Second régime d'équilibre : il concerne les dunes d'aires supérieures à $80l_{sat}^2$. Elles se caractérisent par une forme asymétrique avec une face aval rectiligne où se produisent des avalanches granulaire. De plus leur rapport d'aspect est invariant (L et H suivent la même loi d'échelle) avec la masse pour S_0/S_c fixé. Dans ce régime, nous montrons que le rapport d'aspect des dunes croît quand S_0/S_c augmente puis sature à partir $S_0/S_c \approx 4$ suivant une loi exponentielle décrite par l'expression (2.40).

Entre ces deux régimes, il y a un régime de transition dans lequel le rapport d'aspect augmente de façon continue. Nous avons montré qu'il est possible d'ajuster R du régime de transition au régime d'invariance d'échelle par une loi exponentielle décrite par l'expression (2.41). Cette expression permet donc de prédire le rapport d'aspect des dunes à l'équilibre si on connaît la masse et le rapport S_0/S_c .

Nous avons également vérifié ces lois d'échelle avec le modèle de Kroy et al. qui intègre le décollement de la couche limite et les avalanches granulaires. La principale différence avec le modèle simplifié est que la hauteur et la longueur obtenue avec le modèle complet est supérieure d'au plus 20% dans le régime d'invariance d'échelle. Par contre, le rapport d'aspect d'équilibre reste à peu près le même car H et L varient dans les mêmes proportions.

Sur la forme d'équilibre des dunes, la version simplifiée que nous employons prédit des dunes avec des faces amont réalistes dont les pentes varient de 3° à 17° quand la masse augmente. Par contre, sur la face aval, le résultat est erroné pour les dunes du régime d'invariance d'échelle si on n'implémente pas le processus d'avalanche granulaire. On dépasse l'angle d'avalanche (de l'ordre 30°) puis on atteint une asymptote à 70° quand la masse augmente.

Vitesse de migration à l'équilibre

Concernant la mobilité des dunes, nous identifions également deux régimes d'équilibre sur la vitesse de migration V des dunes pour un S_0/S_c fixé. Dans le premier régime, V est indépendant de la masse. Dans le second régime, V décroît avec la masse proportionnellement à $m_0^{-1/2}$. Dans les deux régimes, V augmente avec S_0/S_c .

On retrouve avec le modèle que la vitesse de migration à l'équilibre suit une loi d'échelle en $1/L$ quelle que soit la masse pour un S_0/S_c donné. La relation $V \propto 1/H$ ne donne un bon résultat que pour les grandes dunes où on peut considérer que le flux est saturé à la crête. Nous avons montré que pour les grandes dunes, le flux de particules à la crête peut être évalué en tenant compte du facteur d'accroissement de la contrainte de cisaillement à la crête χ^{crest} dans l'expression du flux saturé. Nous trouvons qu'il augmente faiblement quand la masse augmente. Ce résultat nous permet de proposer une loi pour la dépendance de la vitesse de migration avec le flux à la crête. Elle est de la forme $V \propto (\chi^{crest}(m_0)S_0/S_c - 1)^n$.

Dunes aquatiques vs Dunes éoliennes

La principale différence entre le milieu aquatique et le milieu éolien est que longueur de saturation est 1000 fois supérieure dans l'air à celle dans l'eau pour une taille de particule

donnée. Nous avons donc trouvé intéressant de comparer les états d'équilibre des dunes dans ces deux contextes.

Nous retrouvons qualitativement dans l'air les mêmes lois d'échelle que dans l'eau (sur H , L , R et V) en fonction de la masse et de l'intensité de l'écoulement. Quantitativement, les dunes isolées aquatiques se distinguent de leurs analogues éoliennes par des rapports d'aspect plus grands d'une part, et par des vitesses de migration, adimensionnées par leur taille, plus élevées d'autre part. Ce résultat est lié au fait que l'accroissement de la contrainte de cisaillement basale à la crête des structures aquatiques est plus élevé qu'en éolien d'à peu près un facteur 1,3 pour une même intensité d'écoulement S_0/S_c .

6.1.2 Sur les expériences

Morphodynamique d'équilibre

Les expériences de dunes isolées 2D sous un écoulement turbulent unidirectionnel stationnaire ont montré que les morphologies d'équilibre suivent des lois d'échelle comparables à celles prédites par le modèle. La principale différence est qu'on n'observe pas le régime « petites dunes » identifié dans le modèle. Expérimentalement, les dunes qui y correspondraient ne sont pas pérennes car elles ne sont pas suffisamment grandes pour développer une cellule de recirculation qui fonctionne comme un piège à particules en aval de la crête.

Nous avons montré en complément que la forme d'équilibre des dunes isolées ne dépend pas – sinon très faiblement – de la taille des particules qui les composent. Cependant, nos dunes composées de particules de 1 mm présentent des vitesses de migration supérieures à celles constituées de particules de $0,4\text{ mm}$ pour une même masse et une même vitesse d'écoulement alors qu'on pourrait s'attendre au contraire. Une hypothèse pour expliquer ce résultat serait que l'étroitesse du chenal favorise un écoulement d'infiltration dans le cas des dunes composées de particules de 1 mm du fait de leur plus grande porosité.

Enfin, nous avons proposé une méthode indirecte d'estimation de la longueur de saturation en charriage. Pour ce mode de transport, les propositions de la littérature sont débattues. Notre méthode se base sur la mise en correspondance des morphologies d'équilibre prédites par le modèle avec celles mesurées expérimentalement dans le régime de transition. Nos résultats suggèrent une longueur de saturation proportionnelle à la longueur de dépôt proposée par Lajeunesse *et al.* (2010).

Retour à l'équilibre suite au changement de sens de l'écoulement

Les expériences de retournement d'une dune isolée suite au changement du sens de l'écoulement ont montré deux scénarios possibles d'évolution suivant la masse et la vitesse de l'écoulement imposées. Le premier scénario comporte deux phases qui correspondent à une contraction suivie d'une élongation de la dune avant le retour à l'équilibre. Le second scénario comporte trois phases qui sont une première contraction, une élongation durant laquelle la hauteur de la dune passe en dessous de la hauteur d'équilibre et une dernière contraction de la dune.

Le premier scénario se caractérise par un temps de retour à l'équilibre qui est inférieur au temps de recouvrement d'une dune $T_{rec} = L/V$. Dans le second scénario c'est plutôt le contraire qui se produit. Un fait remarquable est que le temps de retour à l'équilibre n'est pas proportionnel à la masse de la dune contrairement à T_{rec} .

6.2 Perspectives

Nous avons principalement 3 perspectives à l'issue de cette thèse. La première perspective concerne la mesure du flux de particules $Q(x, t)$ sur les dunes. Avec notre montage expérimental, il est possible de faire du suivi de particules et donc d'estimer des flux locaux.

Cette information, couplée à des mesures de l'écoulement au-dessus de la dune, permettra de déterminer précisément la loi de transport à la crête des dunes. Elle permet également d'évaluer directement la longueur de saturation du transport. Elle pourra être comparée ensuite avec celle que nous avons déterminée via les prédictions du modèle.

La seconde perspective est relative à l'évolution des dunes sous un écoulement qui change de sens. D'abord, il faudrait compléter nos mesures relatives au retour à l'équilibre d'une dune suite au changement de sens de l'écoulement. Notamment, étudier plus de masses et de vitesses d'écoulement pour compléter notre diagramme de phase et élucider la question sur ce qui détermine la transition entre les scénarios que nous avons identifiés.

Ensuite, on pourra étudier l'évolution des dunes lorsque le forçage est alternatif, c'est-à-dire quand le changement de sens de l'écoulement est périodique, avec une période finie. Notre étude préliminaire montre que les dunes de masses finies retrouvent une morphologie d'équilibre au bout d'un temps caractéristique $T_{H_{eq}}$. Si la période du renversement de l'écoulement est supérieure au temps de retour à l'équilibre, on s'attend à une évolution similaire à celle obtenue en forçage unidirectionnel. Dans le cas contraire, on peut se poser différentes questions : y aura-t-il une variation de la masse au bout d'un nombre donné de périodes d'oscillation ? Obtient-on une morphologie d'équilibre ? Y a-t-il une polarité de la dune ? Y a-t-il un déplacement net ?

On se demande également que se passerait-il si l'intensité de l'écoulement est différente sur chaque demi-période du forçage. C'est typiquement le cas des marées pour lesquelles l'écoulement n'a pas forcément la même intensité entre le flot et le jusant. La question est de savoir comment cette asymétrie affecte la polarité d'une dune. Par exemple, les dunes du banc du Four semblent être orientées dans la direction du courant le plus intense. Mais on ne sait pas quel degré d'asymétrie est nécessaire dans les intensités des courants pour polariser les dunes. Cette information permettrait aussi d'avoir une indication indirecte des vitesses de cisaillement basales exercées sur les dunes pour ce type de forçage.

Enfin, on pourra réaliser la modélisation de l'évolution morphodynamique soumise à un forçage alternatif avec notre modèle continu.

Bibliographie

- ALLEN, J. (1980). Sand waves : a model of origin and internal structure. *Sedimentary Geology*, 26(4):281–328.
- AMOUDRY, L., HSU, T.-J. et LIU, P. L.-F. (2008). Two-phase model for sand transport in sheet flow regime. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 113(C3).
- AMOUDRY, L. O. (2014). Extension of k-w turbulence closure to two-phase sediment transport modelling : Application to oscillatory sheet flows. *Advances in Water Resources*, 72:110 – 121. THESIS (Two-phase modelling for Sediment dynamics).
- ANDREOTTI, B. (2011). *Les milieux granulaires : entre fluide et solide*. Savoirs actuels. Physique. EDP Sciences. chap. 1 et 2.
- ANDREOTTI, B. et CLAUDIN, P. (2002). Selection of dune shapes and velocities part 2 : A two-dimensional modelling. *The European Physical Journal B-Condensed Matter and Complex Systems*, 28(3):341–352.
- ANDREOTTI, B. et CLAUDIN, P. (2007). Comment on “minimal size of a barchan dune”. *Phys. Rev. E*, 76:063301.
- ANDREOTTI, B., CLAUDIN, P., DEVAUCHELLE, O., DURÁN, O. et FOURRIÈRE, A. (2012). Bedforms in a turbulent stream : ripples, chevrons and antidunes. *Journal of Fluid Mechanics*, 690:94–128.
- ANDREOTTI, B., CLAUDIN, P. et DOUADY, S. (2002). Selection of dune shapes and velocities part 1 : Dynamics of sand, wind and barchans. *The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems*, 28(3):321–339.
- ANDREOTTI, B., CLAUDIN, P. et POULIQUEN, O. (2010). Measurements of the aeolian sand transport saturation length. *Geomorphology*, 123(3):343 – 348.
- BAGNOLD, R. A. (1941). *The physics of blown sand and desert dunes*. London : Methuen & Co. Ltd, 1941.
- BAGNOLD, R. A. (1966). *An approach to the sediment transport problem from general physics*. US government printing office.
- BELCHER, S. E., XU, D. P. et HUNT, J. C. R. (1990). The response of a turbulent boundary layer to arbitrarily distributed two-dimensional roughness changes. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 116(493):611–635.
- BELRHITI, H. E. et DOUADY, S. (2011). Equilibrium versus disequilibrium of barchan dunes. *Geomorphology*, 125(4):558 – 568.
- BENJAMIN, T. B. (1959). Shearing flow over a wavy boundary. *Journal of Fluid Mechanics*, 6(2):161–205.

- BERNE, S., CASTAING, P., LE DREZEN, E. et LERICOLAIS, G. (1993). Morphology, internal structure, and reversal of asymmetry of large subtidal dunes in the entrance to gironde estuary (france). *Journal of Sedimentary Research*, 63(5):780–793.
- BERNÉ, S. (1991). *Architecture et dynamique des dunes tidale : exemple de la marge atlantique française*. Thèse de doctorat, Université de Science et Techniques de Lille Frandres-Artois.
- BOUSSINESQ, J. (1877). *Essai sur la théorie des eaux courantes*. Impr. nationale.
- BOUSSINESQ, J. (1896). Théorie de l'écoulement tourbillonnant et tumultueux des liquides dans les lits rectilignes à grande section (tuyaux de conduite et canaux découverts), quand cet écoulement s'est régularisé en un regime uniforme, c'est-a-dire, moyennement pareil à travers toutes les sections normales du lit. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, 122.
- CAMENEN, B. et LARSON, M. (2006). Phase-lag effects in sheet flow transport. *Coastal Engineering*, 53(5-6):531–542.
- CHARRU, F. (2006). Selection of the ripple length on a granular bed sheared by a liquid flow. *Physics of fluids*, 18(12):121508.
- CHARRU, F., ANDREOTTI, B. et CLAUDIN, P. (2013). Sand ripples and dunes. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 45:469–493.
- CHARRU, F. et FRANKLIN, E. d. M. (2012). Subaqueous barchan dunes in turbulent shear flow. part 2. fluid flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 694:131–154.
- CHARRU, F. et HINCH, E. (2006). Ripple formation on a particle bed sheared by a viscous liquid. part 1. steady flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 550:111–121.
- CHARRU, F. et HINCH, E. J. (2000). 'phase diagram' of interfacial instabilities in a two-layer couette flow and mechanism of the long-wave instability. *Journal of Fluid Mechanics*, 414:195–223.
- CHARRU, F., MOUILLERON, H. et EIFF, O. (2004). Erosion and deposition of particles on a bed sheared by a viscous flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 519:55–80.
- CHAUCHAT, J. et MÉDALE, M. (2010). A three-dimensional numerical model for incompressible two-phase flow of a granular bed submitted to a laminar shearing flow. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 199(9-12):439–449.
- CHENG, Z., HSU, T.-J. et CHAUCHAT, J. (2018). An eulerian two-phase model for steady sheet flow using large-eddy simulation methodology. *Advances in Water Resources*, 111:205 – 223.
- CLAUDIN, P. et ANDREOTTI, B. (2006). A scaling law for aeolian dunes on mars, venus, earth, and for subaqueous ripples. *Earth and Planetary Science Letters*, 252(1):30 – 44.
- COLEMAN, S. E., FEDELE, J. J. et GARCÍ'A, M. H. (2003). Closed-conduit bed-form initiation and development. *Journal of Hydraulic Engineering*, 129(12):956–965.
- COLOMBINI, M. (2004). Revisiting the linear theory of sand dune formation. *Journal of Fluid Mechanics*, 502:1–16.
- COLOMBINI, M. et STOCCHINO, A. (2011). Ripple and dune formation in rivers. *Journal of Fluid Mechanics*, 673:121–131.

- CREYSSELS, M., DUPONT, P., EL MOCTAR, A. O., VALANCE, A., CANTAT, I., JENKINS, J. T., PASINI, J. M. et RASMUSSEN, K. R. (2009). Saltating particles in a turbulent boundary layer : experiment and theory. *Journal of Fluid Mechanics*, 625:47–74.
- DORÉ, A., BONNETON, P., MARIEU, V. et GARLAN, T. (2015). Numerical modeling of subaqueous sand dune morphodynamics. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 121(3):565–587.
- ENDO, N., SUNAMURA, T. et TAKIMOTO, H. (2005). Barchan ripples under unidirectional water flows in the laboratory : formation and planar morphology. *Earth Surface Processes and Landforms*, 30(13):1675–1682.
- ENGELUND, F. et FREDSOE, J. (1982). Sediment ripples and dunes. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 14(1):13–37.
- FERNANDEZ LUQUE, R. et VAN BEEK, R. (1976). Erosion and transport of bed-load sediment. *Journal of hydraulic research*, 14(2):127–144.
- FERRET, Y. (2011). *Morphodynamique de dune sous-marines en contexte de plate-forme mégatidale : approche multi-échelle spatio-temporelle*. Theses, Université de Rouen.
- FINKEL, H. J. (1959). The barchans of southern peru. *The journal of geology*, 67(6):614–647.
- FLEMMING, B. (2000). The role of grain size, water depth and flow velocity as scaling factors controlling the size of subaqueous dunes. In *Marine sandwave dynamics, international workshop*, pages 23–24.
- FLOREZ, J. E. C. et de MORAES FRANKLIN, E. (2016). The formation and migration of sand ripples in closed conduits : Experiments with turbulent water flows. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 71:95 – 102.
- FOURRIÈRE, A., CLAUDIN, P. et ANDREOTTI, B. (2008). Bedforms in a turbulent stream. part 2 : Formation of ripples by primary linear instability and of dunes by non-linear pattern coarsening. *arXiv preprint arXiv :0805.3417*.
- FOURRIÈRE, A., CLAUDIN, P. et ANDREOTTI, B. (2010). Bedforms in a turbulent stream : formation of ripples by primary linear instability and of dunes by nonlinear pattern coarsening. *Journal of Fluid Mechanics*, 649:287–328.
- FRANKLIN, E. d. M. (2008). *Dynamique de dunes isolées dans un écoulement cisailé*. Thèse de doctorat, Université Toulouse III Paul Sabatier. Thèse de doctorat dirigée par Charru, François Mécanique des fluides Toulouse 3 2008.
- FRANKLIN, E. d. M. et CHARRU, F. (2011). Subaqueous barchan dunes in turbulent shear flow. part 1. dune motion. *Journal of Fluid Mechanics*, 675:199–222.
- FREDERICK, K. A. et HANRATTY, T. J. (1988). Velocity measurements for a turbulent nonseparated flow over solid waves. *Experiments in fluids*, 6(7):477–486.
- FREDSOE, J. (1974). On the development of dunes in erodible channels. *Journal of Fluid Mechanics*, 64(1):1–16.
- GARLAN, T., CARTIER, A., FRANZETTI, M., LE ROY, P., DUARTE, J., POMBO, J., PEIX, M., GUYOMARD, P., LE FAOU, Y., GABELOTAUD, I. et al. (2013). Complex morphology and organisation of dunes in a giant dunes field. *Proc. MARID 2013*, pages 113–118.

- GRANT, W. D. et MADSEN, O. S. (1982). Movable bed roughness in unsteady oscillatory flow. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 87(C1):469–481.
- GROH, C., REHBERG, I. et KRUELLE, C. (2009). How attractive is a barchan dune? *New Journal of Physics*.
- GROH, C., WIERSCHEM, A., AKSEL, N., REHBERG, I. et KRUELLE, C. A. (2008). Barchan dunes in two dimensions : Experimental tests for minimal models. *Phys. Rev. E*, 78: 021304.
- HAMDAN, M., REFAAT, A. et WAHED, M. A. (2016). Morphologic characteristics and migration rate assessment of barchan dunes in the southeastern western desert of egypt. *Geomorphology*, 257:57–74.
- HERRMANN, H. J. (2002). Evolution and shapes of dunes. *Comptes Rendus Physique*, 3(2):197–206.
- HERSEN, P. (2005). Flow effects on the morphology and dynamics of aeolian and subaqueous barchan dunes. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 110(F4).
- HERSEN, P., DOUADY, S. et ANDREOTTI, B. (2002). Relevant length scale of barchan dunes. *Phys. Rev. Lett.*, 89:264301.
- HSU, T.-J. et HANES, D. M. (2004). Effects of wave shape on sheet flow sediment transport. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 109(C5).
- HUNT, J. C. R., LEIBOVICH, S. et RICHARDS, K. J. (1988). Turbulent shear flows over low hills. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 114(484):1435–1470.
- J.-P. BOUCHAUD, M. E. CATES, J. RAVI PRAKASH et S. F. EDWARDS (1994). A model for the dynamics of sandpile surfaces. *J. Phys. I France*, 4(10):1383–1410.
- JACKSON, P. S. et HUNT, J. C. R. (1975). Turbulent wind flow over a low hill. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 101:929–955.
- KENNEDY, J. F. (1963). The mechanics of dunes and antidunes in erodible-bed channels. *Journal of Fluid mechanics*, 16(4):521–544.
- KENNEDY, J. F. (1964). The formation of sediment ripples in closed rectangular conduits and in the desert. *Journal of Geophysical Research*, 69(8):1517–1524.
- KENYON, N. H. et COOPER, B. (2005). Sand banks, sand transport and offshore wind farms. Rapport technique, 1 Marine Geology group, the Nation Institute of Oceanography ; 2 ABP Marine Environmental Research.
- KIDANEMARIAM, A. et UHLMANN, M. (2014). Direct numerical simulation of pattern formation in subaqueous sediment. *Journal of Fluid Mechanics*, 750:R2.
- KROY, K., FISCHER, S. et OBERMAYER, B. (2005). The shape of barchan dunes. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 17(14):S1229.
- KROY, K., SAUERMAN, G. et HERRMANN, H. J. (2002a). Minimal model for aeolian sand dunes. *Phys. Rev. E*, 66:031302.
- KROY, K., SAUERMAN, G. et HERRMANN, H. J. (2002b). Minimal model for sand dunes. *Phys. Rev. Lett.*, 88:054301.

- LAJEUNESSE, E., MALVERTI, L. et CHARRU, F. (2010). Bed load transport in turbulent flow at the grain scale : Experiments and modeling. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface (2003–2012)*, 115(F4).
- LANGLOIS, V. (2005). *Instabilité d'un lit granulaire cisailé par un écoulement fluide*. Thèse de doctorat, Université de Rennes 1.
- LE BOT, S. (2001). *Morphodynamique de dunes sous-marines sous influence des marées et des tempêtes : processus hydro-sédimentaires et enregistrement : exemple du Pas-de-Calais*. Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, U.F.R des Sciences de la Terre. Thèse de doctorat dirigée par Chamley, Hervé et Trentesaux, Alain Sciences de la vie et de la Terre Lille 1 2001.
- LONG, J. T. et SHARP, R. P. (1964). barchan-dune movement in imperial valley, california. *GSA Bulletin*, 75(2):149.
- MARCAURELIO, F., LE ROY, P., DELACOURT, C., GARLAN, T., CANCOUËT, R., SUKHOVICH, A. et DESCHAMPS, A. (2013). Giant dune morphologies and dynamics in a deep continental shelf environment : Example of the banc du four (western brittany, france). *Marine Geology*, 346:17–30.
- MCLEAN, S. R. (1990). The stability of ripples and dunes. *Earth-Science Reviews*, (1-4):131.
- MEYER-PETER, E. et MÜLLER, R. (1948). Formula for the bedload transport. Proceedings of the 3rd Meeting of the International Association of Hydraulic Research.
- NARTEAU, C., ZHANG, D., ROZIER, O. et CLAUDIN, P. (2009). Setting the length and time scales of a cellular automaton dune model from the analysis of superimposed bed forms. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 114(F3).
- NIKURADSE, J. (1933). Law of flow in rough pipes. Technical memorandum 1292, National Advisory Committee for Aeronautics.
- PÄHTZ, T., PARTELI, E. J. R., KOK, J. F. et HERRMANN, H. J. (2014). Analytical model for flux saturation in sediment transport. *Phys. Rev. E*, 89:052213.
- PARTELI, E. J., DURÁN, O., BOURKE, M. C., TSOAR, H., PÖSCHEL, T. et HERRMANN, H. (2014). Origins of barchan dune asymmetry : Insights from numerical simulations. *Aeolian Research*, 12:121 – 133.
- POPE, S. B. (2000). *Turbulent flows*. Cambridge : Cambridge University Press, cop. 2000.
- PRANDTL, L. (1930). Turbulenz und ihre entstehung. *J. Aeronaut. Res. Inst*, 65.
- RIBBERINK, J. (1998). Bed-load transport for steady flows and unsteady oscillatory flows. *Coastal engineering*, 1998(34):59–82.
- RICHARDS, K. J. (1980). The formation of ripples and dunes on an erodible bed. *Journal of Fluid Mechanics*, 99(3):597–618.
- SAUERMAN, G., ANDRADE JR, J., MAIA, L., COSTA, U., ARAÚJO, A. et HERRMANN, H. (2003). Wind velocity and sand transport on a barchan dune. *Geomorphology*, 54(3-4):245–255.
- SAUERMAN, G., ROGNON, P., POLIAKOV, A. et HERRMANN, H. (2000). The shape of the barchan dunes of southern morocco. *Geomorphology*.

- SCHATZ, V. et HERRMANN, H. J. (2006). Flow separation in the lee side of transverse dunes : A numerical investigation. *Geomorphology*, 81(1-2):207 – 216.
- SCHLICHTING, H. et GERSTEN, K. (2016). *Boundary-layer theory*. Springer.
- SOULSBY, R. (1997). *Dynamics of marine sands : a manual for practical applications*. Thomas Telford.
- SOULSBY, R., WHITEHOUSE, R. *et al.* (1997). Threshold of sediment motion in coastal environments. In *Pacific Coasts and Ports' 97 : Proceedings of the 13th Australasian Coastal and Ocean Engineering Conference and the 6th Australasian Port and Harbour Conference ; Volume 1*, page 145. Centre for Advanced Engineering, University of Canterbury.
- SOULSBY, R. L. et DAMGAARD, J. S. (2005). Bedload sediment transport in coastal waters. *Coastal Engineering*, 52(8):673 – 689.
- SUMER, B. M. et BAKIOGLU, M. (1984). On the formation of ripples on an erodible bed. *Journal of Fluid Mechanics*, 144:177–190.
- UHLMANN, M. (2005). An immersed boundary method with direct forcing for the simulation of particulate flows. *Journal of Computational Physics*, 209(2):448 – 476.
- Van den BERG, J. H. (1986). Aspects of sediment-and morphodynamics of subtidal deposits of the oosterschelde (netherlands). *Rijkswaterstaat Communication 43, also Dissertation Utrecht University*.
- VAN RIJN, L. (1981). Computation of bed-load concentration and bed-load transport. *Delft Hydraulics Laboratory Research Report S*, pages 487–1.
- van RIJN, L. C. (1982). Equivalent roughness of alluvial bed. *Journal of the Hydraulics Division*, 108(10):1215–1218.
- VAN RIJN, L. C. *et al.* (1993). *Principles of sediment transport in rivers, estuaries and coastal seas*, volume 1006. Aqua publications Amsterdam.
- WHITE, B. R. et MOUNLA, H. (1991). An experimental study of froude number effect on wind-tunnel saltation. In BARNDORFF-NIELSEN, O. E. et WILLETTS, B. B., éditeurs : *Aeolian Grain Transport 1*, pages 145–157, Vienna. Springer Vienna.
- WHITEHOUSE, R. J., DAMGAARD, J. S. et LANGHORNE, D. N. (2000). Sandwaves and seabed engineering ; the application to submarine cables. *Proceedings of the Marine Sandwave Dynamics, Lille, France*, pages 227–234.
- WIBERG, P. L. et SMITH, J. D. (1989). Model for calculating bed load transport of sediment. *Journal of Hydraulic Engineering*, 115(1):101–123.
- WILSON, K. (1989). Friction of wave-induced sheet flow. *Coastal Engineering*, 12(4):371–379.
- ZHANG, D. (2011). *Un automate cellulaire de l'espace réel pour l'étude des populations de dunes*. Thèse de doctorat, Université Paris VII-Denis Diderot. Thèse de doctorat dirigée par Métivier, François et Narteau, Clément Géophysique Institut de Physique du Globe (Paris) 2011.

Annexe A

Données complémentaires sur l'étude théorique des dunes 2D

A.1 Modélisation du décollement de la couche limite et des avalanches granulaires

A.1.1 Décollement de la couche limite

Pour tenir compte du décollement possible de la couche limite lorsque le rapport d'aspect de la dune dépasse une certaine valeur critique ($R \sim 0,03$), nous avons employé la méthode heuristique de Kroy *et al.* (2002a).

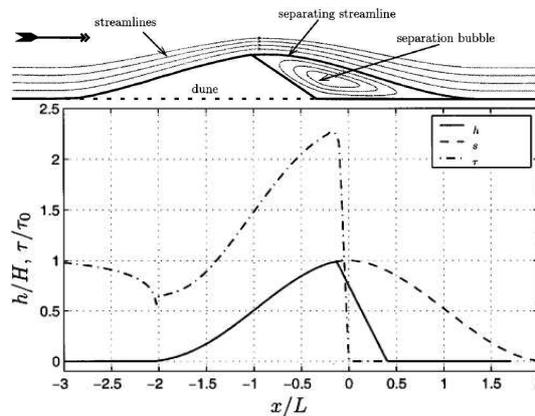


FIGURE A.1 – Implémentation heuristique du décollement de la couche limite de Kroy *et al.*

On définit l'enveloppe $s(x)$ qui comprend la bulle de recirculation en aval de la crête (voir figure A.1 du haut). Celle-ci se détache du profil de la dune en x_d et se rattache au sol à une distance $x_r = 6H$ en aval de la crête, H étant la hauteur de la dune. Cette enveloppe peut être simplement décrite par un polynôme du 3^e degré qui est suffisant pour garantir la continuité du profil. Ceci est important car l'équation de Jackson et Hunt diverge là où il y a discontinuité du profil. C'est le cas à la transition crête - face aval pour les dunes de grandes tailles.

Les conditions aux limites sont :

$$\begin{aligned} s(x_d) &= h(x_d) = h_d \\ \partial_x s(x_d) &= \partial_x h(x_d) = h'_d \\ s(x_r) &= 0, \quad \partial_x s(x_r) = 0 \end{aligned}$$

Pour un écoulement turbulent, le détachement se produit généralement lorsque l'inclinaison locale en aval de la crête excède 14° . Cela se traduit par la condition supplémentaire :

$$\max\{-\partial_x s\} = \tan(14^\circ) = 0,25.$$

On introduit la longueur de la cellule de recirculation $l_b = x_r - x_d$ et la variable $\hat{x} = \frac{x-x_d}{l_b}$.

Le polynôme qui satisfait l'ensemble des conditions décrites précédemment est de la forme :

$$s(\hat{x}) = (2h_d + h'_d l_b) \hat{x}^3 - (3h_d + 2h'_d l_b) \hat{x}^2 + h'_d l_b \hat{x} + h_d. \quad (\text{A.1})$$

Une fois qu'on a déterminé l_b et calculé l'enveloppe s , la contrainte de cisaillement sur la face amont est calculée à partir du nouveau profil : $h_{new}(x, t) = \begin{cases} h(x, t) & \text{si } x < x_d \\ s(x, t) & \text{sinon.} \end{cases}$

Au-dessus de la face aval où le cisaillement est trop faible pour mobiliser les grains, on annule simplement la contrainte de cisaillement. On teste par la suite si l'inclinaison de la face aval est supérieure à l'angle maximal de stabilité. Si c'est le cas, on applique le modèle BCRE avec un effondrement instantané de la couche de grains roulant. Cette approche est illustrée sur la figure A.1 du bas, extraite de Kroy *et al.* (2002a).

A.1.2 Avalanches granulaires

On prend en compte les avalanches granulaires en implémentant le modèle phénoménologique BCRE (J.-P. Bouchaud *et al.*, 1994). On distingue la couche statique $\zeta(x, t)$ du lit de sédiment de celle des grains en mouvement dont l'épaisseur est $r(x, t)$ (voir figure A.2).

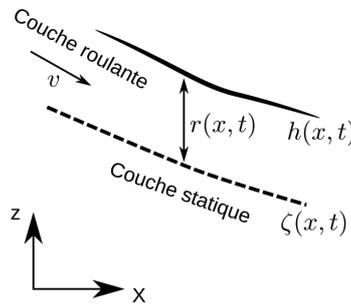


FIGURE A.2 – Description d'une avalanche granulaire

Les équations d'évolution de ces deux couches sont données par :

$$\partial_t r = -\partial_x(v r) + \Gamma \quad (\text{A.2})$$

$$\partial_t \zeta = -\Gamma \quad (\text{A.3})$$

$$\Gamma(\zeta, r) = -\alpha r [(\partial_x \zeta / \tan \theta_n)^2 - 1], \quad (\text{A.4})$$

où v est la vitesse moyenne de la couche mobile et Γ , le terme d'échange entre la couche mobile et la couche statique¹. L'angle θ_n est appelée angle neutre et correspond à la pente critique pour laquelle le taux d'échange s'annule. Autrement dit à l'angle neutre, l'érosion compense exactement la déposition des grains. Au-dessus de cet angle, un écoulement produit une érosion nette de la pente alors qu'au-dessous de cet angle, il engendre un dépôt. Cette angle est généralement compris entre l'angle de repos et l'angle maximum de stabilité d'un tas. Le paramètre α est positif et a la dimension d'une fréquence. Il

1. Par convention, Γ est positif quand les grains quittent la couche statique

caractérise la fréquence des collisions des grains de la couche mobile avec ceux de la couche statique. Sa valeur est au premier ordre donnée par $\sqrt{d/g}$.

Le système d'équations pour r et ζ est un système couplé que l'on résout numériquement.

A.2 Étude de l'influence de la forme initiale sur la transition vers l'état d'équilibre d'une dune

Nous avons vérifié que l'état d'équilibre ne dépend pas de la forme précise du profil initial tant que le critère que la largeur à mi-hauteur de la dune reste inférieure à $2\lambda_c$, λ_c étant la longueur de coupure prédite par l'analyse de stabilité linéaire (cf. section 2.1.3). À titre d'exemple, nous avons analysé l'évolution transitoire d'une dune dont le profil initial est lorentzien :

$$h(x, t = 0) = \frac{H_0}{1 + \left(\frac{x}{\sigma_L}\right)^2}, \quad (\text{A.5a})$$

$$H_0 = \frac{A_0}{\pi\sigma_L}. \quad (\text{A.5b})$$

Nous avons comparé ce cas à celui du profil gaussien dont les résultats sont exposés à la section 2.2.2 (p.31) pour $R_0 = 0,37$ ($\sigma_G = 5l_{sat}$ et $\sigma_L = 4,2l_{sat}$, voir fig. A.3). On

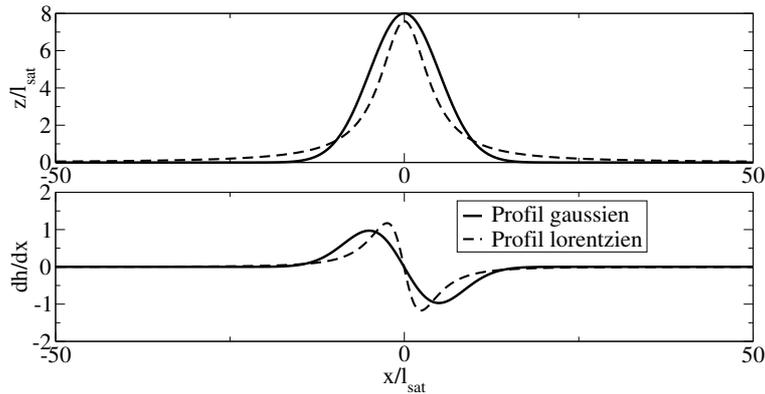


FIGURE A.3 – Comparaison du profil lorentzien et avec le profil gaussien à l'instant initial (en haut) ainsi que leurs gradients topographiques respectifs (en bas). $\sigma_G = 5l_{sat}$, $\sigma_L = 4,2l_{sat}$.

observe sur la figure A.4(a) que durant la phase transitoire, le profil lorentzien subit dans un premier temps une diminution plus rapide de sa hauteur que le profil gaussien. Cela est dû au fait que le gradient $\partial h/\partial x$ de ce profil est initialement plus élevé en amont de la crête par rapport au cas gaussien (voir fig. A.3 du bas). Cela engendre une contrainte de cisaillement plus élevée par rapport au profil gaussien et provoque un flux de particules plus important à la crête du profil lorentzien au départ. Par la suite, H passe en dessous de sa valeur d'équilibre pour le profil lorentzien. Dans le même temps, la longueur de la dune augmente comme on peut le constater sur la figure A.4(b). Ensuite, on a une déformation complexe où on distingue de deux petites bosses. Lorsque ces bosses fusionnent, on observe que H augmente alors que longueur de la dune diminue. À l'équilibre, la dune issue du profil lorentzien retrouve la même morphologie que la dune gaussienne.

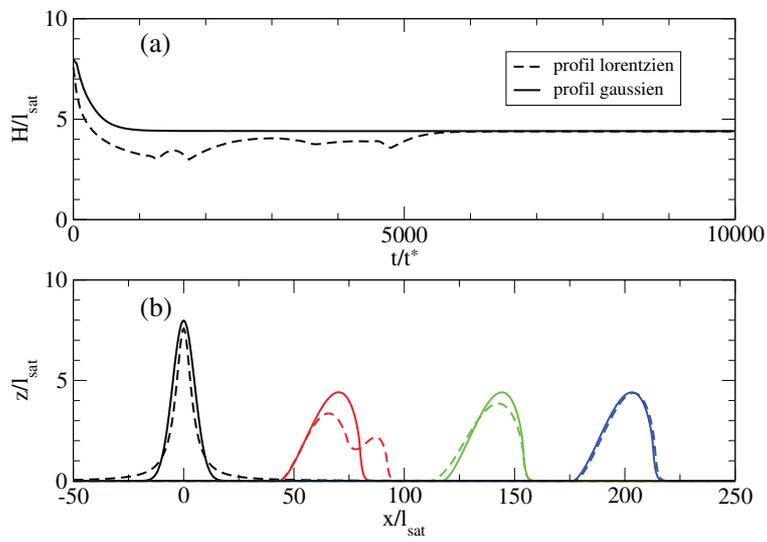


FIGURE A.4 – **(a)** Évolution de la hauteur de la dune au cours du temps pour $A_0 = 100l_{sat}^2$, $S_0 = 4S_c$, $S_c = 0,02$, $A = 4,2$, $B = 2$ et $R_0 = 0,37$. **(b)** Évolution du profil initial lorentzien (ligne discontinue, $\sigma_L = 4,2l_{sat}$) comparée à celle du profil gaussien (ligne continue, $\sigma_G = 5l_{sat}$). Le pas de temps est $\Delta t = 2000t^*$.

Annexe B

Données complémentaires sur le dispositif expérimental

B.1 Uniformité de l'écartement interne du chenal

La vitre de la zone d'observation et le couvercle du donodrome sont en plexiglas tandis que le reste du montage est fait d'un polymère de haute densité (PHD). En cas de défaut dans le positionnement du couvercle par rapport aux inserts des vis assurant la fermeture du montage, on génère des contraintes qui peuvent déformer vitre de la zone d'expérimentation. Cela est problématique car l'uniformité de l'écartement dans cette région est cruciale.

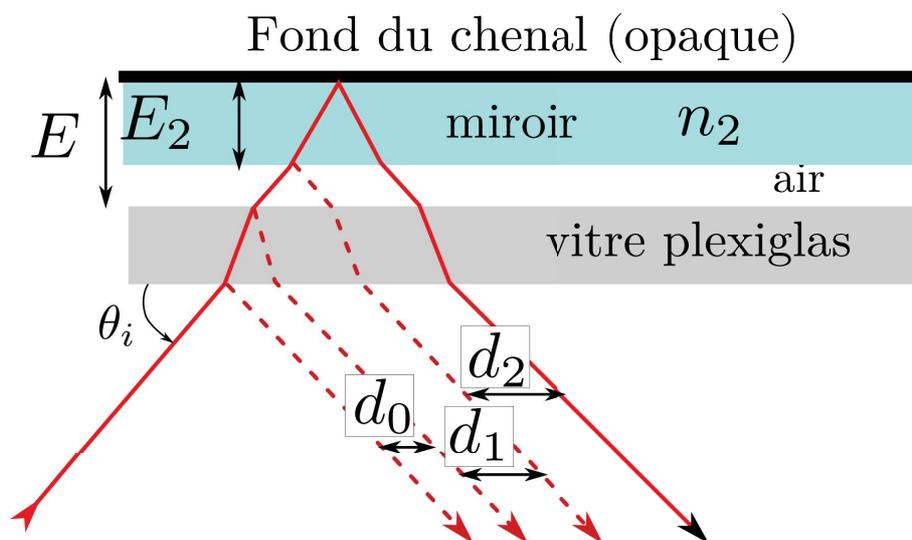


FIGURE B.1 – Schéma du principe de la mesure optique de la largeur du chenal dans la zone d'observation. On mesure les distances d_1 et d_2 entre les rayons réfléchis (tireté rouge) produit par le rayon incident (trait plein rouge). On en déduit l'écartement par application des lois de l'optique géométrique.

Nous avons réalisé des mesures de l'écartement interne dans la zone d'expérimentation par une méthode optique lorsque le chenal est fermé sans eau à l'intérieur. Le principe de la méthode optique est décrit sur la figure B.1. Tout d'abord, on dispose un miroir d'épaisseur $E_2 = 4 \text{ mm}$ et d'indice de réfraction $n_2 \approx 1,586$ contre la paroi interne de la zone d'observation. De l'extérieur du canal, on illumine la vitre en plexiglas à l'aide d'un pointeur laser tout en contrôlant l'angle d'incidence θ_i . Ensuite, par la mesure des distances entre les rayons réfléchis d_1 et d_2 , on calcule avec précision l'écartement du chenal en appliquant les lois de l'optique géométrique. On peut montrer

que l'écartement E en fonction des distances E_2 , d_1 , et d_2 s'écrit simplement :

$$E = E_2 + \frac{d_1}{2n_2d_2} (4E_2 + d_2^2 - n_2^2d_2^2)^{1/2}. \quad (\text{B.1})$$

Enfin, on réitère la mesure en différentes positions (x, z) pour obtenir le profil longitudinal de l'écartement $E(x, z)$ à différentes hauteurs au-dessus du fond. Le résultat de ces mesures à 10 mm , 40 mm et 70 mm au-dessus du fond du chenal est présenté à la figure B.2. On

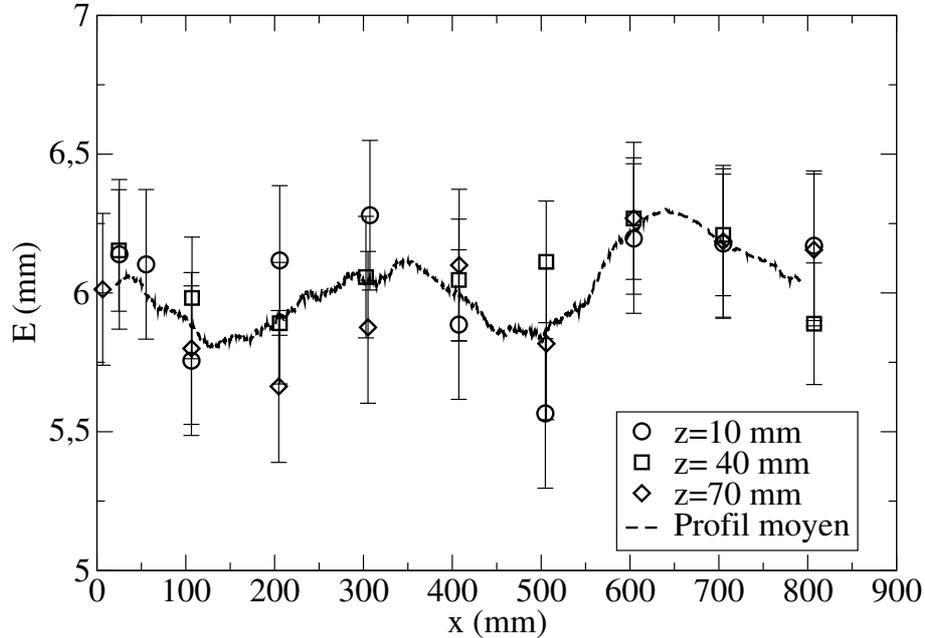


FIGURE B.2 – Variation longitudinale de l'écartement E du chenal dans la zone d'observation à différentes hauteurs au-dessus du fond. L'amplitude des barres d'erreur correspond à celle de l'intervalle de confiance à 95%. La courbe en tireté est une interpolation spline des tous les points. Elle donne l'allure générale de la déformation de la vitre.

trouve que l'écartement moyen $\langle E \rangle$ le long du canal est de $6,04\text{ mm}$, $6,07\text{ mm}$, $5,99\text{ mm}$ respectivement à 10 mm , 40 mm et 70 mm au-dessus du fond (voir table B.1). En moyenne, l'écartement interne dans la zone d'observation est $E_{min} = 6,03\text{ mm} \pm \Delta E_{min}$, $\Delta E_{min} = 0,25\text{ mm}$. On constate des fluctuations de l'écartement qui attestent de la déformation

z (mm)	$\langle E \rangle$ (mm)	ΔE (mm)
10	6,04	0,22
40	6,07	0,13
70	5,99	0,20

TABLE B.1 – Écartement moyen $\langle E \rangle$ du chenal à différentes hauteurs au-dessus du fond. ΔE correspond à l'écart-type longitudinal des mesures.

après la pose du couvercle. L'amplitude maximale de variation de $E(x, z)$ atteint jusqu'à 1 mm et est située entre 200 mm et 600 mm . Cela correspond à peu près à 17% de E_{min} , ce qui est non négligeable en comparaison de l'écart-type de E sur toute la longueur du chenal qui est de 3 à 4%.

B.2 Aire initiale vs Aire à l'arrêt de l'écoulement

Nous avons réalisé des expériences de dunes de différentes masses à différents vitesses d'écoulement en régime unidirectionnel stationnaire. Nous avons comparé l'aire initiale

avec l'aire des dunes après qu'elles aient d'abord migré d'une extrémité à l'autre du dunodrome, puis été arrêtées avant de sortir de la zone d'expérimentation. L'écoulement est stoppé quand la dune se trouve à peu près à 10 cm de la section de sortie. L'objectif est de voir s'il y a une variation notable de la masse durant la migration.

La figure B.3 montre le résultat de ces mesures pour différentes consignes de vitesses d'écoulement C . Les données d'aire finale en fonction de l'aire initiale s'ajustent pour

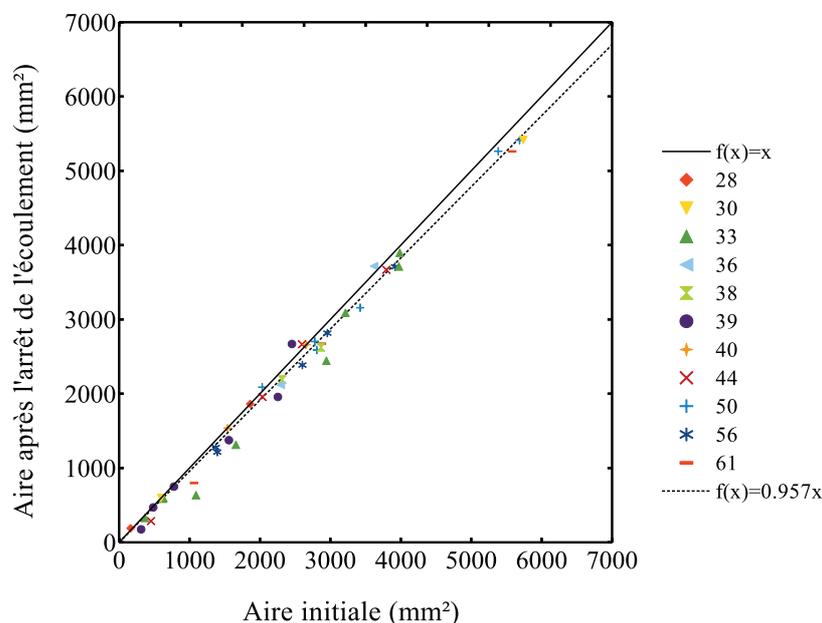


FIGURE B.3 – Aire des dunes après l'arrêt de l'écoulement en fonction de l'aire initiale pour différentes masses et différentes consigne de vitesse d'écoulement C . La droite continue indique la première bissectrice du graphe, celle en tireté correspond au meilleur ajustement.

toutes les vitesses sondées suivant une fonction $f(A_0) = 0.957A_0$. L'écart entre cette tendance avec la bissectrice des axes ($f(A_0) = A_0$) est cependant inférieur à l'écart-type des données ($\sim 30\text{mm}^2$). On en conclut que la perte masse est négligeable durant la migration des dunes dans le dunodrome.

B.3 Incertitudes expérimentales

Le tableau B.2 présente les estimations des incertitudes expérimentales. ΔA_0 est

d (mm)	ΔA_0 (mm ²)	Δm_0 (g)	ΔE_{min} (mm)	$\Delta \phi$	$\Delta S_0/S_c$
0,4	27	0,1	0,25	0,05	0,1
1,0	25	0,1	0,25	0,05	0,1

TABLE B.2 – Incertitude des mesures expérimentales.

l'écart-type des mesures d'aire initiale; Δm_0 la précision de la balance utilisée pour la pesée des sédiments; ΔE_{min} l'écart-type l'écartement interne dans la zone d'expérimentation; $\Delta \phi$ l'estimation de l'incertitude sur la compacité des empilements initiaux; $\Delta S_0/S_c$ l'estimation de l'incertitude sur le rapport de S_0/S_c expérimental basé sur la précision des mesures de vitesse de cisaillement basal.

Annexe C

Données complémentaires sur les expériences de dunes à l'équilibre

C.1 Indice de symétrie I_{sym} des dunes

L'asymétrie des dunes peut être caractérisée par l'indice de symétrie proposé par Allen (1980). Il est défini comme le rapport entre la longueur L_{amont} du flanc amont de la dune avec celle de son flanc aval L_{aval} :

$$I_{sym} = \frac{L_{amont}}{L_{aval}} \approx \frac{\tan(\theta_{aval})}{\tan(\theta_{amont})}. \quad (C.1)$$

Pour les dunes sous-marines, cet indice est compris entre 1 et 6 (Berné, 1991, Ferret, 2011).

Nous l'avons mesuré dans nos expériences pour le cas des dunes stationnaires. On constate que cet indice I_{sym} est compris entre 1 et 5 pour l'ensemble des masses et vitesses d'écoulement testées. Ce résultat semble indépendant de la taille des particules également. C'est ce que nous montrons sur la figure C.1(a,b) pour $d = 0,4 \text{ mm}$ et $d = 1 \text{ mm}$.

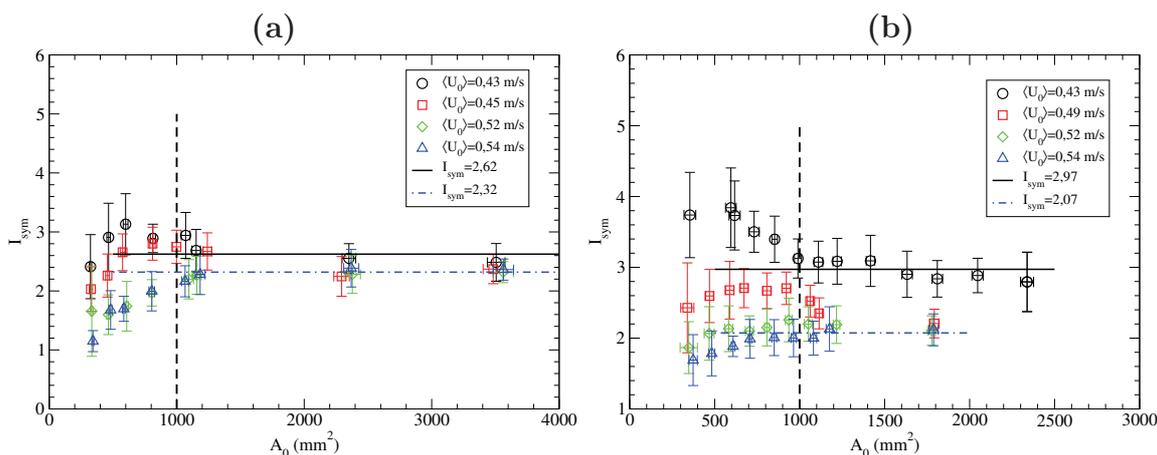


FIGURE C.1 – Variation de l'indice de symétrie I_{sym} en fonction de la masse A_0 de la dune dans pour (a) $d = 0,4 \text{ mm}$, (b) $d = 1 \text{ mm}$.

Dans le détail, on observe deux régimes suivant l'aire de la dune avec une transition autour de $A_0 = 600-1000 \text{ mm}^2$. Le premier régime est pour $A_0 < 1000 \text{ mm}^2$. À l'exception de la faible vitesse d'écoulement ($\langle U_0 \rangle = 0,43 \text{ m/s}$), I_{sym} augmente quand l'aire de la dune augmente dans ce régime pour les deux tailles de particules. Pour le cas $\langle U_0 \rangle = 0,43 \text{ m/s}$, I_{sym} passe par un maximum puis décroît quand A_0 tend vers 1000 mm^2 pour $d = 0,4 \text{ mm}$.

Le passage par un maximum est moins clair pour $d = 1 \text{ mm}$. Pour $A_0 > 1000 \text{ mm}^2$, I_{sym} est constant quand l'aire augmente.

L'augmentation de la vitesse de l'écoulement a pour effet de diminuer I_{sym} pour une aire donnée. Cette diminution est moins importante pour le cas $d = 0,4 \text{ mm}$ où on passe de 2,6 à 2,3 entre la petite vitesse et la grande, comparée au cas $d = 1 \text{ mm}$ où il passe d'environ 3 à 2 sur la même gamme de vitesse d'écoulement.

Annexe D

Retournement d'une dune sous un écoulement unidirectionnel stationnaire

L'ensemble des résultats des expériences de retournement de dunes de différentes masses sont présentées ici. Les données sont séparées par scénario de déformation observés et présentés au chapitre 5. Les planches présentées ci-après montrent l'évolution des paramètres H , L , L_{amont} , R , θ_{amont} , θ_{aval} et θ_a à différentes masses et différentes vitesses d'écoulement. La première vitesse d'écoulement est $\langle U_0 \rangle = 0,43 \text{ m/s}$, la seconde $\langle U_0 \rangle = 0,54 \text{ m/s}$.

D.1 Scénario à 2 phases : $\langle U_0 \rangle = 0,43 \text{ m/s}$

Le scénario 1 est caractérisé par une phase de croissance de la hauteur H de la dune suivie d'une phase de relaxation vers la hauteur d'équilibre.

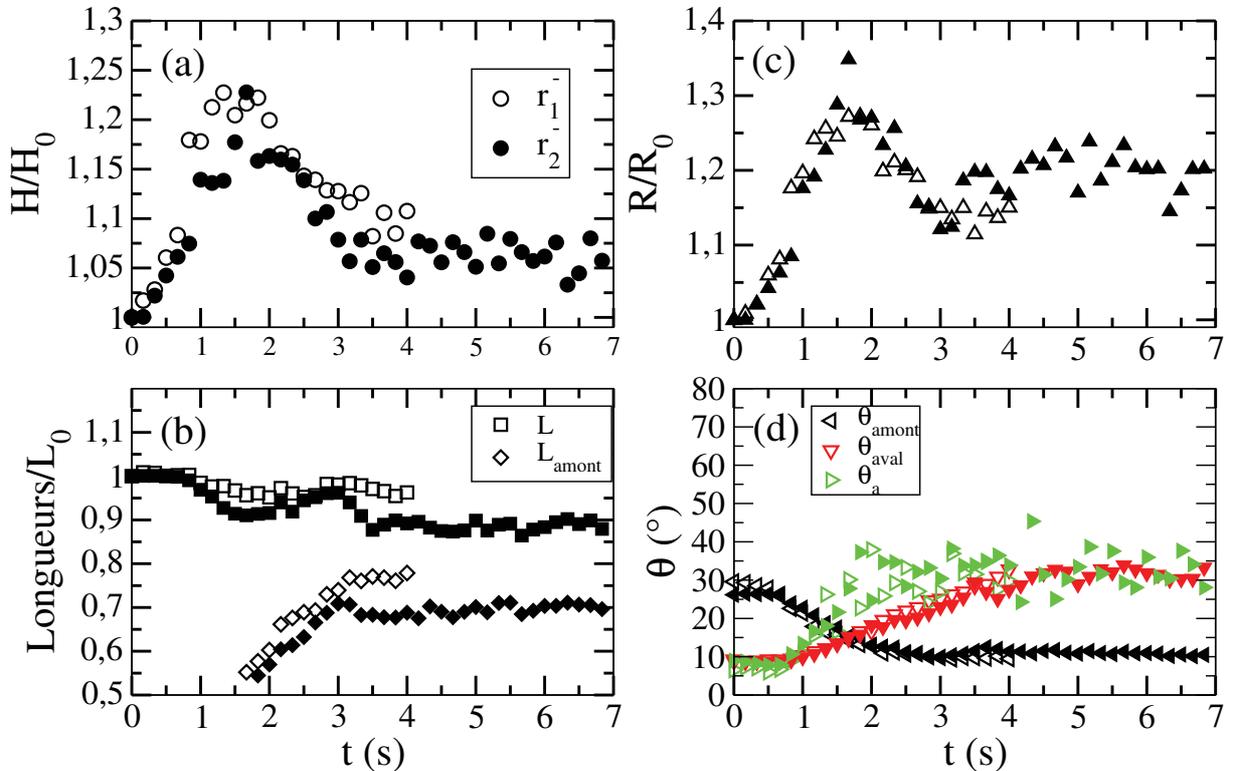


FIGURE D.1 – Variation des paramètres de formes (H , L , R) et des inclinaisons (θ) des faces amont et aval d'une dune de masse $m_0 = 4 \text{ g}$ lors des retournements négatifs r^- ($x > 0$ à $x < 0$). Le nombre d'itérations est indiqué par l'indice du nom du renversement.

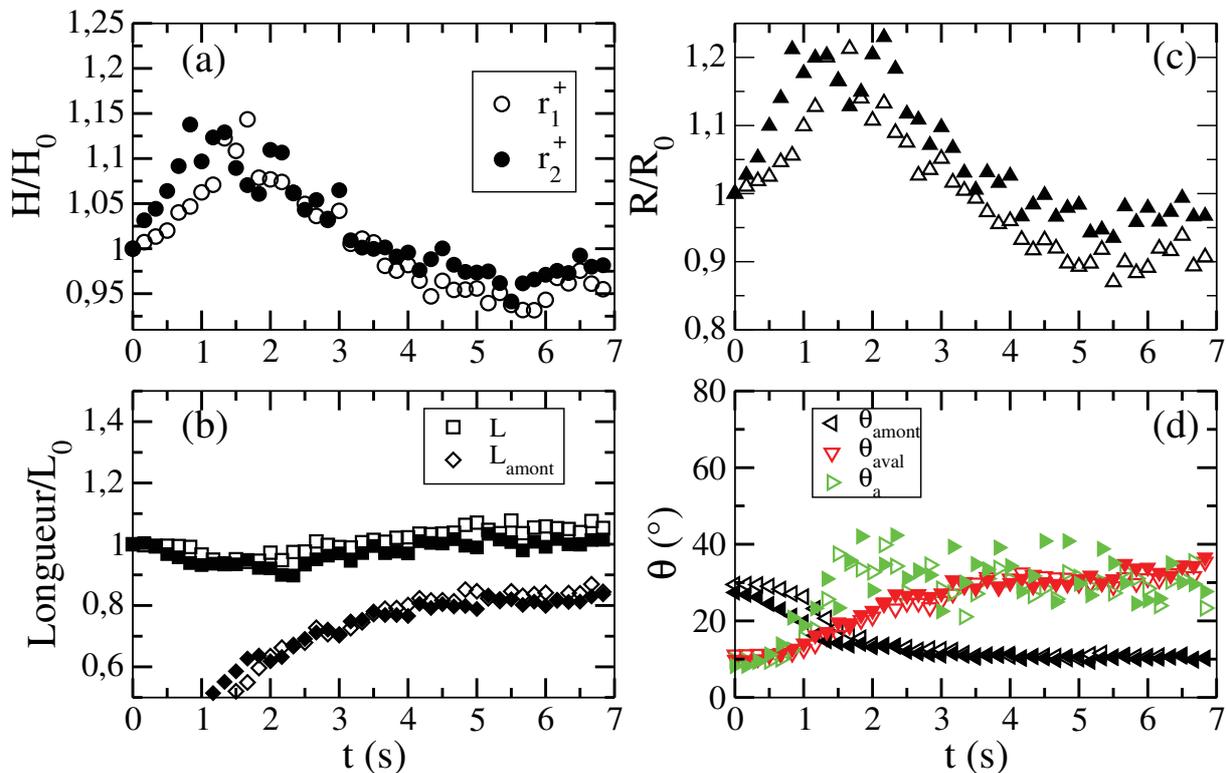


FIGURE D.2 – Variation des paramètres de formes (H , L , R) et des inclinaisons (θ) des faces amont et aval d'une dune de masse $m_0 = 4\text{ g}$ lors des retournements positifs r^+ ($x < 0$ à $x > 0$). Le nombre d'itérations est indiqué par l'indice du nom du renversement.

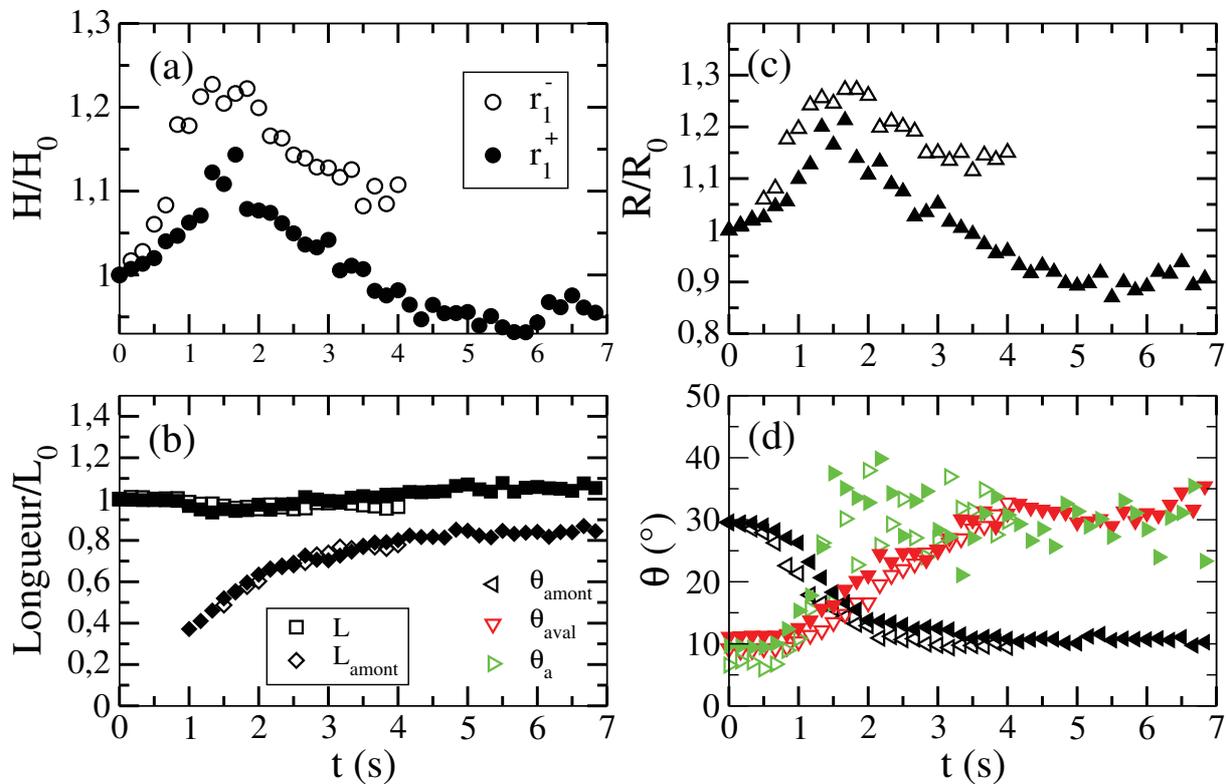


FIGURE D.3 – Comparaison des variations des paramètres de formes (H , L , R) et des inclinaisons (θ) des faces amont et aval d'une dune de masse $m_0 = 4\text{ g}$ lors du premier retournement positif r^+ ($x < 0$ à $x > 0$) et négatif ($x > 0$ à $x < 0$).

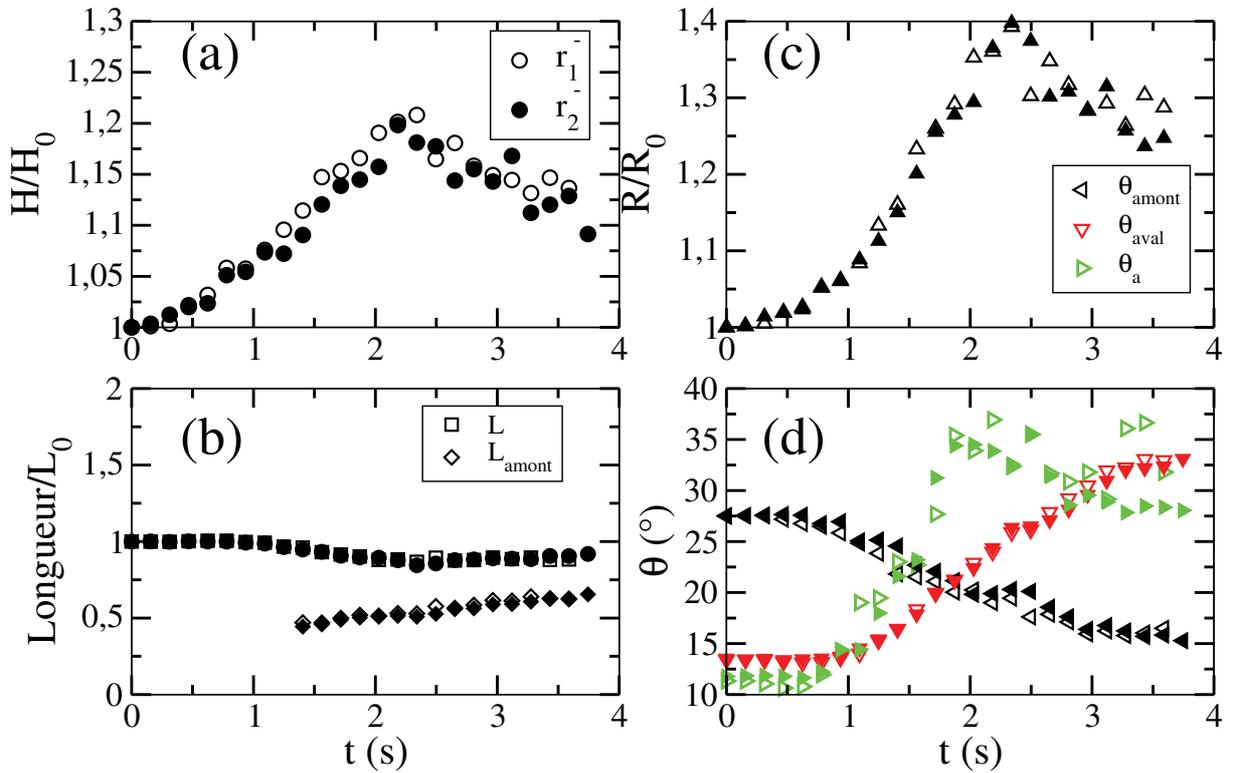


FIGURE D.4 – Variation des paramètres de formes (H , L , R) et des inclinaisons (θ) des faces amont et aval d'une dune de masse $m_0 = 8,3 g$ lors des retournements négatifs r^- ($x > 0$ à $x < 0$). Le nombre d'itérations est indiqué par l'indice du nom du renversement.

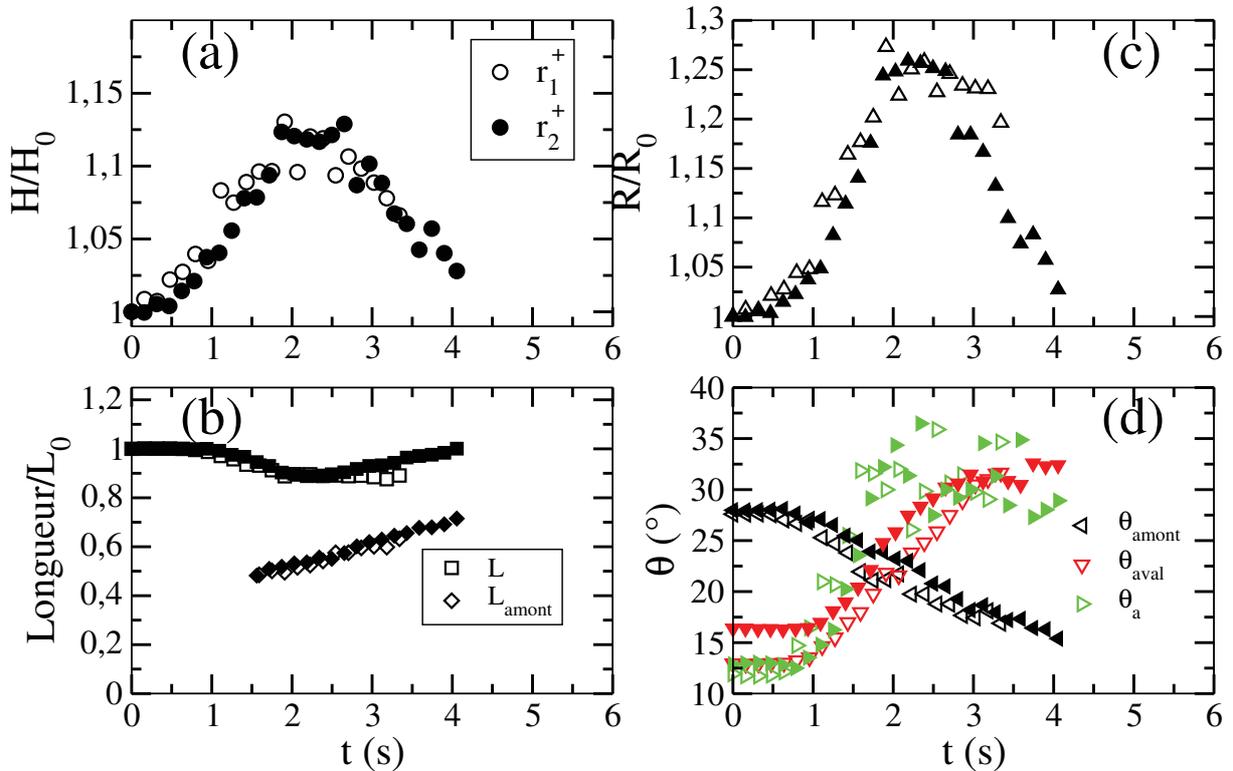


FIGURE D.5 – Variation des paramètres de formes (H , L , R) et des inclinaisons (θ) des faces amont et aval d'une dune de masse $m_0 = 8,3 g$ lors des retournements positifs r^+ ($x < 0$ à $x > 0$). Le nombre d'itérations est indiqué par l'indice du nom du renversement.

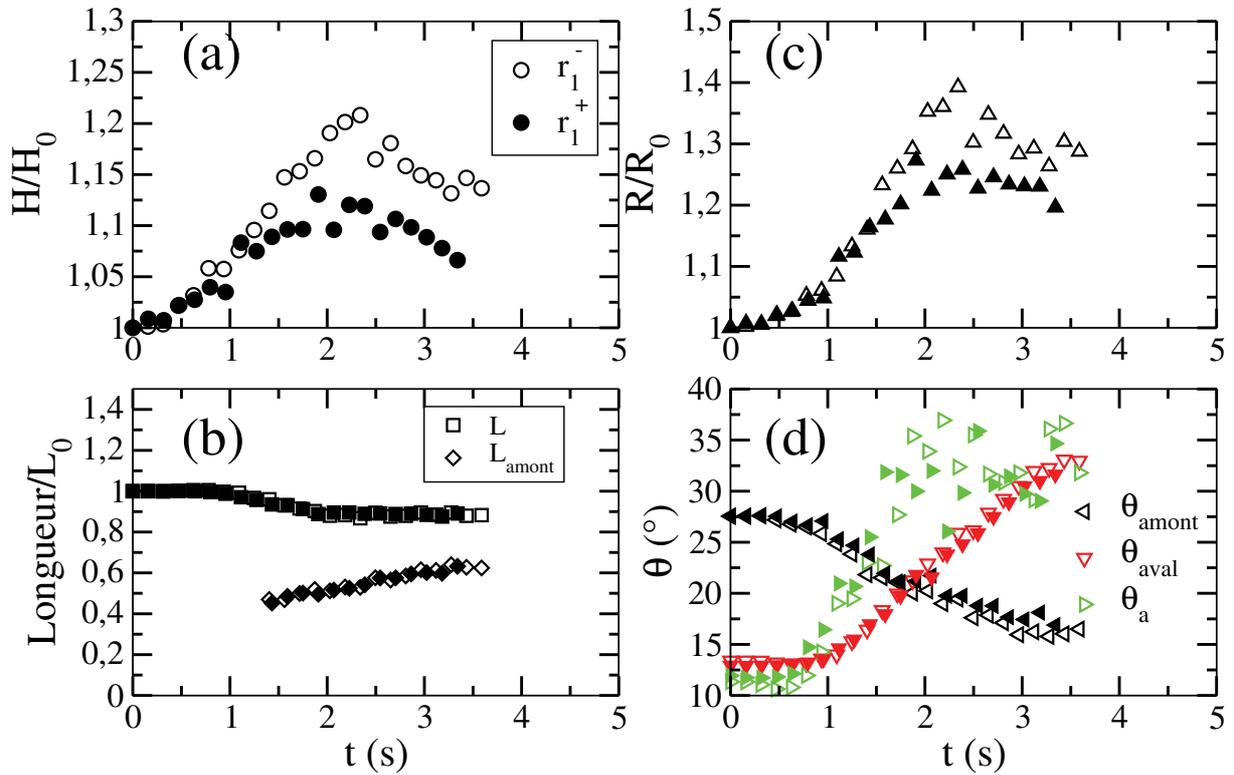


FIGURE D.6 – Comparaison des variations des paramètres de formes (H , L , R) et des inclinaisons (θ) des faces amont et aval d'une dune de masse $m_0 = 8,3$ g lors du premier retournement positif r^+ ($x < 0$ à $x > 0$) et négatif ($x > 0$ à $x < 0$).

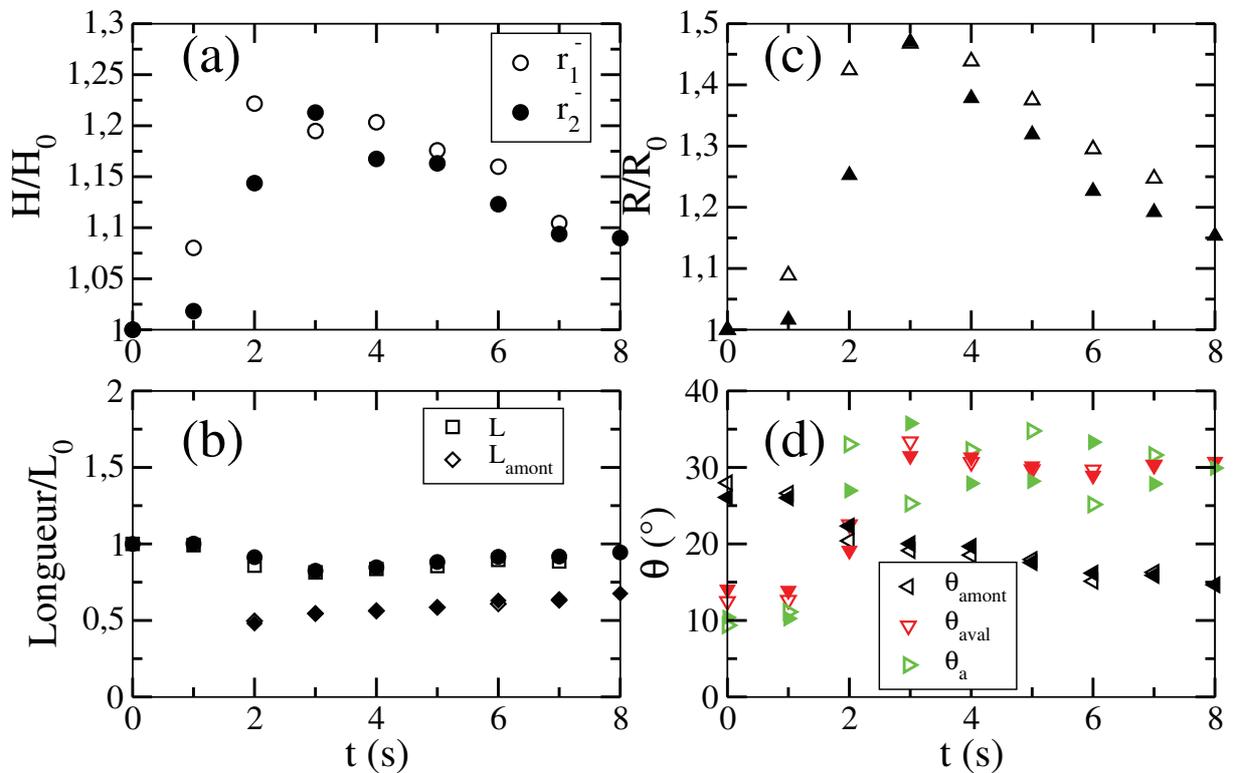


FIGURE D.7 – Variation des paramètres de formes (H , L , R) et des inclinaisons (θ) des faces amont et aval d'une dune de masse $m_0 = 13$ g lors des retournements négatifs r^- ($x > 0$ à $x < 0$). Le nombre d'itérations est indiqué par l'indice du nom du renversement.

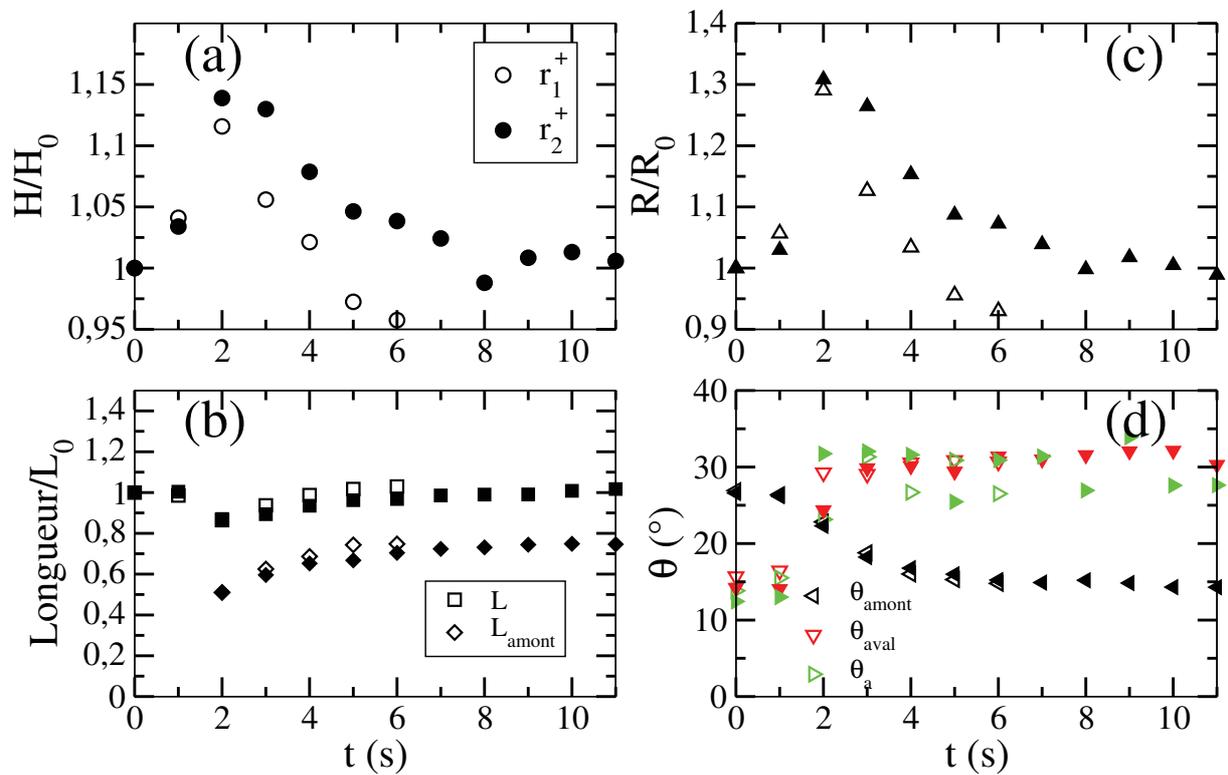


FIGURE D.8 – Variation des paramètres de formes (H , L , R) et des inclinaisons (θ) des faces amont et aval d'une dune de masse $m_0 = 13 \text{ g}$ lors des retournements positifs r^+ ($x < 0$ à $x > 0$). Le nombre d'itérations est indiqué par l'indice du nom du renversement.

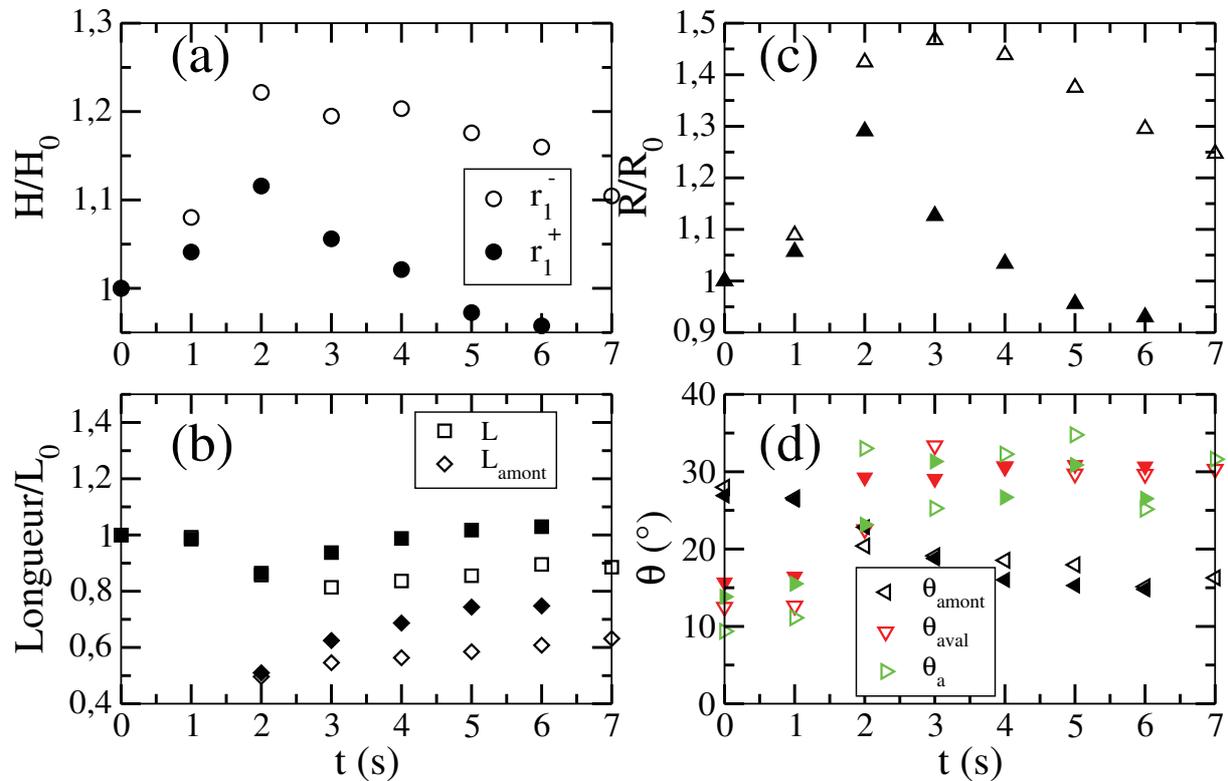


FIGURE D.9 – Comparaison des variations des paramètres de formes (H , L , R) et des inclinaisons (θ) des faces amont et aval d'une dune de masse $m_0 = 13 \text{ g}$ lors du premier retournement positif r^+ ($x < 0$ à $x > 0$) et négatif ($x > 0$ à $x < 0$).

D.2 Scénario à 2 phases : $\langle U_0 \rangle = 0,54 \text{ m/s}$

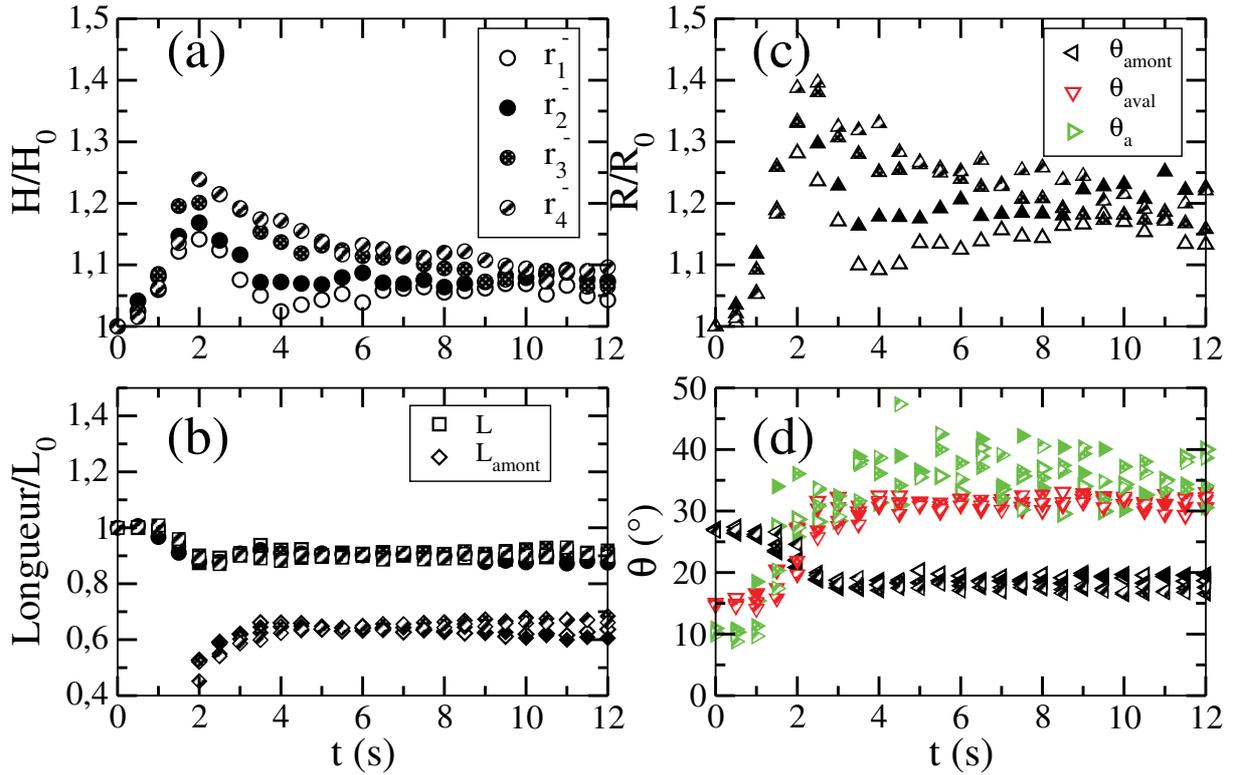


FIGURE D.10 – Variation des paramètres de formes (H , L , R) et des inclinaisons (θ) des faces amont et aval d'une dune de masse $m_0 = 17 \text{ g}$ lors des retournements négatifs r^- ($x > 0$ à $x < 0$). Le nombre d'itérations est indiqué par l'indice du nom du renversement.

D.3 Scénario à 3 phases : $\langle U_0 \rangle = 0,54 \text{ m/s}$

Le scénario 2 est caractérisé par une phase de croissance de la hauteur H suivie une phase de décroissance vers un minimum (inférieur à la hauteur d'équilibre) avant de relaxer vers la hauteur d'équilibre au cours du temps. Les planches présentées ci-après montrent l'évolution de l'ensemble des paramètres (H , L , L_{amont} , R et θ) dans ce scénario pour différentes masses à la vitesse d'écoulement $\langle U_0 \rangle = 0,54 \text{ m/s}$.

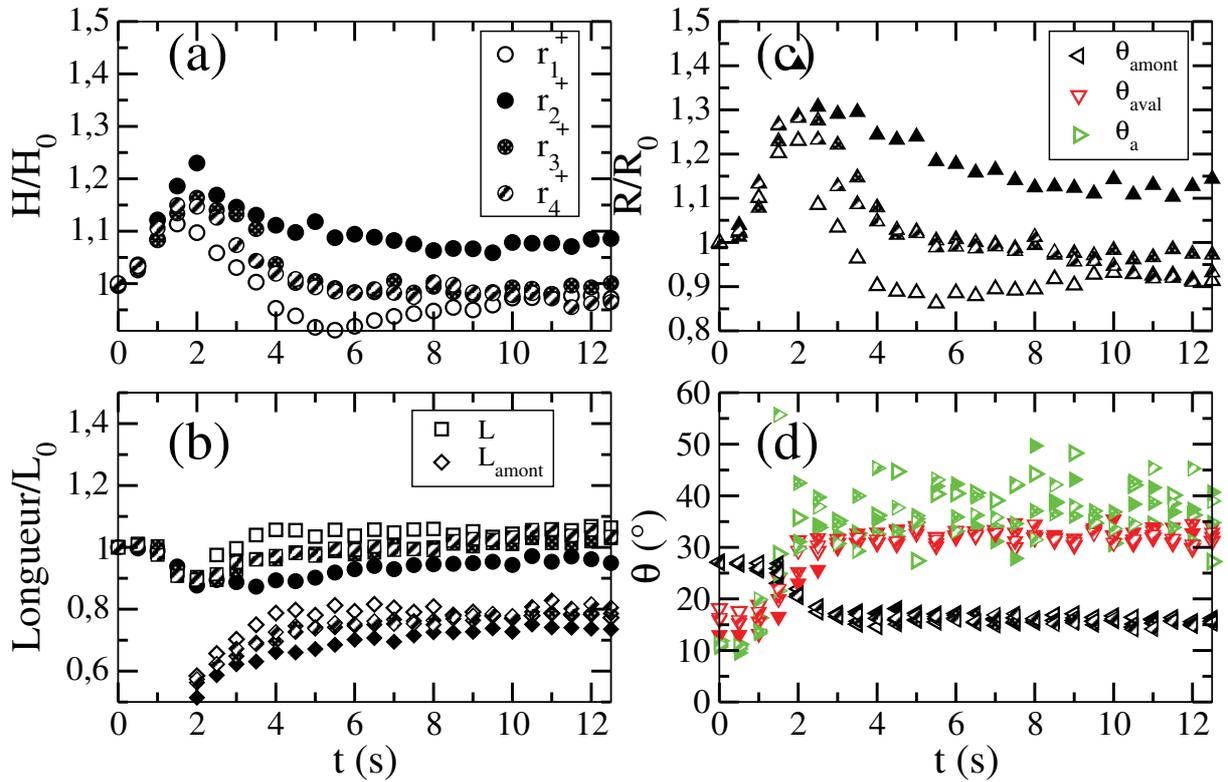


FIGURE D.11 – Variation des paramètres de formes (H , L , R) et des inclinaisons (θ) des faces amont et aval d'une dune de masse $m_0 = 17 \text{ g}$ lors des retournements positifs r^+ ($x < 0$ à $x > 0$). Le nombre d'itérations est indiqué par l'indice du nom du renversement.

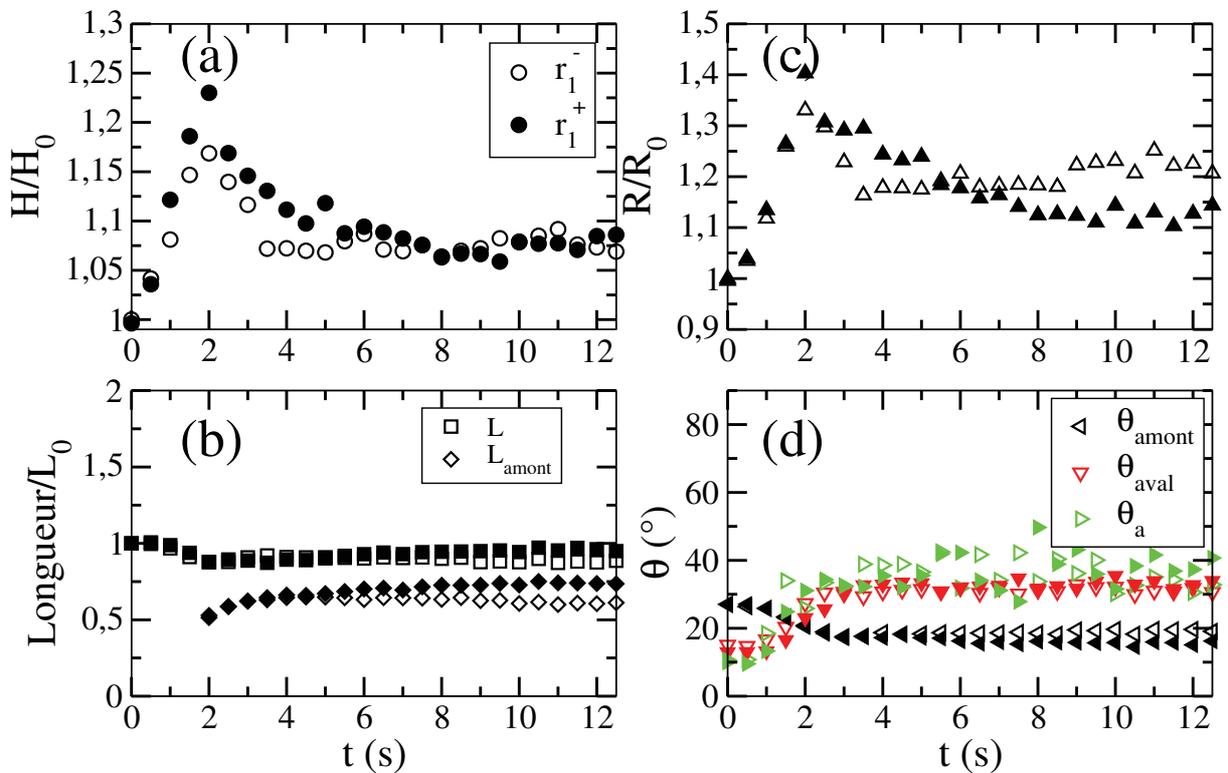


FIGURE D.12 – Comparaison des variations des paramètres de formes (H , L , R) et des inclinaisons (θ) des faces amont et aval d'une dune de masse $m_0 = 17 \text{ g}$ lors du premier retournement positif r^+ ($x < 0$ à $x > 0$) et négatif ($x > 0$ à $x < 0$).

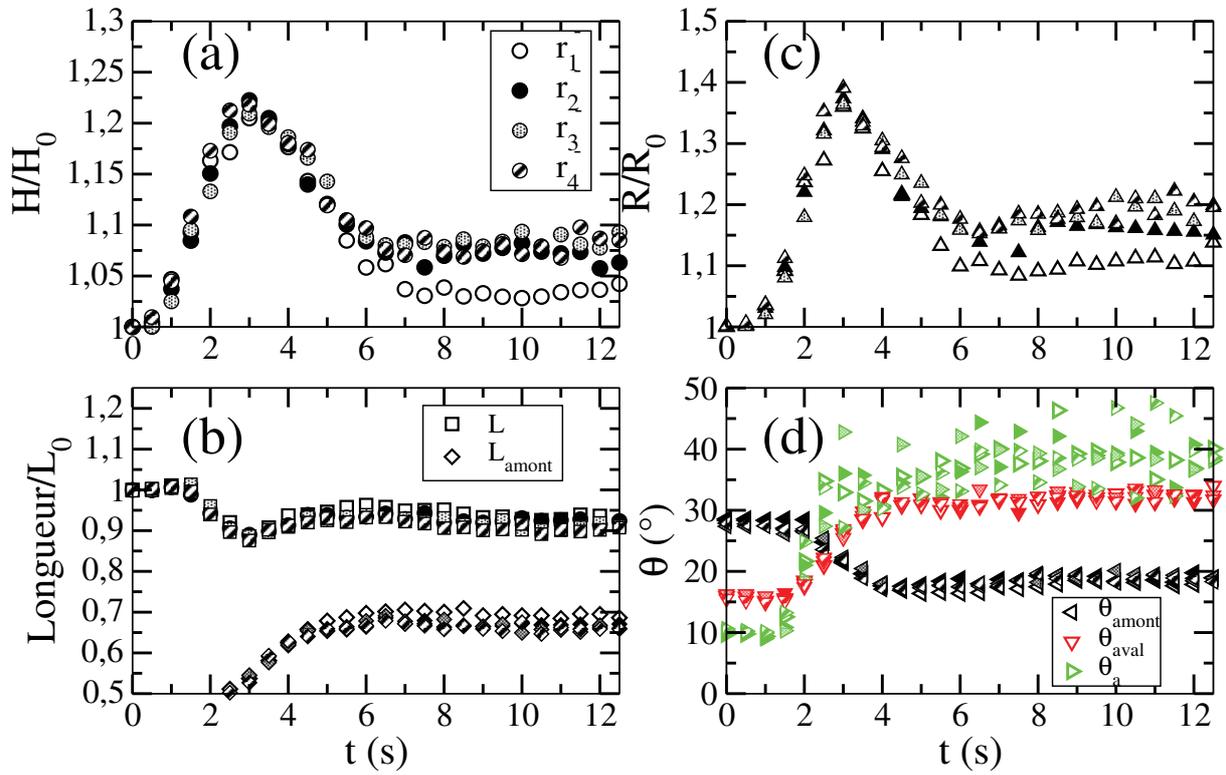


FIGURE D.13 – Variation des paramètres de formes (H , L , R) et des inclinaisons (θ) des faces amont et aval d'une dune de masse $m_0 = 27\text{ g}$ lors des retournements négatifs r^- ($x > 0$ à $x < 0$). Le nombre d'itérations est indiqué par l'indice du nom du renversement.

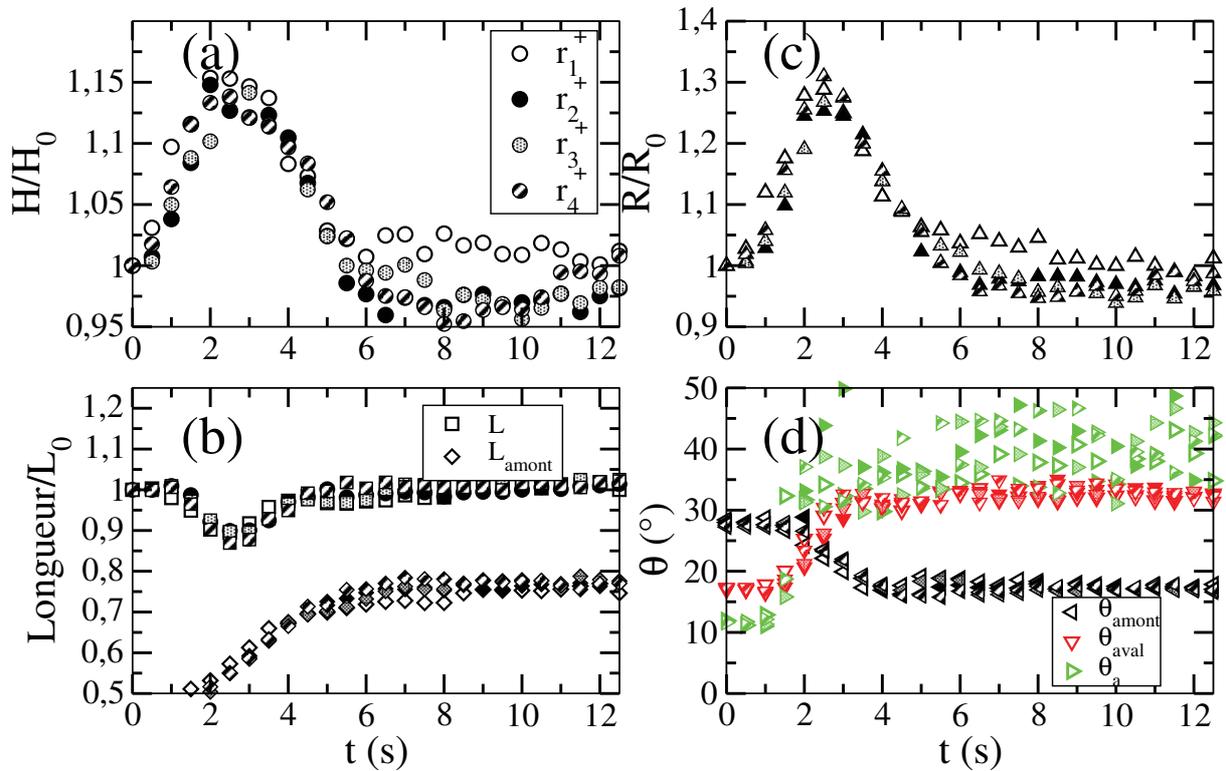


FIGURE D.14 – Variation des paramètres de formes (H , L , R) et des inclinaisons (θ) des faces amont et aval d'une dune de masse $m_0 = 27\text{ g}$ lors des retournements positifs r^+ ($x < 0$ à $x > 0$). Le nombre d'itérations est indiqué par l'indice du nom du renversement.

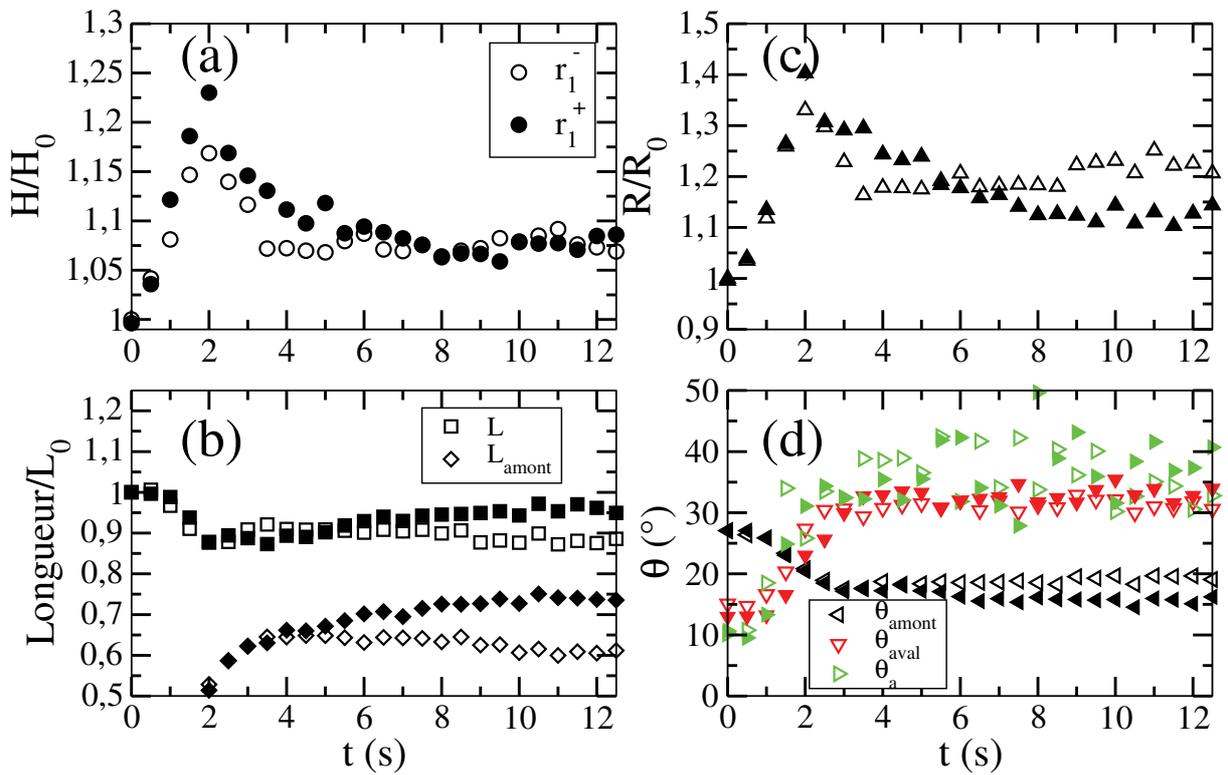


FIGURE D.15 – Comparaison des variations des paramètres de formes (H , L , R) et des inclinaisons (θ) des faces amont et aval d'une dune de masse $m_0 = 27 g$ lors du premier retournement positif r^+ ($x > 0$ à $x < 0$) et négatif ($x < 0$ à $x > 0$).

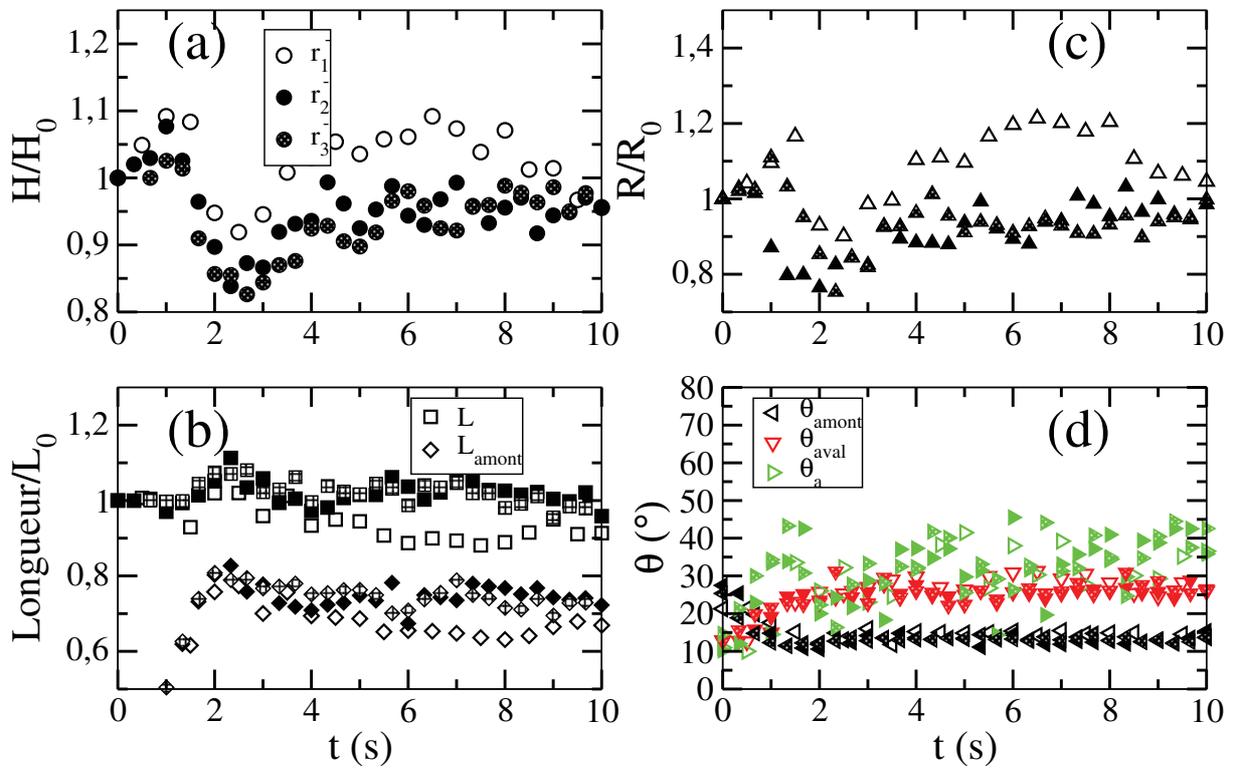


FIGURE D.16 – Variation des paramètres de formes (H , L , R) et des inclinaisons (θ) des faces amont et aval d'une dune de masse $m_0 = 4 g$ lors des retournements négatifs r^- ($x > 0$ à $x < 0$). Le nombre d'itérations est indiqué par l'indice du nom du renversement.

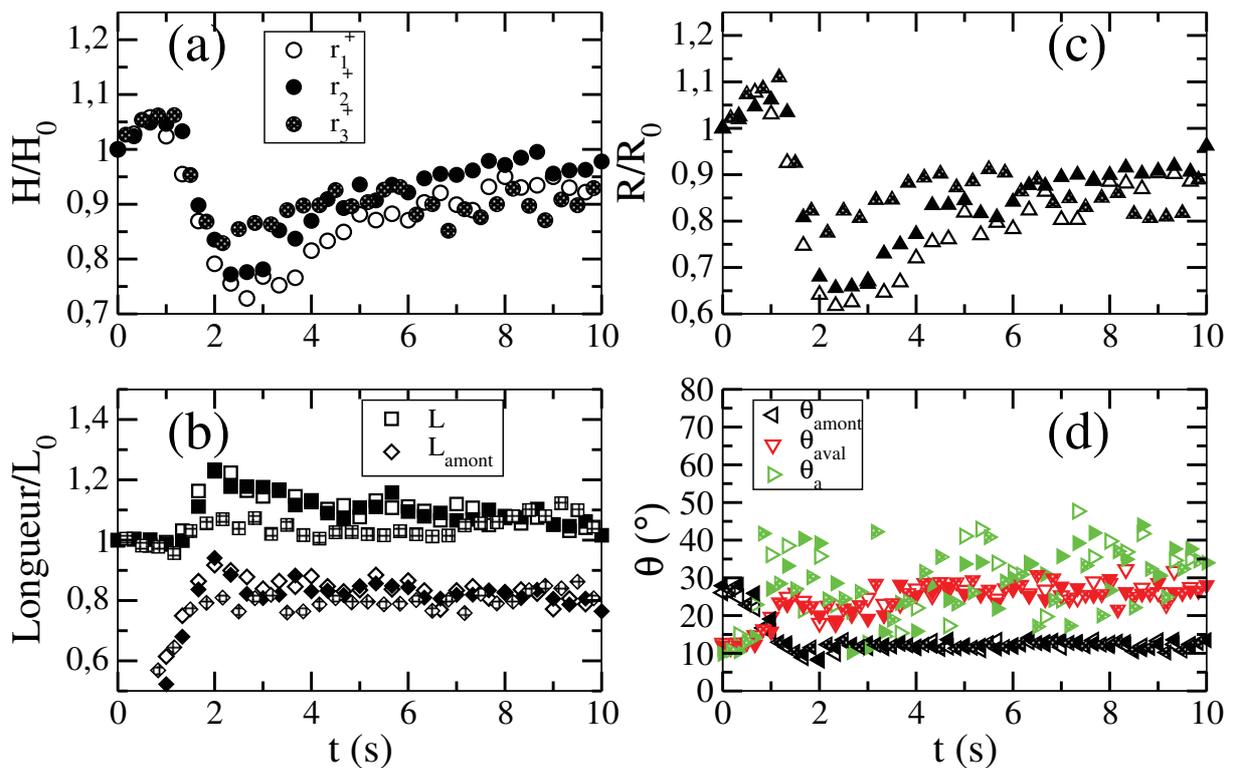


FIGURE D.17 – Variation des paramètres de formes (H , L , R) et des inclinaisons (θ) des faces amont et aval d'une dune de masse $m_0 = 4\text{ g}$ lors des retournements positifs r^+ ($x < 0$ à $x > 0$). Le nombre d'itérations est indiqué par l'indice du nom du renversement.

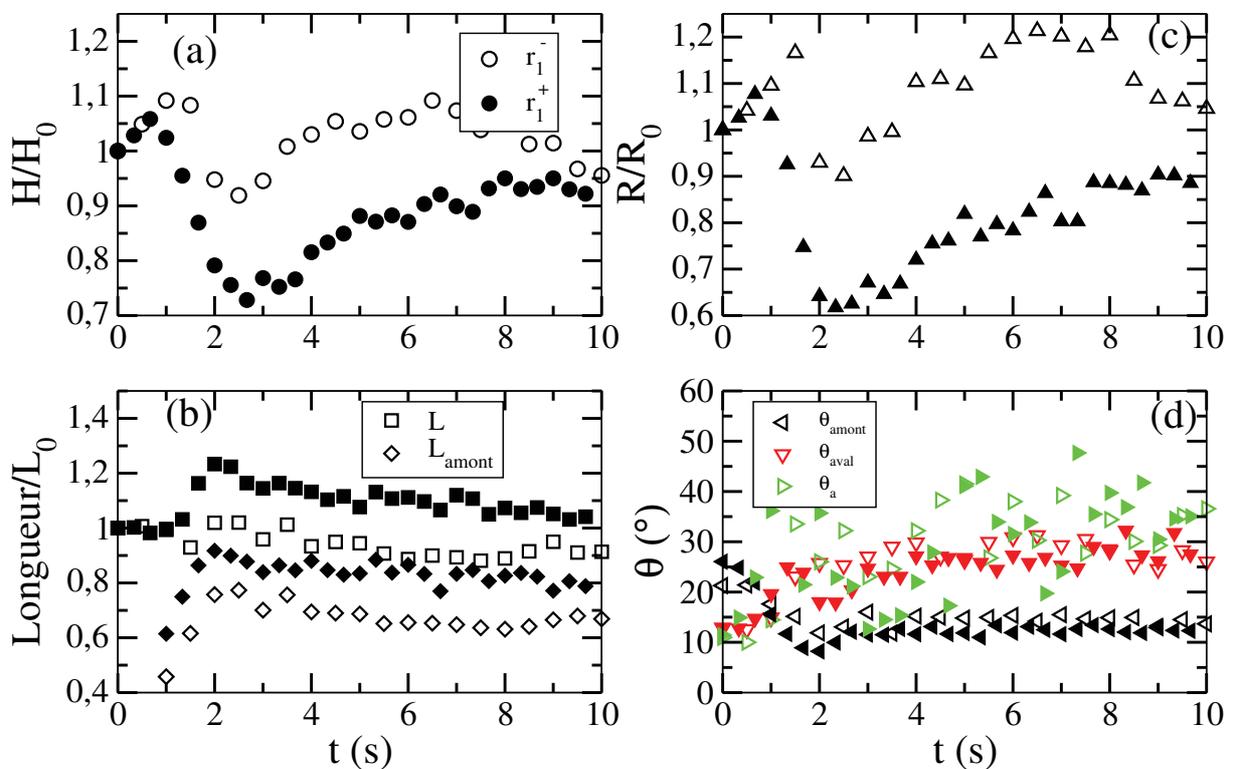


FIGURE D.18 – Comparaison des variations des paramètres de formes (H , L , R) et des inclinaisons (θ) des faces amont et aval d'une dune de masse $m_0 = 4\text{ g}$ lors du premier retournement positif r^+ ($x < 0$ à $x > 0$) et négatif ($x > 0$ à $x < 0$).

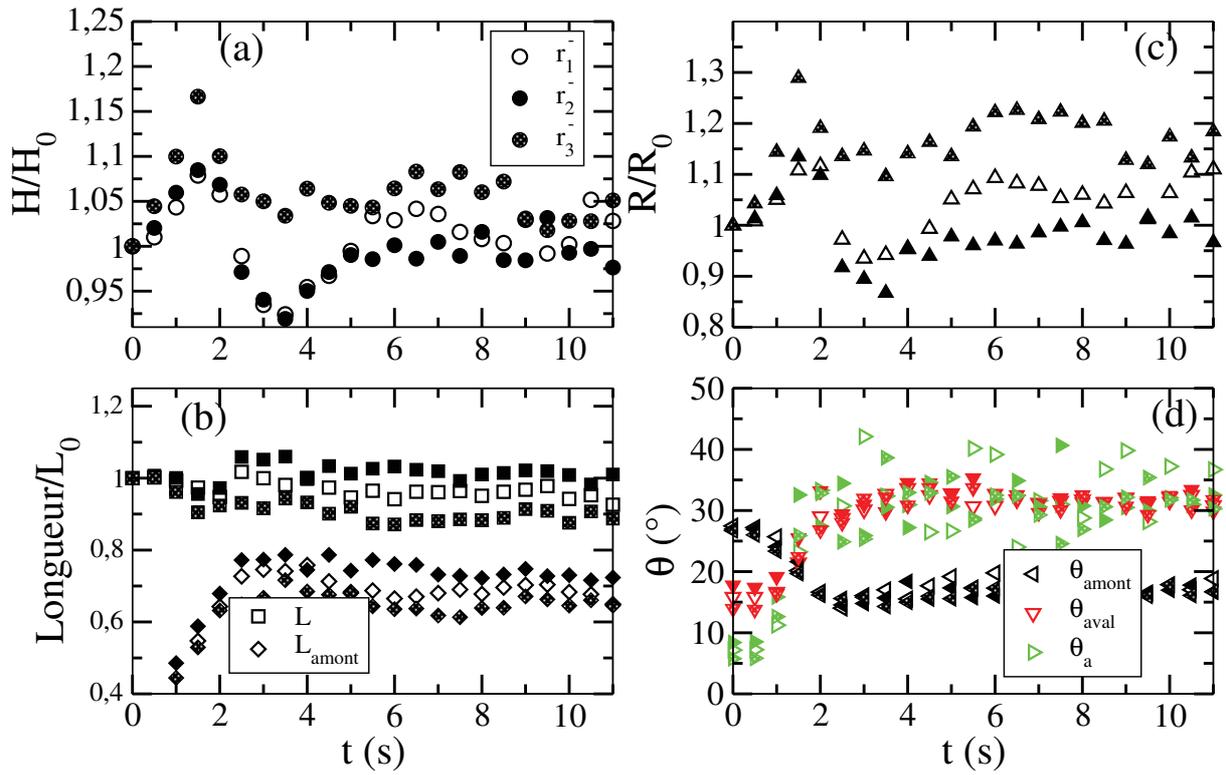


FIGURE D.19 – Variation des paramètres de formes (H , L , R) et des inclinaisons (θ) des faces amont et aval d'une dune de masse $m_0 = 9g$ lors des retournements négatifs r^- ($x > 0$ à $x < 0$). Le nombre d'itérations est indiqué par l'indice du nom du renversement.

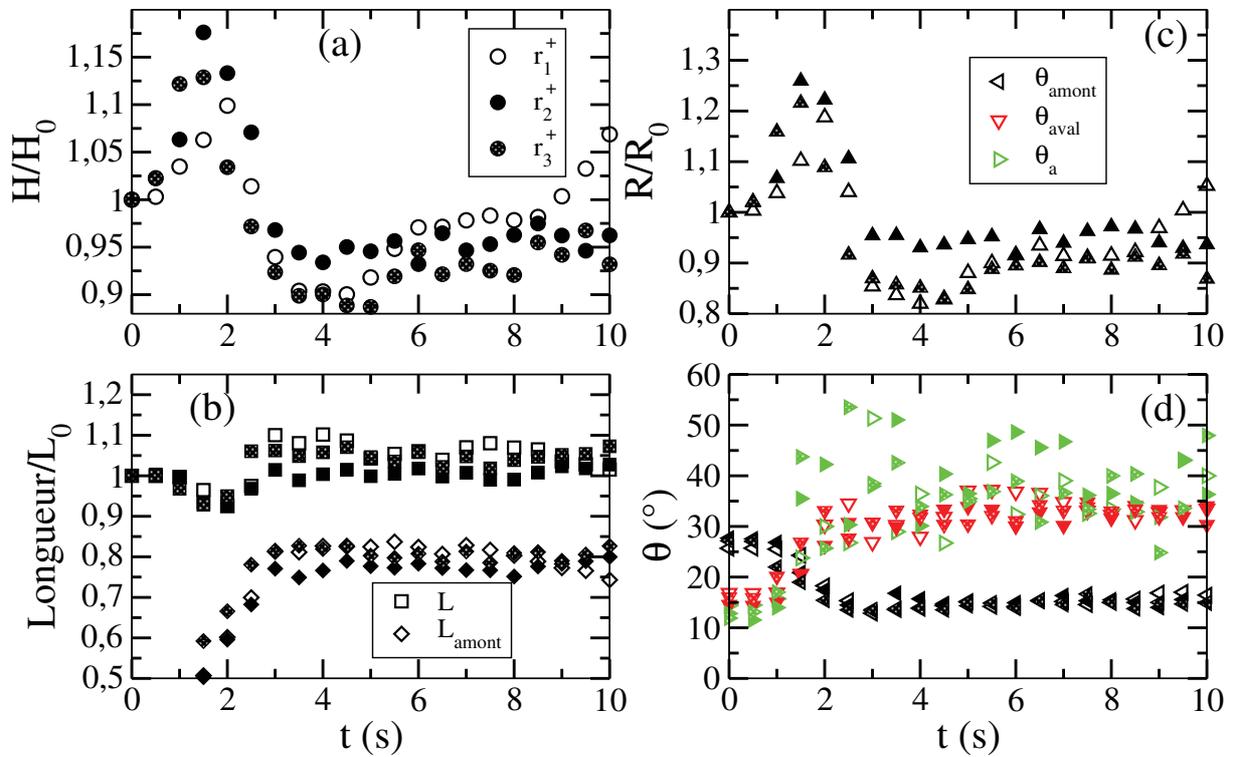


FIGURE D.20 – Variation des paramètres de formes (H , L , R) et des inclinaisons (θ) des faces amont et aval d'une dune de masse $m_0 = 9g$ lors des retournements positifs r^+ ($x < 0$ à $x > 0$). Le nombre d'itérations est indiqué par l'indice du nom du renversement.

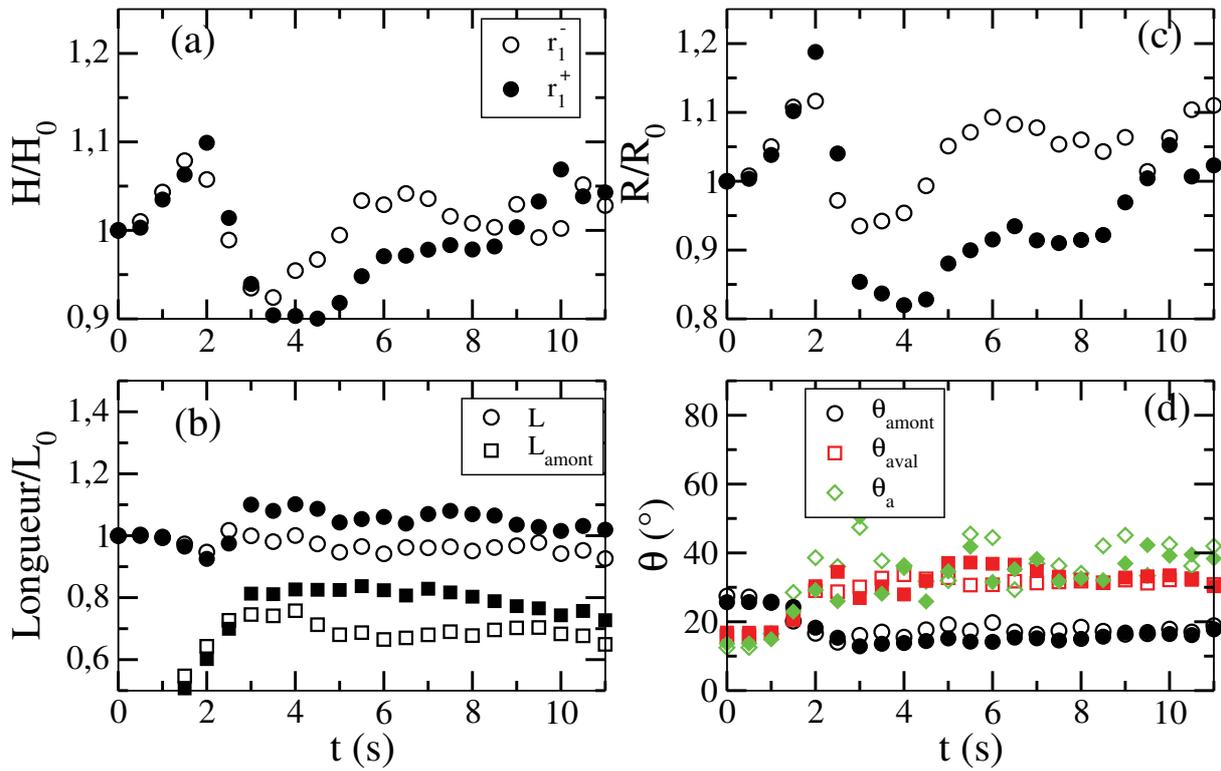


FIGURE D.21 – Comparaison des variations des paramètres de formes (H , L , R) et des inclinaisons (θ) des faces amont et aval d'une dune de masse $m_0 = 9\text{ g}$ lors du premier retournement positif r^+ ($x < 0$ à $x > 0$) et négatif ($x > 0$ à $x < 0$).

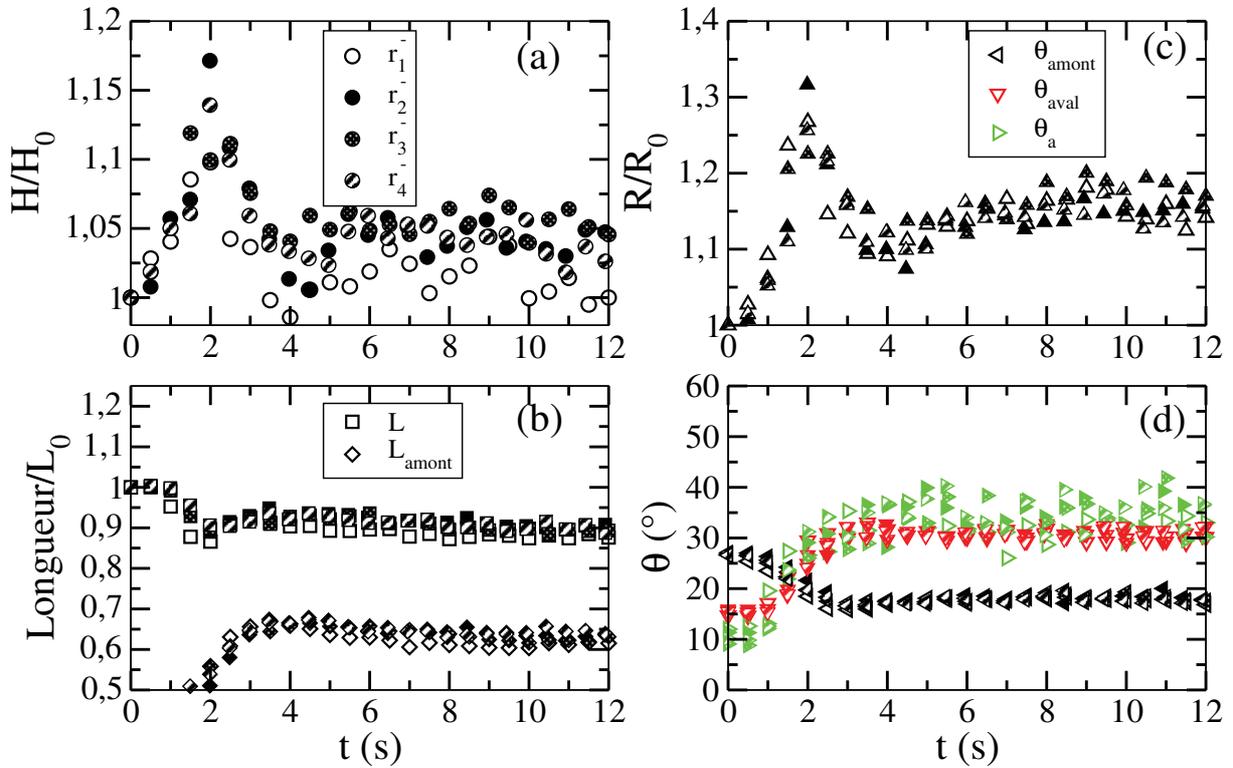


FIGURE D.22 – Variation des paramètres de formes (H , L , R) et des inclinaisons (θ) des faces amont et aval d'une dune de masse $m_0 = 13\text{ g}$ lors des retournements négatifs r^- ($x > 0$ à $x < 0$). Le nombre d'itérations est indiqué par l'indice du nom du renversement.

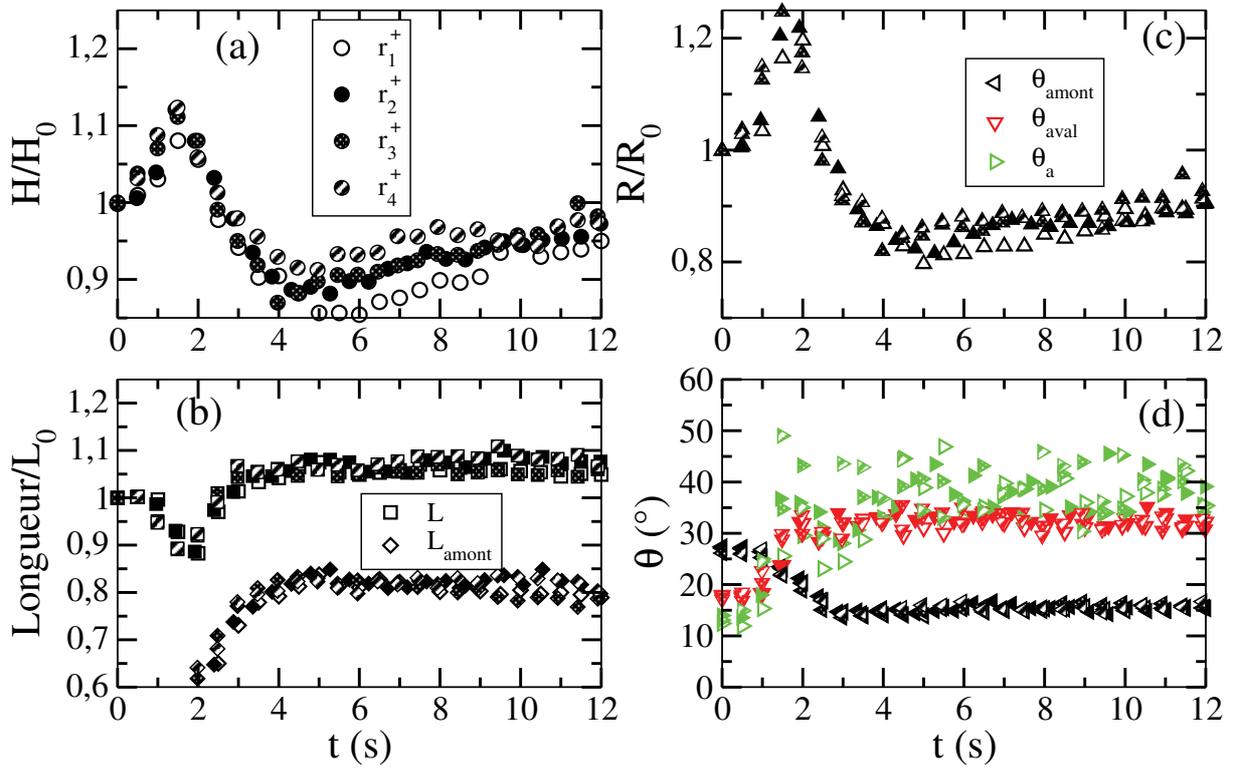


FIGURE D.23 – Variation des paramètres de formes (H , L , R) et des inclinaisons (θ) des faces amont et aval d'une dune de masse $m_0 = 13\text{ g}$ lors des retournements positifs r^+ ($x < 0$ à $x > 0$). Le nombre d'itérations est indiqué par l'indice du nom du renversement.

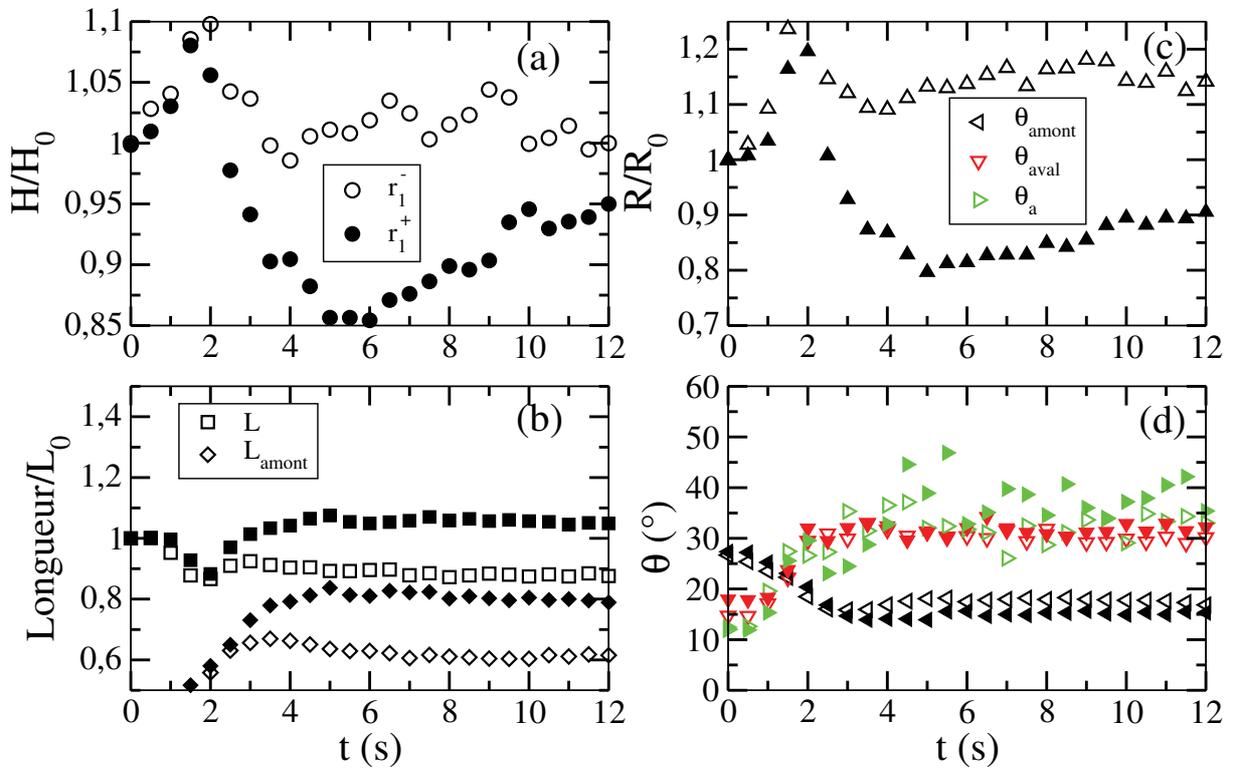


FIGURE D.24 – Comparaison des variations des paramètres de formes (H , L , R) et des inclinaisons (θ) des faces amont et aval d'une dune de masse $m_0 = 13\text{ g}$ lors du premier retournement positif r^+ ($x < 0$ à $x > 0$) et négatif ($x > 0$ à $x < 0$).

Titre : Caractéristiques morphodynamiques des dunes aquatiques sous écoulement unidirectionnel et alternatif dans un chenal étroit.

Mots-clés : dunes aquatiques, morphologie des dunes à l'équilibre, modélisations des dunes, longueur de saturation, retournement d'une dune

Résumé : Cette thèse traite de la forme et de la mobilité des dunes dans l'eau sous un écoulement turbulent. L'état d'équilibre des dunes en régime stationnaire puis le retour à l'équilibre après un changement de sens de l'écoulement sont caractérisés. On examine la variation des paramètres de forme (hauteur, longueur, rapport d'aspect) et de la vitesse de migration des dunes en fonction la masse du sédiment m_0 et de la vitesse de l'écoulement. Cette étude est menée expérimentalement dans un chenal fermé et étroit et les résultats sont comparés aux prédictions d'un modèle de dunes 2D tenant compte du processus de relaxation du transport. À l'équilibre, ce modèle prédit suivant la masse de la dune un régime « petite dune » et un régime « grande dune » où la hauteur est proportionnelle respectivement à m_0 et à $\sqrt{m_0}$. Un régime de transition où la hauteur

est fonction de m_0 à une puissance comprise entre 0,5 et 1 les sépare. Ces régimes sont identiques à ceux prédits par le modèle de Kroy et al. (2002) pour les barchanes éoliennes. Expérimentalement, seuls les régimes de transition et « grande dune » sont observés. Cet accord permet d'évaluer la longueur de saturation du transport. Le résultat obtenu est cohérent avec la longueur de dépôt proposée par Lajeunesse et al. (2010). Pour le retour à l'état d'équilibre suite au changement du sens de l'écoulement, deux scénarios transitoires sont observés. Le premier est une contraction suivie d'une élongation de la dune. Le second présente une contraction supplémentaire liée à une élongation de la dune au-delà de sa longueur d'équilibre initiale. Dans ces deux cas, le temps de retour à l'équilibre n'est pas proportionnel à la masse de la dune.

Title : Subaqueous dunes morphodynamics under unidirectional and alternating flow into a narrow channel.

Keywords : subaqueous dunes, steady dune morphology, dune modelling, saturation length, dune reversal

Abstract: This thesis deals with the morphodynamics of subaqueous dunes under a turbulent flow. The equilibrium state of the dunes under stationary flow, and then the return to equilibrium state after a change in the flow direction are characterized. The variation of the shape parameters (height, length, aspect ratio) and the migration speed of dunes are examined as a function of the mass m_0 of sediment and the flow rate. This study is conducted experimentally into a narrow, closed flume and the results are compared to predictions of a 2D dune model that takes into account the transport relaxation process. For steady dunes, this model predicts a "small dune" and a "large dune" regime where the dune height respectively increases as m_0 and $\sqrt{m_0}$. These regimes are separated by a transitional regime where the dune height is proportional to m_0

with an exponent ranging from 0.5 to 1. These regimes are identical to those predicted by the model of Kroy et al. (2002) for æolian barchans. Experimentally, the steady dunes range from the "transition" to the "large dune" regime as the mass increases. This agreement allows to assess the saturation length of the transport. The result is consistent with the deposition length proposed by Lajeunesse et al. (2010). Concerning the return to the steady-state shape after changing in the flow direction, two transient scenarios are identified. The first one is a contraction followed by an elongation of the dune shape. In the second one, there is an additional contraction phase associated with an elongation of the dune beyond its initial equilibrium length. For either scenarios, the return-to-equilibrium time is not proportional to the mass of the dune.