



**HAL**  
open science

# Morphogenese et Dynamique des Barchanes

Pascal Hersen

► **To cite this version:**

Pascal Hersen. Morphogenese et Dynamique des Barchanes. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn].  
Université Paris-Diderot - Paris VII, 2004. Français. NNT : . tel-00008602

**HAL Id: tel-00008602**

**<https://theses.hal.science/tel-00008602>**

Submitted on 1 Mar 2005

**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



---

## Morphogenèse et Dynamique des Barchanes

---

Présentée au Laboratoire de Physique Statistique de  
l'École Normale Supérieure  
par

**Pascal Hersen**

Pour obtenir le titre de Docteur de  
l'Université Paris VII

La soutenance se déroulera le 22 Juin 2004  
en présence de Messieurs les membres du Jury :

<b>Lydéric Bocquet</b>	Rapporteur
<b>Tomas Bohr</b>	Examinateur
<b>François Charru</b>	Examinateur
<b>Eric Clément</b>	Examinateur
<b>Stéphane Douady</b>	Directeur de Thèse
<b>François Métivier</b>	Rapporteur



Lorsque le vent venait, le sable  
entraît partout. J'en ai trouvé,  
rentrant chez moi après quarante  
huit heures d'absence, toutes  
portes et volets clos, des couches  
suffisamment épaisses, sur les  
meubles, pour être modelées par  
le vent. Mon bureau était couvert  
de dunes, pareil, en petit, au  
désert qui ressemble, vu d'avion à  
un morceau de lune.

---

A. Vialatte [1]



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>9</b>
<b>Notations</b>	<b>11</b>
<b>Premiers pas vers les dunes</b>	<b>15</b>
Les formes sédimentaires sont partout! . . . . .	17
Déplacer les sédiments . . . . .	19
Les rides de sable éoliennes . . . . .	20
Le désert et ses formes . . . . .	21
Classification des dunes . . . . .	23
La barchane, une dune modèle? . . . . .	25
Et quelques questions ... . . . . .	26
<b>1 Grains et Dunes : contexte et motivations</b>	<b>31</b>
1.1 La barchane éolienne : propriétés générales . . . . .	33
1.1.1 Morphologie . . . . .	33
1.1.2 Fluctuations des formes . . . . .	35
1.1.3 Taille minimale . . . . .	39
1.1.4 Les barchanes : déplacement . . . . .	40
1.1.5 Ecoulement autour d'une barchane . . . . .	42
1.2 Le transport de sable . . . . .	45
1.2.1 Mise en mouvement des grains . . . . .	45
1.2.2 Modes de transport . . . . .	46
1.2.3 Ecoulement turbulent et saltation . . . . .	47
1.2.4 Flux de sable saturé pour la saltation . . . . .	49
1.2.5 Le flux de reptons . . . . .	49
1.2.6 Le processus de saturation. . . . .	50
1.3 Retour sur la taille minimale . . . . .	52
1.4 Enjeux . . . . .	53
<b>2 Reproduction de Barchanes à petite échelle</b>	<b>55</b>
2.1 Description des montages expérimentaux . . . . .	57
2.1.1 Principes des expériences de type "plateau" . . . . .	58
2.1.2 L'expérience "prototype" . . . . .	59
2.1.3 L'expérience "aquarium" . . . . .	60
2.1.4 Mouvements de référence . . . . .	61
2.2 Vers la forme en croissant. . . . .	62
2.2.1 Premières observations, description qualitative . . . . .	62
2.2.2 Déformations d'un cône : premières étapes . . . . .	63

2.2.3	Adaptation à l'écoulement et propagation . . . . .	64
2.3	Barchanes aquatiques et barchanes éoliennes . . . . .	67
2.3.1	Comparaison qualitative . . . . .	67
2.3.2	Les formes quasi-stationnaires . . . . .	69
2.3.3	Écoulement autour d'une barchane sous-marine . . . . .	71
2.3.4	Déplacement des barchanes aquatiques. . . . .	72
2.4	Evolution à long terme . . . . .	76
2.5	Influence du mouvement et forme des dunes . . . . .	79
2.6	Formation de barchanes en écoulement continu . . . . .	86
2.6.1	Expérience en Canal 3D . . . . .	86
2.6.2	Face d'avalanche et recirculation stationnaire . . . . .	89
2.7	Les barchanes éoliennes étudiées en laboratoire? . . . . .	91
<b>3</b>	<b>Le <math>C_c^c</math> modèle et l'approche numérique</b>	<b>93</b>
3.1	Back to Basics... . . . .	95
3.1.1	Écoulement sur une bosse $2D$ de faible amplitude . . . . .	95
3.1.2	Le modèle $2d$ de Sauermann, Kroy et Herrmann . . . . .	98
3.1.3	La modélisation de type $C_c^c$ . . . . .	99
3.1.4	Résultats en deux dimensions. . . . .	100
3.2	Généralisation à la troisième dimension . . . . .	101
3.2.1	Vers une description à $3d$ . . . . .	101
3.2.2	Origine du flux latéral . . . . .	102
3.2.3	Conditions aux limites et résultats en $3d$ . . . . .	105
3.2.4	Pourquoi une forme en croissant? . . . . .	105
3.2.5	Transitoires vers la forme d'équilibre . . . . .	106
3.3	Propriétés d'une barchane numérique . . . . .	109
3.3.1	Morphologie . . . . .	109
3.3.2	Déplacement stationnaire . . . . .	110
3.4	Rôle de la diffusion et solutions de type dômes . . . . .	112
3.4.1	Influence de la diffusion . . . . .	112
3.4.2	Les dômes de sable $3d$ . . . . .	114
3.5	Conclusion et comparaison avec la modélisation expérimentale . . . . .	117
<b>4</b>	<b>Naissance des barchanes</b>	<b>121</b>
4.1	Genèse des barchanes : un problème ouvert? . . . . .	123
4.1.1	Les nebkas initiatrices des barchanes? . . . . .	123
4.1.2	Exploration expérimentale de la formation des barchanes . . . . .	123
4.1.3	Analyse de stabilité linéaire du modèle $C_c^c$ . . . . .	126
4.2	Sélection de taille dans le mécanisme de formation des barchanes? . . . . .	128
4.2.1	La sélection en largeur . . . . .	128
4.2.2	La sélection en longueur . . . . .	131
4.3	Les sources de dunes dans le désert et en laboratoire. . . . .	133
4.4	Formation des dunes, sélection de tailles et instabilité de cornes . . . . .	135
<b>5</b>	<b>Stabilité des barchanes et existence des corridors</b>	<b>139</b>
5.1	Les Corridors de barchanes . . . . .	141
5.2	Instabilité fondamentale des barchanes solitaires . . . . .	144
5.2.1	Résultats du modèle $C_c^c$ . . . . .	144
5.2.2	Evolution du flux de sortie avec la taille des barchanes . . . . .	146
5.2.3	L'instabilité des barchanes . . . . .	147

5.2.4	Temps de retournement . . . . .	149
5.2.5	Temps d'interaction inter dunes . . . . .	150
5.2.6	Estimations et ordres de grandeur . . . . .	150
5.3	Instabilité par le flux : le cas du champ de dunes . . . . .	151
5.4	Instabilité par les collisions . . . . .	153
5.4.1	Collisions absorbantes . . . . .	153
5.4.2	Collisions complexes? . . . . .	154
5.5	Conclusion . . . . .	158
<b>6</b>	<b>Collisions dune-dune</b> . . . . .	<b>159</b>
6.1	Observations et modes d'investigation . . . . .	161
6.1.1	Généralités sur les interactions barchanes-barchanes . . . . .	161
6.1.2	Collisions dans les déserts. . . . .	163
6.1.3	Etude numérique d'une collision barchane barchane . . . . .	163
6.2	Les collisions dune-dune . . . . .	165
6.2.1	L'équivalent expérimental? . . . . .	165
6.2.2	Mécanisme d'une collision . . . . .	165
6.2.3	Influence du paramètre d'impact $\delta_i$ . . . . .	168
6.2.4	Conclusions sur l'importance des collisions . . . . .	171
<b>7</b>	<b>Mémoire des vents et forme des barchanes</b> . . . . .	<b>173</b>
7.1	Une autre piste : importance des changements de direction du vent? . . . . .	175
7.1.1	Quelques observations de terrain . . . . .	175
7.1.2	Influence du vent, approche préliminaire. . . . .	177
7.1.3	Etude expérimentale, mécanismes d'adaptation . . . . .	178
7.1.4	Etude numérique . . . . .	181
7.1.5	Evolution du volume d'une barchane soumise à un changement de direction du vent. . . . .	182
7.2	Sensibilité de la forme des barchanes au flux de sable . . . . .	185
7.2.1	Evolution à court terme et modes de déformations. . . . .	185
7.2.2	Evolution à long terme de la morphologie. . . . .	187
7.2.3	Formes et flux de sable. . . . .	188
7.2.4	Retour sur les observations de terrains . . . . .	190
<b>8</b>	<b>Chant des dunes</b> . . . . .	<b>191</b>
8.1	Le chant des dunes . . . . .	195
8.2	Origine du son . . . . .	196
8.3	Reproduction expérimentale et première analyse . . . . .	197
8.3.1	Expériences in situ . . . . .	197
8.3.2	Mouvement d'un grain sur une couche de grain . . . . .	198
8.3.3	Estimation de la puissance sonore émise par une couche de grain en mouvement synchrone. . . . .	199
8.3.4	Résonance dans l'épaisseur qui coule? . . . . .	201
8.4	Approche en laboratoire . . . . .	204
8.5	Fin de l'interlude . . . . .	206
	<b>Conclusions et perspectives</b> . . . . .	<b>207</b>



<b>A</b>	<b>Le mouvement des grains, l'écoulement et le mouvement de la plaque dans l'expérience aquarium</b>	<b>215</b>
A.1	Analyse du principe expérimental . . . . .	215
A.2	Écoulement au voisinage de la plaque. . . . .	216
A.3	Profils de vitesse instationnaire. . . . .	217
A.4	Mouvement des grains : analyse individuelle . . . . .	220
A.5	Mouvement d'une ligne de grains. . . . .	222
A.6	Conclusion sur le mouvement des grains et celui de la plaque . . . . .	223
<b>B</b>	<b>Etude paramétrique du modèle <math>C_c^c 3d</math></b>	<b>225</b>
<b>C</b>	<b>Miscellaneous : Micelles granulaires</b>	<b>229</b>
<b>D</b>	<b>A propos de la vulgarisation scientifique</b>	<b>231</b>
D.1	Science et Médias, ou le devoir d'informer le grand public ! . . . . .	232
D.2	Les limites de la vulgarisation, et son intérêt : sa simplicité . . . . .	232
D.3	A quoi ça sert ce que vous faites . . . . .	233

## Remerciements



FIG. 1 – *L'équipe de la Salle D20...*

Deux ans après un premier passage dans l'équipe "Turbulence et Croissance de Formes" du Laboratoire de Physique Statistique, je repassais les portes du laboratoire pour aborder un thème encore peu exploré : la morphogenèse des dunes. C'est d'abord Stéphane Douady qui a réussi à me convaincre de l'intérêt scientifique d'un tel sujet : des expériences à concevoir, des visites auprès des dunes éoliennes au sud du Maroc, un domaine neuf où tout ou presque est à faire, et une idée de départ géniale pour miniaturiser des dunes en laboratoires... Comment ne pas être tenté? Ainsi, j'ai réintégré la salle *D20* avec sa vieille perceuse des années 30, mascotte officielle de l'équipe, son atelier et sa devise "*honnei soit qui mal y range*" et bien entendu une certaine idée du rangement aléatoire. J'y ai retrouvé des visages familiers avec Laurent Quartier, ingénieur de l'équipe, Yves Couder, directeur éclairé de l'équipe et bien sûr Bruno Andreotti. Et puis un "nouveau" doctorant, Steffen Bohn, avec qui j'ai partagé ces quelques années et participé à de nombreuses réflexions, expériences nocturnes (plutôt que matinales) et débats en tout sens à propos des mousses, des plantes, des grains de sable, des gouttes et de plein d'autres choses encore. Je dois beaucoup à cette équipe, tant du point de vue scientifique que du point de vue humain, et je tiens ici à remercier tout particulièrement Stéphane pour son soutien régulier et pour son enthousiasme scientifique. C'est pendant ces années que j'ai découvert la région de Tarfaya, bien loin au sud d'Agadir au Maroc, et surtout ses barchanes. On ne peut qu'être émerveillé devant ces étendues de barchanes, et le silence et le calme du désert. C'est là bas que j'ai pris l'habitude d'arpenter les barchanes, petites et grandes, en compagnie de l'équipe et de nos collègues marocains, Belkacem Kabbachi, professeur à l'université d'Agadir, Hicham Elbelrhiti, autre compagnon de thèse, et Abdelkrim Ezaidi. C'est en leur compagnie, que je me suis sensibilisé aux traditions marocaines et au désert. C'est dans ce cadre exceptionnel, que nous avons entendu le chant des dunes, par hasard, en dévalant la face d'avalanche d'une méga barchane de 50m de hauteur. L'excitation scientifique a peut être atteint son comble ce jour là, en plein soleil, où pendant des heures nous avons à tour de rôle "joué" à la faire vrombir de toutes ses forces. A ce petit jeu, c'est la technique de Laurent qui fut la plus prometteuse : assis, les jambes écartées, en poussant avec les mains pour descendre la face d'avalanche. De retour au laboratoire, ses talents se sont révélés indispensables pour mener à bien les expériences de reproduction de barchanes en laboratoire.

A Paris, j'ai également eu la chance de rencontrer des personnes intéressantes et intéressés avec qui les interactions ont toujours été enrichissantes. C'est en particulier le cas de Ken Haste Andersen, initiateur de nos modèles de barchanes, d'Eric Clément toujours accueillant et prêt à discuter de physique, de Tomas Bohr, d'une gentillesse inégalée et à qui je dois de pouvoir soutenir cette thèse et de Thomas Loiseleux à qui j'ai emprunté l'idée des expériences de dunes en courant continu et avec qui nous finirons bien par "manipuler" un jour ! J'ai également eu la chance de travailler avec Philippe Claudin sur les modèles numériques de barchane et aussi sur la réalisation de corridors de barchanes expérimentalement. Je lui suis très reconnaissant pour ses conseils, ses remarques et ses encouragements. Il convient aussi de remercier le Groupe de Recherche, M.I.D.I qui m'a permis de rencontrer les membres de la physique granulaire en France et à l'étranger. Enfin, comment ne pas parler de Florent Mallogi. J'ai en effet eu le plaisir de l'encadrer pendant son stage de DEA pendant lequel il a activement développé les expériences de reproduction de barchane en courant continu et qui, maintenant, continue à explorer la richesse des milieux granulaires dans le groupe d'Eric Clément au LMDH. Ses qualités humaines et scientifiques en ont fait un ami de qualité. Enfin, je remercie très chaleureusement les membres de mon Jury de thèse d'avoir accepté de participer à la fin de cette aventure, et dans des délais très courts, autant pour les rapporteurs, Lydéric Bocquet et François Métivier, que pour les autres membres.

Au fur et à mesure des expériences de coins de tables et des discussions avec Stéphane, Yves, Bruno et Aresky Boudaoud, des interactions passionnantes avec les stagiaires (Mathieu, Margarita, Marc, Tristan, Thierry, Aurélien, Suzie, Jonathan, Farid, Annelise), des questions étudiants de DEUG de Paris VII et des nombreux visiteurs, la physique "molle" m'est apparue comme un domaine d'une richesse, d'une finesse physique et d'une dimension ludique inégalée. Je tiens également à remercier tout particulièrement François Taddéi, Ariel Linder et tous les membres du groupe "interdisciplinarité en Biologie", avec qui j'ai approché la Biologie et fortifié l'idée que c'est à travers les interactions avec la géologie ou la biologie que la physique semble prendre tout son sens.

Merci à Nora Sadaoui, Carole Philipe-Barrache et bien sûr à José Da Silva Quintas sans qui cette thèse n'aurait pas été possible. N'oublions pas les quelques journalistes qui par leurs questions et leurs approches différentes de ce type de sujet m'ont permis de mieux l'appréhender, à commencer par Hubert Raguét (qui signe d'ailleurs un certain nombre des photographies de ce manuscrit) et l'équipe d'Archimède, Vincent Gaulier, Hervé Nizic. Un grand merci, aux amis et aux compagnons de thèse Gaël, Seb, Noemie, Sam, Anne-Laure, Salima, Gilles, Isa, Cécile, et tous les autres et finalement, un éternel merci à ma Famille et à Charlotte, pour ses relectures et ses échantillons de sable de Jordanie, à Cécile pour son aide précieuse en anglais, à Jeff pour son soutien enthousiaste et bien évidemment à Margot, essentielle depuis déjà de nombreuses années.

Pascal Hersen

# Notations

<b>Description des barchanes</b>	
$l$	longueur totale d'une barchane
$l_c$	longueur de la tranche centrale d'une barchane
$l_h$	longueur des cornes
$w$	largeur d'une barchane
$h$	hauteur d'une barchane
$h_m, l_m, w_m$	dimensions de la plus petite barchane mature ( $m$ )
$V$	Volume d'une barchane ( $m^3$ )
$c$	Vitesse d'une barchane ( $m.s^{-1}$ )
$q_c$	flux à la crête ( $m^2.s^{-1}$ )
$q_m$	flux massique ( $kg.s^{-1}$ )
$q_0, q_{in}$	flux de sable en amont de la dune ( $m^2.s^{-1}$ )
$Re$	Nombre de Reynolds
$U_*$	Vitesse de frottement turbulent loin de la dune
<b>Ecoulement et grains de sable</b>	
$u, v$	Composantes horizontales et verticales du champ de vitesse
$u_*$	vitesse de frottement turbulent
$u_{*,c}$	vitesse de cisaillement critique
$u_{*,imp}$	vitesse de cisaillement critique en présence de saltation
$\tau_c$	taux de cisaillement critique
$\Theta_c$	Nombre de Shields critique
$Re_p$	Nombre de Reynolds de grain
$d$	diamètre d'un grain de sable
$\rho_f, \rho_e, \rho_a$	densité du fluide, de l'eau, de l'air
$\rho_s$	densité du sable
$\Phi$	angle de contact moyen entre les différents grains du lit de sable
$l_{salt}$	longueur de saltation
$h_{salt}$	hauteur de saltation
$T$	temps de vol d'un grain en saltation
$\xi$	paramètre caractérisant l'aplatissement des trajectoires
$v_{imp}$	vitesse d'impact des <i>saltons</i>
$N_{eje}$	nombre d'ejecta lors de l'impact d'un salton
$l_{rep}$	longueur de reptation
$v_{rep}$	vitesse des <i>reptons</i>

---



---

**Flux de sable**

$q_{in}$	flux de sable entrant
$\Phi_{in}$	flux de sable entrant total
$q_{out}$	flux de sable sortant
$\Phi_{out}$	flux de sable sortant total
$q_{salt}$	flux de saltation
$\Phi_{salt}$	flux de saltation vertical
$q_{rep}$	flux de reptation
$\Phi_{rep}$	flux de reptation vertical
$q_s$	flux saturé
$q$	flux de sable réel
$l_s$	longueur de saturation du flux
$l_{drag}$	longueur inertielle de mouvement d'un grain

---



---

**Paramètres de l'expérience**

$V_c$	Vitesse finale de la plaque
$\tau_c$	temps de déplacement de la plaque à vitesse constante
$\gamma$	accélération initiale de la plaque
$\tau_\gamma$	temps d'accélération
$\tau_d$	temps de décélération
$\tau_{cb}$	durée de la retour à la position initiale

---



---

**Paramètres du modèle  $C_c^c$** 

$\tau_t$	temps de retournement
$\tau_q$	temps d'écrantage
$\tau_v$	temps d'évolution volumique d'une barchane
$h_e$	enveloppe de la dune
$A$	paramètre de simulation : terme de pression
$B$	paramètre de simulation : terme de disymétrie
$D$	paramètre de simulation : terme de couplage latéral
$Q$	flux saturé sur un sol plat
$\lambda_c$	longueur d'onde minimale
$\lambda_m$	longueur d'onde du mode le plus instable

---



---

**Couloir de dunes**

$N_\infty$	densité à l'équilibre du champ de dunes
$w_\infty$	largeur à l'équilibre des dunes
$q_\infty$	flux ambiant à l'équilibre pour le champ de dunes
$\sigma$	taux de croissance de l'instabilité
$\eta$	écart à la taille moyenne des barchanes
$N_c$	densité critique
$m_i, m'_i$	masse de la dune impactante
$m_c, m'_c$	masse de la dune cible
$\epsilon, \zeta$	proportions de masse échangée lors d'une collision

---

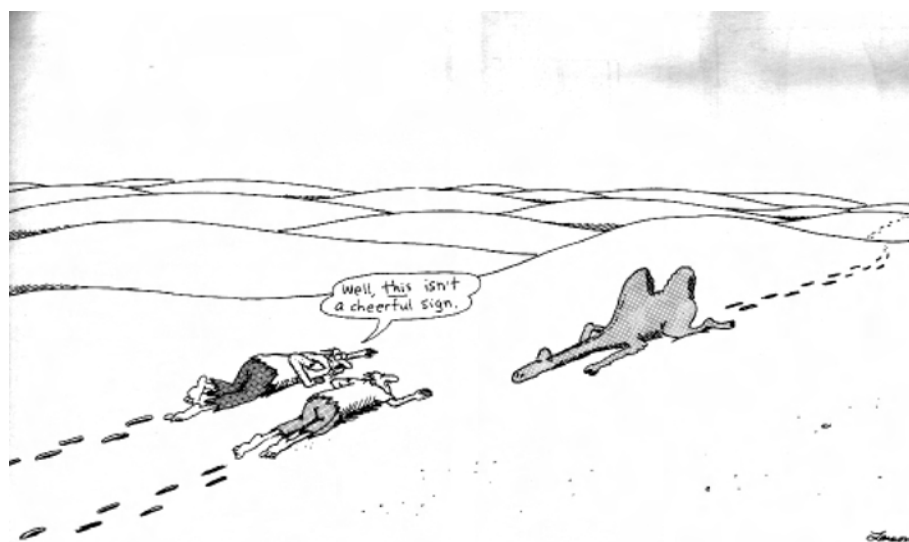
**Chant des dunes**

---

$f_0$	fréquence fondamentale
$v_s$	vitesse de la surface de l'écoulement de sable
$p$	pression
$N_h$	nombre de grains dans la partie cisailé
$I$	intensité sonore en dB
$\delta$	élévation de la couche qui coule
$\rho_{air}$	masse volumique de l'air
$c_{air}$	célérité du son dans l'air
$c_s$	célérité du son dans le sable



# Premiers pas vers les dunes



Night of the Crash-test dummies, A  
Far Side Collection

---

Gary Larson



---

**Sommaire**


---

<b>Les formes sédimentaires sont partout ! . . . . .</b>	<b>17</b>
<b>Déplacer les sédiments . . . . .</b>	<b>19</b>
<b>Les rides de sable éoliennes . . . . .</b>	<b>20</b>
<b>Le désert et ses formes . . . . .</b>	<b>21</b>
<b>Classification des dunes . . . . .</b>	<b>23</b>
<b>La barchane, une dune modèle? . . . . .</b>	<b>25</b>
<b>Et quelques questions ... . . . . .</b>	<b>26</b>

---



FIG. 2 – Bras d’une méga barchane. Sud Ouest Marocain. Les nombreuses lignes de crête donnent une impression de désordre et de complexité de sorte que la description d’une telle forme semble relativement ardu.

Avant de se spécialiser dans le comportement des barchanes et la physique de leur formation, il me semble important d’élargir le champ de cette étude et de présenter à tous, étudiants, chercheurs ou lecteurs avisés, la richesse des formes engendrées lors de l’interaction entre un sédiment et un fluide. En effet, la physique des ”dunes” se situe au carrefour entre morphogénèse, sédimentologie, et mécanique des fluides, et la compréhension de leurs formes passe avant tout par l’observation. Regarder ces formes se faire et se défaire et essayer d’en saisir l’origine est ce qui rend la morphogénèse si passionnante. Et ce, même si l’étude des formes est en soi déroutante, puisqu’une forme ne se mesure pas : elle est fonde-

mentalement qualitative<sup>1</sup>. Il est aisé de s’en convaincre en observant la Fig. 2, qui montre la complexité de l’information contenue dans les reliefs sableux des dunes : quelle est la nature des vents qui ont permis à une telle structure de se former? Depuis combien de temps existe elle? Mais les dunes ne sont pas les seules formes sédimentaires qui contiennent de l’information et qui sont sources d’interrogations pour le physicien, comme nous allons le voir dans cette partie introductive à l’usage du profane.

1. voir à ce propos l’introduction du livre remarquable de F. Hallé à propos de la morphologie et de sa place dans la science [2].

## Les formes sédimentaires sont partout !

Pourquoi s'intéresser aux dunes et plus généralement aux formes se développant dans le désert? Parce que, pour le physicien, la compréhension de l'émergence et de l'évolution de ces reliefs est un moyen d'affiner la compréhension de ce que l'on appelle le transport sédimentaire. La physique du transport sédimentaire fait intervenir d'une part la compréhension de l'écoulement (c'est-à-dire de la mécanique des fluides) et d'autre part, la connaissance des propriétés et de la morphologie du lit de sable (ou de boue, de graviers, de flocons de neige, c'est-à-dire du sédiment<sup>2</sup>) qui relèvent de la physique des milieux granulaires. Les photographies des mers de sables Sahariennes [3–5], des dunes étoiles gigantesques de Namibie, ou encore, des rides éoliennes qui s'étendent perpendiculairement au vent, révèle la capacité du vent à façonner des reliefs réguliers. Comment ces formes - rides ou dunes - germent, se développent et se propagent? Pourquoi le transport sédimentaire ne se fait pas de manière homogène, du sable se déplaçant avec le vent mais, au contraire, génère des instabilités de relief, qui croissent, se déplacent et se transforment. Ce sont là les interrogations que les géophysiciens se posent. Au delà de l'intérêt fondamental, nous devinons en toile de fond les enjeux socio-économiques potentiels de ce type de recherche : comprendre comment les bancs de sables obstruent les embouchures des ports ou comment les dunes se déplacent et traversent les villages du sud ouest Marocain, constitue un premier pas vers des solutions concrètes [6]. La Fig. 3 présente différents reliefs résultants de l'action d'un

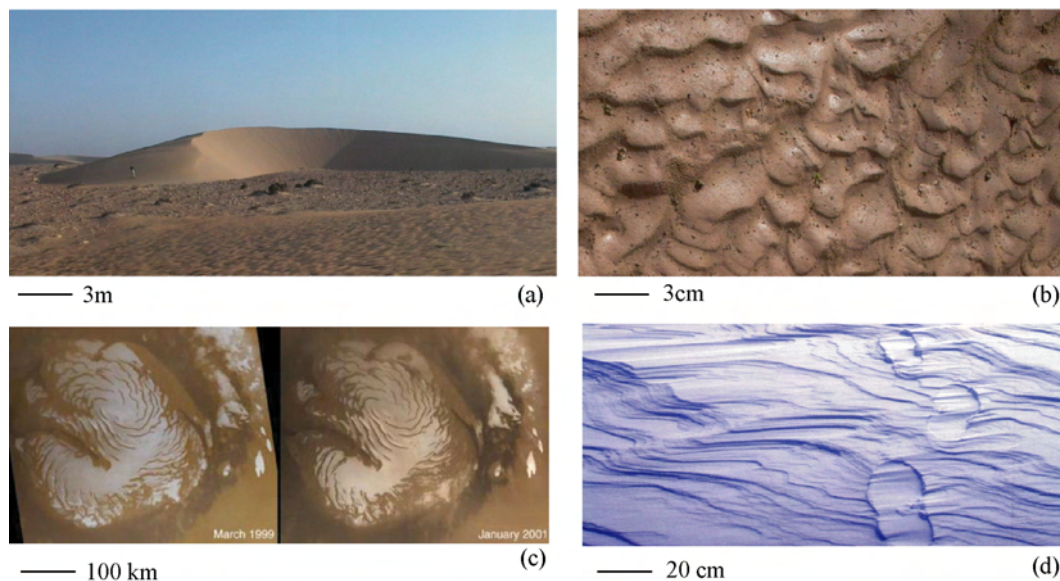


FIG. 3 – Quelques exemples de formes résultants de l'action d'un fluide. (a) Grande barchane de la région de Tarfaya (Sud-Ouest du Maroc). (b) rides sinueuses laissées par un ruissellement d'eau sur une plage. (c) Dunes de glace formées par des vents catabathiques au pôle sud de mars [7]. (d) rides de neige. Ces différents exemples montrent la diversité des situations (fluides, sédiments, lieux) où des morphologies sédimentaires apparaissent et évoluent dans le temps.

fluide (de l'eau, de l'air) sur un sédiment (du sable, de la neige). Hormis les différences morphologiques évidentes, il est remarquable que ces structures existent sur des échelles caractéristiques de tailles très variées! Ainsi, les rides sous-marines (b) sont approximati-

2. D'après le dictionnaire Larousse un sédiment est un dépôt meuble laissé par les eaux, le vent et les autres agents d'érosions.

vement un million de fois plus petites que les dunes de glace à la surface de Mars! Autant dire que s'il est possible d'étudier les mécanismes de formation des petites rides sous l'eau, il est nettement plus ardu de s'attaquer à l'analyse des dunes martiennes [7,8], ou même, des dunes éoliennes terrestres. Cependant il doit être possible d'analyser l'apparition de ces formes à partir de la cause de leurs formations: l'action du vent sur les sédiments. Bien que les propriétés intrinsèques du sédiment puissent être importantes<sup>3</sup> c'est dans la relation entre ce sédiment et un fluide que réside la complexité du transport sédimentaire de même que les premiers indices pour comprendre l'apparition de ces formes. Et c'est peut être dans le désert que ce lien "intime" entre le vent et les grains de sable est le plus facilement observable: il suffit d'aller voir à pied ce qu'il s'y passe.

C'est ainsi que nous nous sommes rendus dans le désert littoral du Sud-Ouest du Maroc, entre Tarfaya et La'ayoune. Et là, force est de constater que, comme le montre la Fig. 4, le transport éolien est "drôlement" efficace! C'est également là bas que l'on réalise, comme le rappelle Théodore Monod [9], le "vrai" sens des expressions comme "feuille volante"! Notons au passage que la photographie (a) de la Fig. 4 démontre pourquoi il est détestable de gravir les dunes par leur face abritée: le passage du sommet devient alors une petite épreuve pour les yeux ...



FIG. 4 – Les grains de sables sont déplacés par le vent très facilement. Il suffit d'ouvrir les yeux et de regarder les grains de sable s'envoler au dessus des arêtes des dunes (a), et les stries de sables courir le long de leurs flancs (b) et (c). Ces mouvements de grains sont également visibles près des singularités de surface, où le vent est en général violemment accéléré (d).

3. comme pour la neige, où la cohésion entre les flocons et les changements de phase (glace/eau liquide) ont une très forte implication sur le transport et sur la morphologie des rides.

## Déplacer les sédiments

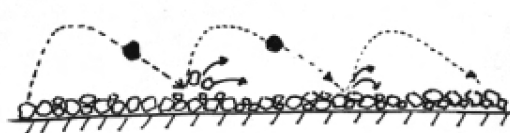


FIG. 5 – Les modes de déplacements du sable éolien: la saltation et la reptation. La saltation est une suite de sauts, où le grain est accéléré par le vent à chaque saut, ce qui lui permet de rebondir sur la surface. A chaque rebond, il déloge plusieurs grains, qui ne font que rouler sur le sol, ou sautiller: c'est la reptation.

Une première étape consiste à comprendre pourquoi les grains de sable sont emportés par le vent. Considérons un grain de sable, standard de  $200\ \mu\text{m}$  de diamètre pour un poids de l'ordre de  $0.01$  milligrammes. Imaginons maintenant que l'on souffle dessus de plus en plus fort. Au tout premier "soufflement", le grain ne bouge pas. En forçant un peu plus, pour une vitesse du vent de l'ordre de  $5\ \text{km/h}$  [10, 11], il commence à rouler et pour des vitesses plus importantes, il peut décoller légèrement et ce, à cause des défauts de la surface qui lui servent de tremplin. Une fois en l'air, le vent pousse le grain, qui reste cependant soumis à la gravité et donc finit par retomber. Lors de l'impact, celui-ci rebondit, s'élevant ainsi à quelques centimètres du sol; et plus il s'élève plus il est entraîné par un vent rapide. Ce qui ne l'empêche pas de retomber encore et à chaque fois de rebondir. Chaque saut, schématisé sur la Fig. 5, s'effectue sur quelques centimètres de hauteur tout au plus, pour une dizaine de centimètres de longueur. C'est ce qu'on appelle le mouvement de saltation. Comme la surface du sol est, *a priori*, constituée d'autres grains de sable, le grain en saltation, à chaque fois qu'il rebondit, éjecte d'autres grains qui se déplacent en roulant ou en faisant des petits bonds puis, s'arrêtent en attendant un nouvel impact. Ces derniers grains ont un mouvement dit de reptation. Comprenons bien que la reptation n'a lieu que s'il existe déjà un mouvement de saltation. Nous appellerons respectivement *saltons* et *reptons* les grains en saltation et en reptation.

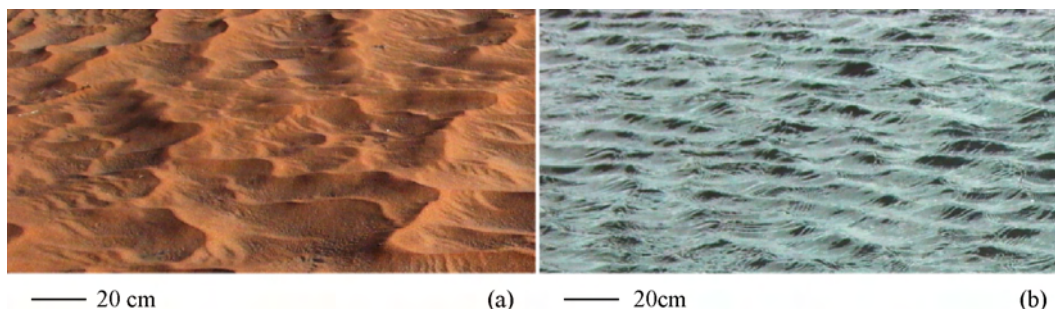


FIG. 6 – Comparaison de formes entre des rides éoliennes (a) et des petites vagues à la surface de l'eau (b). Dans les deux cas c'est le vent qui crée ces formes. Cependant alors que les vagues disparaissent lorsque la sollicitation (le vent) faiblit, ce n'est pas le cas des rides de sable éoliennes, qui gardent leurs formes jusqu'au prochain coup de vent.

Pour des vitesses de vent beaucoup plus importantes ( $\simeq 100\ \text{km/h}$ ) les grains de sables sont mis en suspension, les tourbillons de l'écoulement turbulent de l'air étant assez forts pour contrebalancer la gravité, ils ne retombent pas au sol et peuvent être transportés sur de très grandes distances. C'est généralement le cas pour les grains les moins lourds et les plus petits, qui peuvent être transportés sur des milliers de kilomètres et atterrir sur les carrosseries des voitures parisiennes (leur donnant souvent une belle couleur rouille). Au contraire les plus gros grains ne peuvent être maintenus très longtemps en suspension à

cause de leurs poids. Remarquons au passage, que comme l'entraînement des grains par le vent dépend fortement de leurs tailles, le vent est un excellent "trieur de sable": les gros grains restent sur les plages (trop lourds ils ne peuvent bouger) alors que les petites poussières sont emmenées au loin. Il ne reste dans les déserts et dans les dunes que des grains de sables sensiblement de même taille, entre  $0.1\text{ mm}$  et  $0.3\text{ mm}$  en général [10]. Enfin, lorsque le vent s'arrête le transport de sable s'arrête aussitôt. Or, les milieux granulaires, comme le sable, ont des propriétés étonnantes: il peuvent aussi bien couler comme de l'eau, que se comporter comme un solide<sup>4</sup>. Ainsi, les formes qui sont apparues, rides ou dunes, ne disparaissent pas en l'absence de vent. C'est pourquoi la comparaison avec d'autres instabilités interfaciales comme les vagues à la surface de l'eau s'arrêtent ici (voir Fig. 6). Mais revenons aux mouvements des grains. Est il possible à partir de ces observations de comprendre la formation des motifs sédimentaires?

## Les rides de sable éoliennes

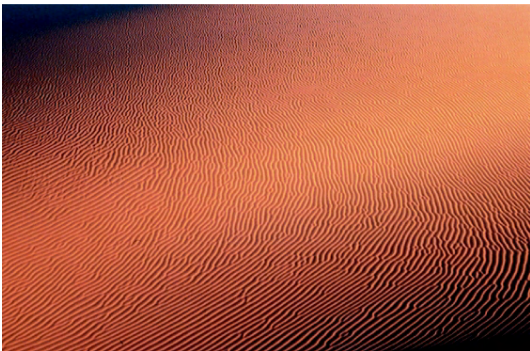


FIG. 7 – Rides de sable éoliennes. La structure, quasi-bidimensionnelle, est très régulière. La taille caractéristique de ces structures est de l'ordre de la dizaine de centimètres entre deux crêtes pour quelques centimètres de hauteur.

particulier, leurs angles d'impact de la surface sableuse sont en moyenne égaux et de l'ordre de  $14^\circ$ . Deuxièmement, le nombre de grains en reptation à un endroit donné est, en première approximation, proportionnel au nombre d'impacts par unité de temps dans cette zone. Ce qui est une façon de dire que plus il y a d'impact de *saltons* par unité de temps sur une surface donnée, plus il y a de *reptons* qui se forment sur cette surface par unité de temps. Considérons alors une surface de sable plane, impactée régulièrement par des *saltons* et imaginons que par le plus grand des hasards (passage d'un petit animal par exemple) une petite irrégularité soit présente à la surface. Dans l'ombre de ce défaut, plus aucun choc de *saltons* ne se produisent et de ce fait aucun *repton* n'y est créé: la surface ne bouge pas. A l'inverse, sur la face au vent les grains sont plus exposés aux *saltons* que sur une surface plane. Il y a donc un flux de *reptons* plus important. Dès lors, au niveau du

Les rides sont des motifs se développant perpendiculairement<sup>5</sup> à la direction du vent sur à peu près n'importe quelle zone sableuse: des plages de sable au dos des dunes et qui se déplacent doucement ( $\simeq 1\text{ cm/mn}$ ) dans le sens du vent. Bagnold [10], pionnier génial de la physique des dunes, expliquait leur formation par un mécanisme "très simple", qui découle directement du mouvement des grains et de l'existence de deux "espèces", les *saltons* et les *reptons*. Son explication se fonde sur les deux remarques suivantes. Premièrement, les *saltons* sont tous entraînés à la même vitesse, et font tous à peu près le même poids (puisque le vent les a triés!) ainsi ils suivent tous, en moyenne, la même trajectoire. En

4. le lecteur intéressé pourra se référer aux nombreux ouvrages de vulgarisation sur le comportement des milieux granulaires [12–14]

5. En fait, les rides ne sont perpendiculaires à la direction du vent que sur un sol plat. Nous reviendrons sur ce point, d'apparence anodine, dans le chapitre 3.

sommet il y a plus de grains de sable en reptation qui arrivent que de grains qui partent et le sommet du défaut s'élève petit à petit : le défaut s'amplifie. C'est le principe d'une instabilité. Mais ce n'est pas tout. Le défaut s'étend aussi spatialement. En effet, peu après le défaut, la surface n'est pas à l'abri des *saltons* et des *reptons* sont créés et se déplacent dans le sens du vent, alors un creux apparaît en aval. Dans ce creux, une face plus exposée aux *saltons* apparaît nécessairement et elle produit donc plus de *reptons*. A nouveau une accumulation de sable prend place. De proche en proche, l'instabilité s'étend sur toute la surface initialement plane. Ainsi, un processus d'écrantage est capable d'expliquer l'apparition des rides à la surface d'un lit de sable balayé par le vent.

Il va sans dire que la description exacte de ces motifs est beaucoup moins triviale et fait appel à un arsenal mathématique légèrement plus développé que l'explication "avec les mains" précédente<sup>6</sup>. D'ailleurs il reste encore des questions quant aux comportements de ces rides, même si c'est bien dans l'écrantage que réside leur origine physique. Une idée tentante, est alors de considérer que les dunes ne sont que les ancêtres de rides de sable qui auraient eu le temps de grossir suffisamment. Dans ce cas, étudier les rides de sable revient à étudier un système modèle dont les autres formes, et en particulier les dunes, découlent. Malheureusement (ou heureusement ?) il n'en est rien et les rides de sable éoliennes forment plutôt une caste à part dans les géoformes du désert. En effet, dans le cas des rides, nous raisonnons comme si l'écoulement de l'air n'était pas modifié par le relief; ce qui ne peut être le cas pour des reliefs dunaires, beaucoup plus imposants. Les dunes de sable ne peuvent donc pas être comprises comme des "grosses" rides de sable éoliennes. Regardons, alors les autres formes présentes dans les déserts afin d'essayer de mieux définir ce qu'est une dune.

## Le désert et ses formes

Les rides de sable ne sont pas les seuls motifs réguliers qui naissent sous l'action du vent (voir Fig. 8). Il y a, par exemple, les méga-rides, qui sont des structures centimétriques se formant en présence d'un sable bimodal (*i.e.* avec deux tailles de grains très distinctes : des grains de sables de 200  $\mu m$  et des coquillages ou des grains plus gros de l'ordre de 400  $\mu m$ ). Les schiflonnes apparaissent également dans ces conditions et peuvent être vues comme la transition entre les rides et les méga-rides. Ces quatre types de structures se retrouvent très facilement dans les déserts et appartiennent à deux catégories : les instabilités d'écrantage (rides et méga-rides) et les instabilités se développant sur des obstacles.

Ainsi, les *nebkas* sont des structures qui apparaissent derrière un arbuste. Le vent est ralenti lorsqu'il traverse les branchages et il dépose du sable qui s'accumule juste derrière l'obstacle. Dans le cas d'un cailloux, ou d'un obstacle rigide, le vent, au contraire, accélère près de l'obstacle car il le contourne, on observe alors un dépôt sur les cotés de l'obstacle. Néanmoins ce type de petites "dunes" nécessitent un germe pour apparaître et la taille à maturité (suivant la taille de l'obstacle germe, de quelques centimètres à quelques mètres) est celle de l'obstacle ce qui n'est pas le cas pour les dunes éoliennes auxquelles nous nous intéresserons. Toutefois l'idée générale de cette deuxième catégorie de formes est que le mécanisme de croissance du dépôt sableux est lié à une modification de l'écoulement, et c'est précisément ce phénomène qui est au coeur de la physique des dunes.

6. Le lecteur avisé pourra se référer aux publications suivantes [40–42, 44]

Notons que les nebkas et les "dunes de sillages" sont très importantes "in situ" en raison de leurs grandes sensibilités à un changement de direction du vent. En regardant la forme des petites nebkas nous pouvons connaître la direction du vent au jour le jour, comme en regardant une manche à air sur un aérodrome... En revanche, les nebkas plus imposantes, n'ont pas forcément eu le temps de s'adapter à un changement de vent récent et elles indiquent alors la direction du vent quelques jours auparavant. La forme des nebkas contient donc la mémoire des directions du vent.

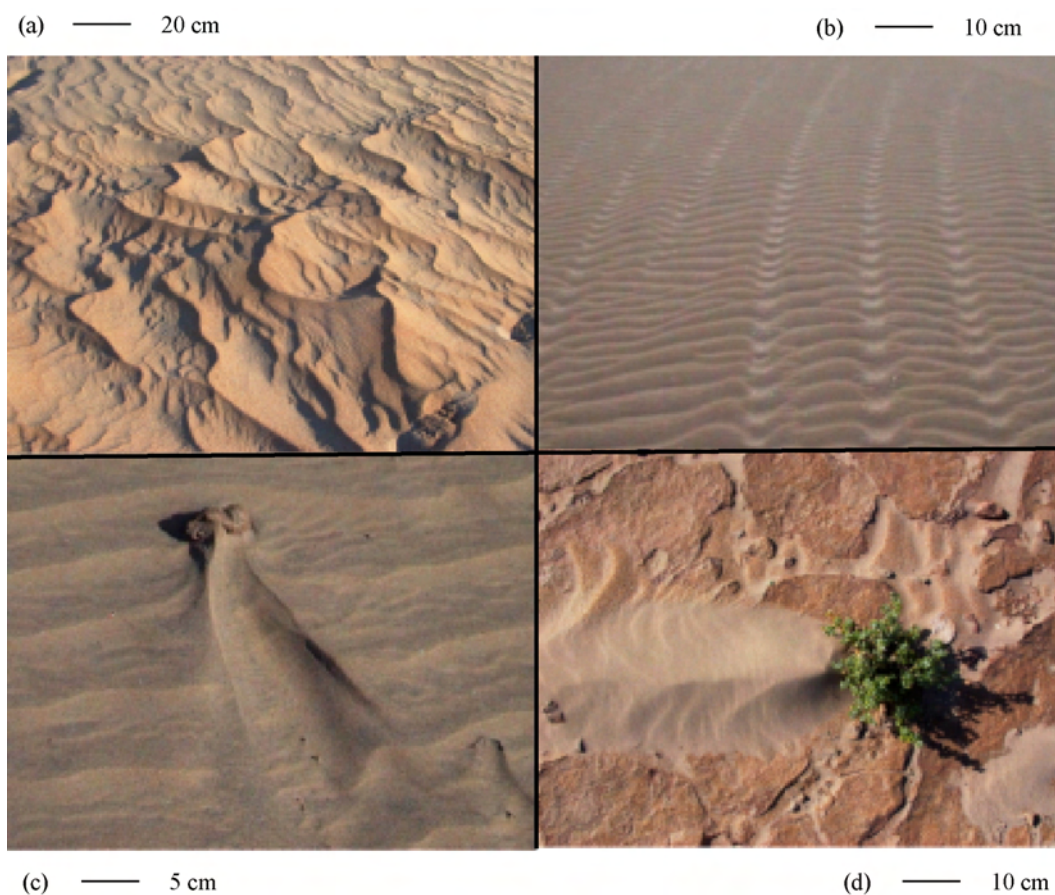


FIG. 8 – Quatre formes caractéristiques du désert. (a) méga-rides, (b) schiflonnes, (c) creusement derrière un obstacle, (d) petite nebka. Toutes ces structures sont très courantes dans les zones désertiques pour peu que le vent soit unidirectionnel.

## Classification des dunes

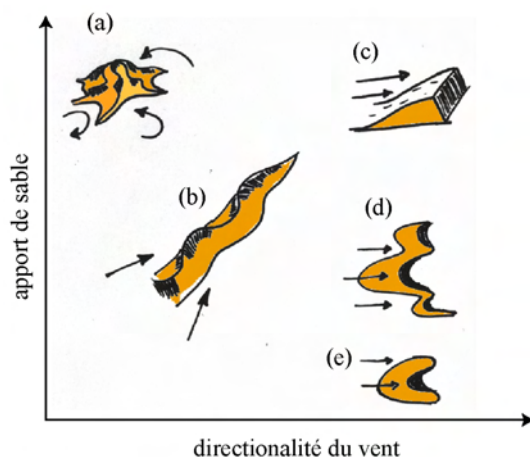


FIG. 9 – Hiérarchie pour les dunes mobiles. Les deux paramètres d'ordres sont, d'une part la directionnalité du vent, et d'autre part l'apport de sable dans la région. Selon ces deux critères, plusieurs formes bien distinctes peuvent apparaître. (a) dune étoile, (b) seif dune, (c) dune transverse, (d) champ barchanoïde, (e) barchane

Concernant les dunes dites "mobiles" le relief est important (de quelques mètres à plusieurs dizaines de mètres de hauteur) et l'écoulement de l'air est profondément modifié par rapport à ce qu'il serait sur un sol plat. Or, toute modification de l'écoulement entraîne des changements sur le transport sédimentaire et donc sur l'évolution de la surface. La surface et l'écoulement de l'air sont en auto adaptation. C'est ce type de mécanisme qui est difficile à appréhender et qui est sous-jacent à la compréhension de la dynamique des dunes, qu'elles soient éoliennes ou sous-marines.

Nous aurons tout le loisir de revenir sur cette question et de développer un certain nombre de conclusions quant à la modélisation expérimentale et théorique de cette interaction. Pour l'instant, précisons encore les différents types de dunes mobiles. On distingue quatre grandes familles de dunes dites mobiles, même si toutes ne se déplacent pas, la terminologie mobile insistant sur le fait qu'elles ne sont pas contraintes - fixées - par un relief (falaise par exemple) ou par de la végétation, et qu'alors leurs formes peuvent changer dans le temps. La plus connue est certainement la dune étoile (Fig. 9 (a)). Ce sont les plus volumineuses et les plus impressionnantes : leurs bras peuvent atteindre plusieurs kilomètres et leur hauteur maximale est de quelques centaines de mètres. Elles se forment dans des régions où le sable est très abondant et où la direction moyenne du vent varie suivant les saisons de sorte, qu'en moyenne, il n'y a pas de direction de vent privilégiée. Leurs longs bras tortueux s'étendent ainsi dans plusieurs directions, les faisant ressembler à des étoiles de mer vue du ciel, d'où leur appellation. Si maintenant le vent est plus régulier et ne souffle que selon deux directions différentes au cours de l'année, il est possible de voir apparaître des dunes dites longitudinales ou *Seif dunes* (Fig. 9 (b)). Celles-ci pointent dans le sens du vent moyen et sont comparables à des lignes de sable qui ondulent et se déplacent dans la direction moyenne du vent. Enfin, lorsque le vent ne souffle que dans une seule direction tout au long de l'année, ce qui est le cas dans certains déserts littoraux

En réalité, l'image que l'on se fait d'une dune est assez vague: tantôt mer de sable, tantôt gigantesque amas de sable déstructuré. C'est d'ailleurs à peu de chose près la définition du dictionnaire Larousse [15]:

**DUNE** : n.f. Monticule sablonneux édifié par le vent sur les littoraux et dans les déserts.

Ainsi, une dune c'est un "tas de sable" façonné par le vent. Nous venons de voir qu'un bon nombre de structures peuvent répondre à cette définition. Il ne reste que deux catégories de structures que nous n'avons pas encore abordées : les dunes mobiles et les dunes végétales. Nous laisserons les dunes végétales de côté dans la suite de cette thèse : en général, elles ne se déplacent pas, la végétation limitant l'efficacité de l'érosion éolienne. C'est d'ailleurs l'une des méthodes utilisées pour lutter contre l'ensablement dans certaines régions [6]. Concernant les dunes dites "mobiles" le relief est important (de quelques mètres à plusieurs dizaines de mètres de hauteur) et l'écoulement de l'air est profondément modifié par rapport à ce qu'il serait sur un sol plat. Or, toute modification de l'écoulement entraîne des changements sur le transport sédimentaire et donc sur l'évolution de la surface. La surface et l'écoulement de l'air sont en auto adaptation. C'est ce type de mécanisme qui est difficile à appréhender et qui est sous-jacent à la compréhension de la dynamique des dunes, qu'elles soient éoliennes ou sous-marines.



(Sud-Ouest Marocain, Atacama Chilien), des dunes en forme de croissant et se déplaçant dans le sens du vent, apparaissent (Fig. 9 (e)). On les nomme *barchane*, du Turc "dune mobile". Remarquez que dans les fonds marins se développent également des formes dunaires, montrant s'il en est besoin la similarité des problèmes dans l'air et dans l'eau<sup>7</sup>. Les similitudes sont par exemple frappantes entre le champ barchanoïde (Fig. 10) et les rides sous marines ondulées de la Fig. 3.

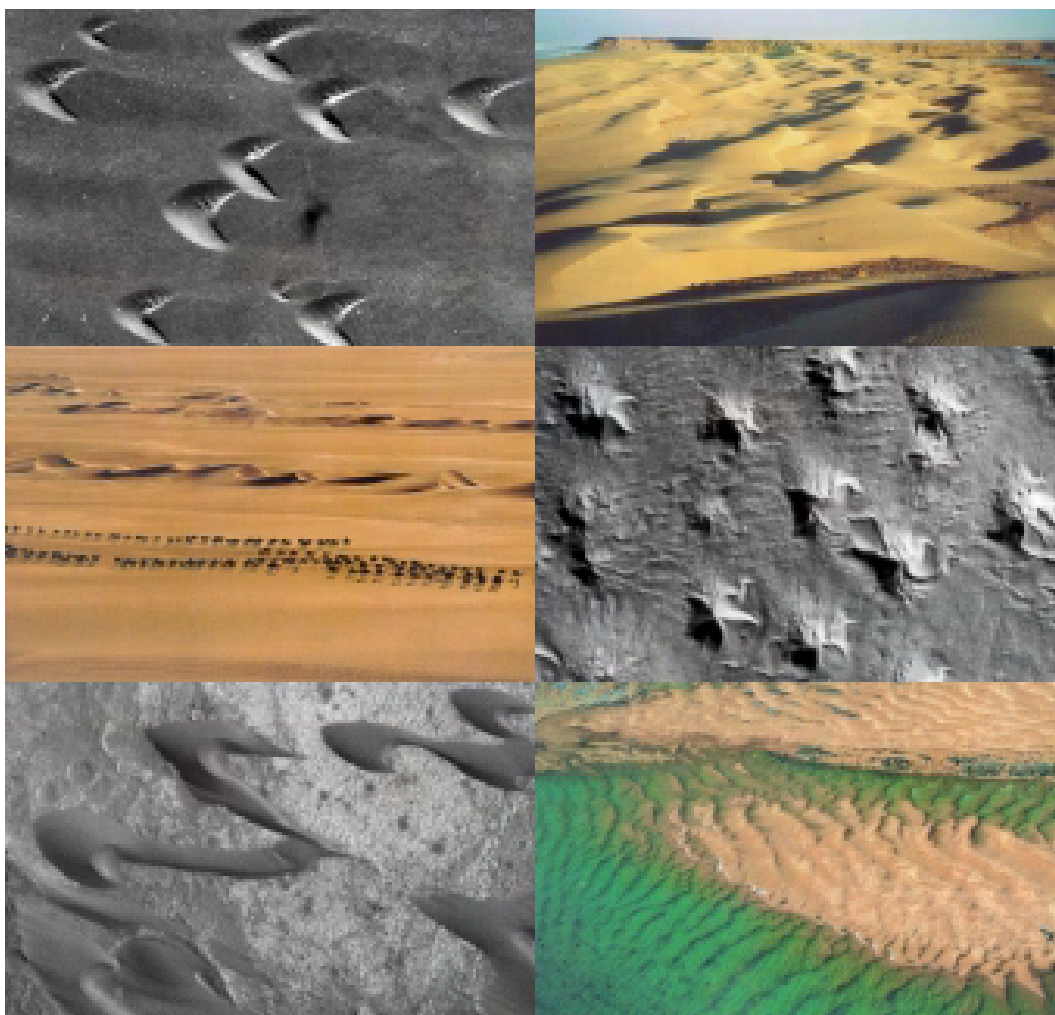


FIG. 10 – Différents types de dunes mobiles. Dans le sens de la lecture : (a) barchane d'environ 100 mètres de large, (b) champ de dunes barchanoïdes dont les sommets sont de quelques mètres de hauteur, (c) dunes longitudinales d'une dizaine de mètres de hauteur, (d) dunes étoilées de plusieurs kilomètres de largeur, (e) barchanes martiennes, (f) dunes transverses sous marines, l'espace inter-dunes étant de plusieurs dizaines de mètres [16].

Après ce rapide tour d'horizon, il est désormais clair qu'un grand nombre de formes sédimentaires sont issues du même phénomène physique, l'interaction écoulement/structure. C'est le phénomène qui nous intéresse et il reste à savoir par quel bout attaquer le "monstre". Il faut une forme qui soit simple, qui apparaisse dans des conditions de vent

7. En fait dans l'eau, le mouvement des grains est différent : il n'y a pas de saltation mais simplement des grains roulant à la surface du lit de sable.

facile à comprendre, et qui soit, finalement, facile à observer. La barchane apparaît alors comme la candidate idéale [17].

## La barchane, une dune modèle ?

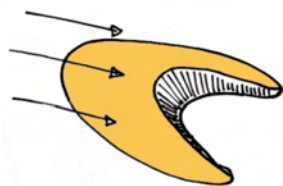


FIG. 11 – Représentation symbolique d'une barchane en vue de 3/4. Le vent souffle de la gauche vers la droite. On distingue nettement la présence des cornes et d'une face d'avalanche. la ligne de crête comme la dune, a la forme d'un croissant. Le dos est relativement plat  $\sim 10^\circ$ , comparé à l'angle d'avalanche  $\sim 34^\circ$ .

grosses dunes, tout au plus font-elles une centaine de mètres de long et de large pour une dizaine de mètres de hauteur. Et comme il s'agit d'un objet isolé, il est aisé d'en observer la forme et d'en étudier le contour. Ce n'est pas le cas des dunes complexes, comme celles des mers de sable où il n'y a pas d'entité de base facilement détectable, mais uniquement des formes sinueuses à perte de vue.

Pour fixer les idées, les barchanes ont des tailles comprises entre 1 m et 50 m de hauteur, pour 15 m et 500 m de largeur et de longueur. Il y a donc une grande variété de tailles observables. D'un point de vue morphologique, elles ont une forme en croissant dont les cornes pointent dans la direction du vent Fig. 11. La face abritée est ce que l'on appelle la face d'avalanche, pour la simple raison que des avalanches s'y déclenchent régulièrement. Ces dernières n'ont pas la dangerosité et l'aspect impressionnant de leurs soeurs faites de neige. Il s'agit le plus souvent de petit éboulis de sable s'étalant sur une dizaine de centimètres de large, comme le montre la Fig. 12. C'est grâce à ces avalanches que les barchanes se déplacent. Les plus rapide peuvent atteindre une vitesse de l'ordre de 70 mètres par année, ce qui est considérable. Les petites dunes barchanes se déplacent plus rapidement que les grandes barchanes parce qu'il y a moins de grains de sable à déplacer. On imagine alors sans peine que les infrastructures sont régulièrement traversées par des barchanes et qu'il est difficile de lutter contre le flot incessant de ces dunes. Cependant ce n'est pas un danger majeur pour la population et les techniques de désensablage de ces régions sont déjà relativement bien rodées : pour déblayer une route traversée par une barchane, il suffit de quelques heures et d'un bulldozer... D'autres méthodes sont plus fines et *a priori* prometteuses. C'est notamment l'espoir mis dans les expérimentations développées par Jean Meunier [6] en Mauritanie : sa technique consiste à lutter contre le vent en utilisant ... le vent lui même ! C'est sûrement dans ce type d'approche que le physicien des dunes a le plus à apporter, puisque c'est justement l'interaction entre le vent et la surface de la dune qui l'intéresse. Cependant, avant de pouvoir s'attaquer à ces problèmes concrets, il reste à améliorer la compréhension des barchanes et des dunes en général.

En effet, la barchane est un bon point de départ pour étudier la physique des dunes comme le confirmait récemment, Etienne Guyon en expliquant que "la barchane est la drosophile du physicien" [18]. Il y a plusieurs raisons à ce constat. La plus évidente concerne ses conditions de formation : elles ne se forment que dans des endroits désertiques où le vent souffle en moyenne dans une seule direction tout au long de l'année, et où le sable est relativement peu présent (entre les dunes, il n'y a pas beaucoup de sable mais plutôt de la roche nue et quelques arbustes). Les conditions pour les observer sont donc simples à comprendre et également à reproduire en laboratoire ou dans des simulations numériques. Mais il y a une autre raison, peut être plus profonde. Les barchanes ne sont pas de très

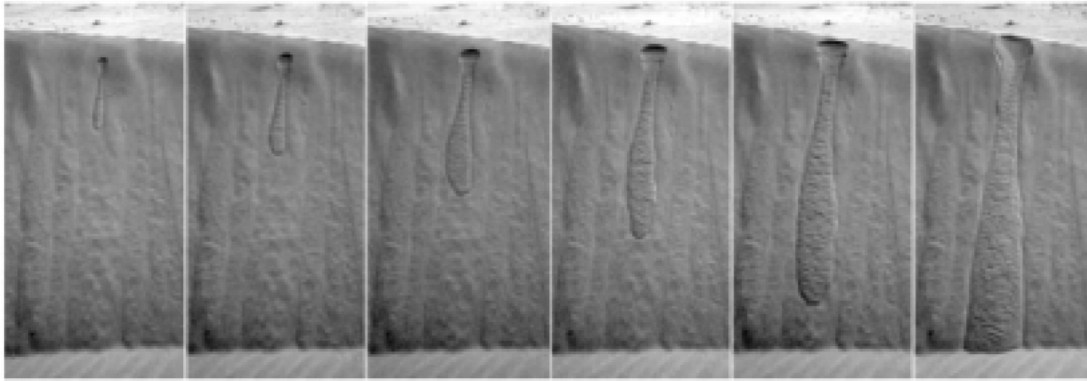


FIG. 12 – Evolution temporelle d'une avalanche. Sur la face abritée, une congère de sable finit par céder et provoque alors une "avalanche". Les avalanches de sable, sont la source pour le physicien d'un grand nombre d'expérimentation, visant à comprendre comment le sable, mi-fluide, mi-solide s'écoule [12, 19].

## Et quelques questions ...

Effectivement, outre le déplacement des barchanes et leurs variations morphologiques, d'autres questions, plus fondamentales, sont susceptibles d'exciter la curiosité du géologue comme celle du physicien. Par exemple, il est légitime de se demander comment ces dunes que l'on observe se sont formées! Ainsi, dans le Sud-Ouest Marocain, région où nous avons effectué plusieurs missions, les barchanes sont présentes directement sur les plages, où derrière des zones d'accumulation de sable. Mais comment apparaissent-elles? Une idée simple consiste à imaginer que les dunes se forment sur des germes comme les *nebkas*. Si le buisson qui retient le sable venait à mourir, l'amas de sable prendrait la forme d'une barchane et se déplacerait, poussé par le vent. Mais, bien que cette idée soit intéressante, il n'y a pas beaucoup de buissons sur les plages du sud Marocain! Et dans ce cas il devrait être possible d'observer ces naissances de barchanes sur la plage à partir de *nebkas*. Ce n'est pas le cas.

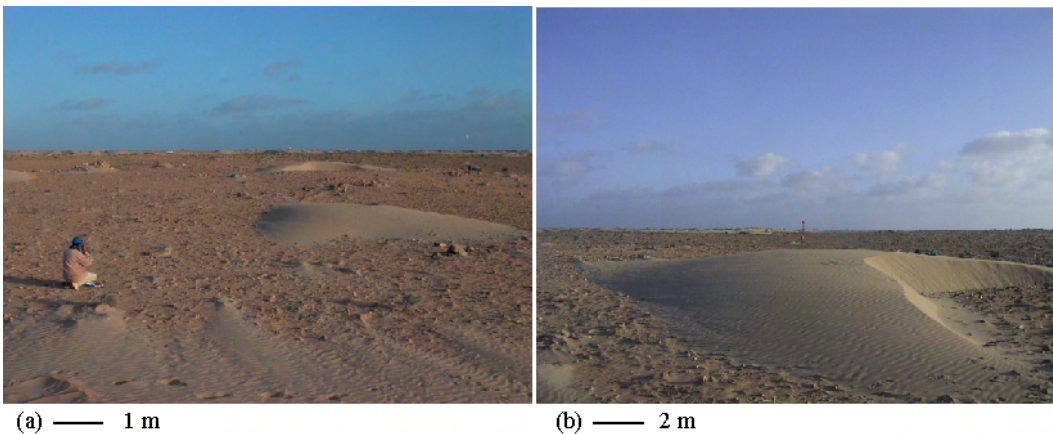


FIG. 13 – Dômes et barchanes de Tarfaya. Il n'est pas rare d'observer des dômes (a) de sables (tas de sable très étalés) côtoyant des situ (b). Une des pistes pour comprendre l'apparition des barchanes est d'étudier le lien et les transitions éventuelles entre ces deux espèces de "dunes" mobiles.

En fait pour être plus précis aucune observations de terrains n'a rapporté de barchane plus petite que 10 m de long et de large pour 50 cm de hauteur environ : il y a une taille minimale pour les barchanes! Dans la région de Tarfaya, on observe également des "dômes" ou "boucliers" de sable. Ce sont des tas de sable très étalés et sans face d'avalanche (Fig. 13) dont l'extension spatiale est de l'ordre de plusieurs mètres de longueur et de largeur pour une dizaine de centimètres de hauteur. Une deuxième idée pour comprendre la formation des barchanes consiste à considérer ces dômes comme les précurseurs des barchanes. Mais alors d'où viennent les dômes? Et pourquoi n'en voit on pas de toutes les tailles? Voilà encore une question, où le physicien peut intervenir.

La nucléation des barchanes n'est pas la seule question fondamentale qui se pose en observant les dunes. Ainsi, le fait que les dunes ne se déplacent pas toutes à la même vitesse devrait *a priori* entraîner des collisions ou des fusions de dunes, et dans ce cas nous devrions observer soit des barchanes ayant toutes la même taille et se déplaçant à la même vitesse, soit des barchanes gigantesques et très espacées les unes des autres. Néanmoins ce type de raisonnement se heurte à l'observation, puisque la plupart du temps des barchanes de toutes tailles coexistent. On peut aussi s'interroger sur la stabilité de ces formes en croissant. Ainsi, il est courant d'observer des tempêtes de sable pendant lesquelles les vents très violents peuvent altérer la forme des barchanes. Que deviennent elles? Peuvent elles survivre à ces tempêtes? Cette question se rapproche directement de la suivante : l'observation des structures de type sédimentaires, peut il nous renseigner sur la nature de l'écoulement? Ce type de réflexion nécessite une bonne connaissance du lien structure/écoulement, mais il permettrait notamment d'apporter des indications sur les régimes éoliens dans des régions difficiles d'accès, comme la planète rouge [8], tant à la mode ces derniers temps. Dans la même idée, et à cause du lien écoulement structure, l'histoire des vents (les changements de direction notamment) se retrouve nécessairement dans la forme des dunes. Leurs morphologies doivent en effet pouvoir nous renseigner sur les changements météorologiques concernant des durées géologiques courtes (quelques milliers d'années tout au plus). Finalement, une autre question très simple, concerne le devenir de ces barchanes. Ces dunes captent le sable amené avec le vent et elles en perdent par la pointe des cornes. Si les dunes perdent plus de sable qu'elles n'en gagnent - ou inversement - elles doivent décroître pour finalement disparaître - ou grossir indéfiniment. Pourtant, il est courant de voir des barchanes de tailles différentes les unes à côtés des autres dans des conditions d'apport de sable équivalent.

C'est en espérant apporter des éléments de réponses à ces questions que j'ai commencé cette thèse. Nous irons tour à tour dans les domaines expérimentaux, numériques et théoriques pour essayer de donner une vue d'ensemble - et quelques réponses aux interrogations précédentes - de la physique des dunes, et plus particulièrement des barchanes. J'espère que ces quelques pages vous auront donné envie d'aller plus loin dans la lecture de ce manuscrit et, pour les lecteurs intéressés, je souhaite une agréable lecture.

**Organisation du manuscrit.**

La suite de ce manuscrit est agencée autour de trois parties. La première expose les connaissances bibliographiques sur les dunes et les barchanes qui sont utiles à la compréhension des questions physiques mises en jeu puis, détaille les moyens d'étude utilisés, c'est à dire les expériences de laboratoire et les simulations numériques. Cette partie représente le coeur du travail réalisé pendant cette thèse et est principalement axée sur la comparaison entre les expériences, les simulations numériques et les observations de terrain. La seconde partie, regroupe les développements concernant l'étude de l'objet barchane en rapport avec les conditions extérieures : conditions de nucléations, évolution à long terme et stabilité des barchanes, interactions dans les couloirs de barchanes, collisions à deux dunes et finalement, influence de la direction du vent et de l'intensité du flux sur la morphologie des barchanes. Le dernier chapitre, un peu à part, traite du chant des dunes, phénomène acoustique envoûtant qu'il m'a été donné d'entendre dans le sud Marocain. Finalement une synthèse et quelques réflexions à propos des perspectives de recherche terminent le corps de ce manuscrit. Enfin, les annexes développent quelques points plus précisément.

**Contenu du CD-ROM.**

Certains lecteurs trouveront un CD-ROM avec ce manuscrit de thèse. Il contient cette thèse en fichier Adobe PDF, ainsi qu'une interface HTML pour pouvoir découvrir en image les nombreux films, sons et photographies qu'il est impossible de complètement retranscrire dans ce manuscrit. le contenu de ce CD-ROM est également disponible sur ma page personnelle, à l'adresse suivante <http://www.lps.ens.fr/~hersen/>

# *Première Partie*





# 1 Grains et Dunes : contexte et motivations



Grains de sable et méga barchane de la région de Fom'Agoutir, Maroc

---

Photographies S. Douady



---

## Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>La barchane éolienne : propriétés générales . . . . .</b>	<b>33</b>
1.1.1	Morphologie . . . . .	33
1.1.2	Fluctuations des formes . . . . .	35
1.1.3	Taille minimale . . . . .	39
1.1.4	Les barchanes : déplacement . . . . .	40
1.1.5	Ecoulement autour d'une barchane . . . . .	42
<b>1.2</b>	<b>Le transport de sable . . . . .</b>	<b>45</b>
1.2.1	Mise en mouvement des grains . . . . .	45
1.2.2	Modes de transport . . . . .	46
1.2.3	Ecoulement turbulent et saltation . . . . .	47
1.2.4	Flux de sable saturé pour la saltation . . . . .	49
1.2.5	Le flux de reptons . . . . .	49
1.2.6	Le processus de saturation. . . . .	50
<b>1.3</b>	<b>Retour sur la taille minimale . . . . .</b>	<b>52</b>
<b>1.4</b>	<b>Enjeux . . . . .</b>	<b>53</b>

---



FIG. 1.1 – Action érosive du vent sur une méga barchane. Région de Tarfaya, Sud du Maroc. Les rafales de vent, entraînent facilement les grains de sable à la surface de la dune.

La physique des dunes et du transport éolien du sable commence réellement en 1941 avec le travail fondateur (et particulièrement original pour l'époque) de Ralph Alger Bagnold<sup>1</sup>. Depuis, les expériences sur le terrain, les développements théoriques et les approches expérimentales et numériques se sont développées pour essayer de mieux comprendre les propriétés des dunes et la capacité du vent à emporter des grains de sable. Dans ce chapitre nous présentons un résumé des connaissances<sup>2</sup> accumulées sur cette thématique en parcourant les différentes échelles depuis la dune jusqu'au grain de sable. Dans un premier temps, nous commencerons par rappeler les propriétés morphologiques et dynamiques des

barchanes. Dans un second temps nous décrirons comment les grains de sable sont entraînés par le vent et les conséquences de ce transport sur la physique des barchanes. Enfin, nous dégagerons de cet "état des lieux" les problématiques essentielles que nous explorerons ensuite au fil de ce manuscrit.

1. R.A. Bagnold était brigadier dans l'armée de sa Majesté ce qui l'a amené à parcourir les déserts d'Afrique du Nord et à s'interroger sur le lien entre le vent, le sable et les formes désertiques. C'est un des pères fondateurs de l'étude de la morphologie du désert et, de par son histoire, un personnage emblématique du domaine [20].

2. Pour une revue complète à propos des dunes éoliennes, consulter les trois ouvrages de références [10, 21, 22].

## 1.1 La barchane éolienne : propriétés générales

De toutes les dunes éoliennes, les barchanes sont les dunes les plus facilement appréhendables grâce à la simplicité de leur forme. Ce sont des dunes éoliennes, de tailles variables, qui se développent dans les déserts où le vent à une direction constante en moyenne sur l'année et où le sable n'est pas trop abondant sur le sol. Ces dernières conditions, nécessaires à leur apparition, sont assez basiques pour espérer accéder à une bonne compréhension de leur morphologie. C'est pourquoi, l'attention des géophysiciens s'est concentrée sur ces objets en forme de croissant. Pour consolider les connaissances nécessaires à la compréhension de ce manuscrit, nous commençons par passer en revue les propriétés des barchanes : la morphologie en croissant, l'existence d'une taille minimale et leur mode de déplacement.

### 1.1.1 Morphologie

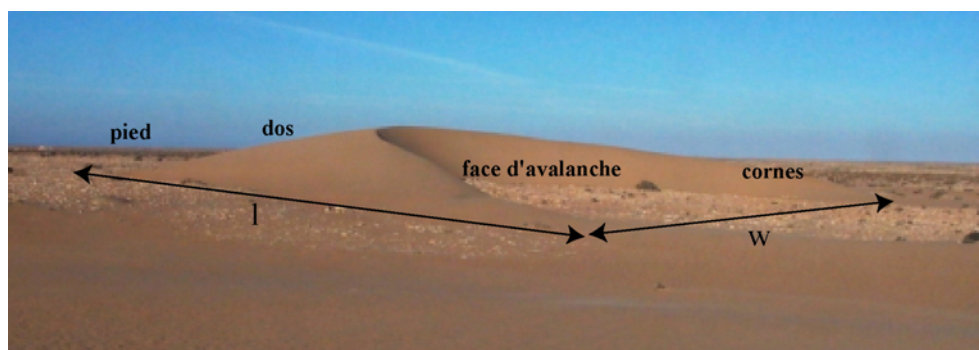


FIG. 1.2 – Vue de 3/4 d'une barchane typique. Région de Tarfaya, Sud du Maroc. La largeur et la longueur sont d'environ 30 mètres pour une hauteur de l'ordre de 3 mètres. Le sol est partiellement recouvert d'une fine pellicule de sable, de coquillages, de graviers et parsemé de petits buissons.

Les barchanes, quelques soient leurs tailles, ressemblent à un croissant, les deux croissances sableuses, pointant dans la direction du vent (voir Fig. 1.2). Vue de côté, elles sont plutôt plates avec un rapport d'aspect  $h/l$  (hauteur sur longueur) de l'ordre de  $1/10$ , tandis qu'une vue de dessus montre que la longueur,  $l$ , et la largeur,  $w$ , sont du même ordre de grandeur [10, 21, 22]. La largeur étant la distance entre chaque extrémité des cornes et la longueur étant la distance entre le pied de la dune et la pointe des cornes. Sur les figures Fig. 1.2 et Fig. 1.3 d'autres éléments morphologiques sont aisément identifiables. C'est le cas de ce qu'on appellera "ligne d'arrêt"<sup>3</sup> qui sépare la dune en deux parties : le dos exposé, à l'érosion du vent, et la face abritée. Au niveau de cette séparation on observe un décollement de couche limite : celui ci force la vitesse du vent à diminuer fortement et, tout le sable incident, jusqu'alors entraîné

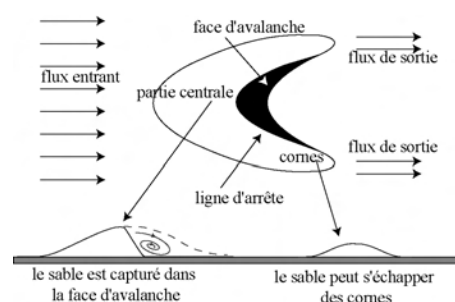


FIG. 1.3 – Vue de dessus d'une barchane. La ligne de crête sépare la face au vent de la face abritée, où des avalanches se développent régulièrement. Les cornes qui s'étendent dans la direction du vent, sont les seules parties de la barchane d'où le sable peut s'échapper.

3. Selon les barchanes cette ligne passe ou ne passe pas par le sommet [23, 33]

par le vent, se dépose au niveau de cette ligne. Une congère se forme petit à petit et lorsqu'elle est trop importante, relaxe sous forme d'avalanches dans la face abritée. C'est pour cette raison que la face abritée s'appelle communément la face d'avalanche. Au final, tout le sable incident qui passe au dessus de la ligne d'arrêt, se retrouve prisonnier dans la face d'avalanche : la barchane est un excellent piège à sable. Ce n'est plus le cas au niveau de la pointe des cornes où aucune face d'avalanche ne se développe (voir Fig. 1.3). Au contraire, des traînées de sable se développent dans le sillage des cornes ce qui indique que les barchanes perdent du sable uniquement par les cornes.

Dans une même région ou d'une région à l'autre, les barchanes n'ont bien entendu pas toutes la même taille et des petites dunes de 20 mètres de long pour 2 mètres de haut coexistent parfois avec des dunes beaucoup plus imposantes de 100 mètres de long et 10 mètres de haut [23]. Des barchanes plus grandes encore existent mais des instabilités secondaires se développent sur leurs dos et mènent à une morphologie beaucoup plus complexe : ce sont des "méga barchanes" [22]. En ce qui concerne les barchanes communes, les analyses effectuées dans différents déserts (Sud Ouest du Maroc, Pérou, Atacama chilien, *Pampa de la Joya* au Brésil, désert côtier de Mauritanie, Namibie, ...) ont surtout porté sur les grandeurs morphologiques aisément mesurables [23–32]. C'est à dire sur la longueur, la largeur, la hauteur et la taille des cornes. Par exemple, Hastenrath [27, 30] a effectué des relevés topographiques sur une soixantaine de barchanes dans le désert de l'Aréquipa au Pérou. Finkel [24] a également étudié une dizaine de barchanes de cette région. Sauermann *et al.* ont choisi la région de La'ayoune au Sud Ouest du Maroc pour étudier les barchanes formées par les alizés Atlantiques. D'autres, comme Lancaster [29], Lettau & Lettau [28] ou Long & Sharp [25], pour ne citer qu'eux, ont également participé à cette collecte de mesures de terrains.

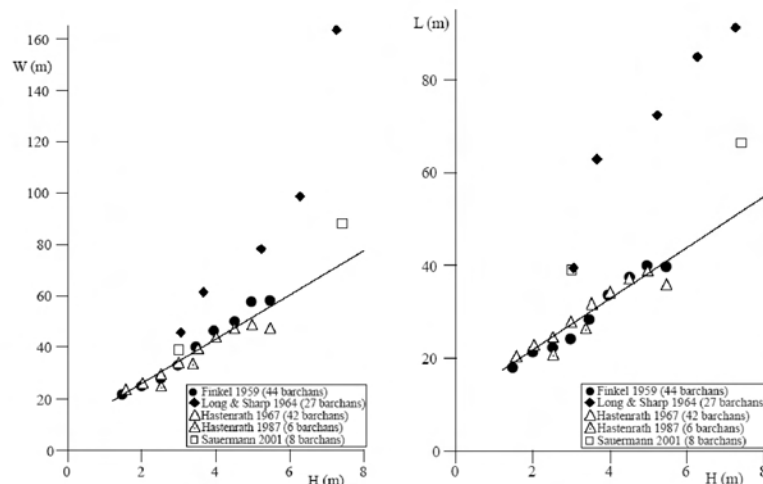


FIG. 1.4 – Morphologie comparée des barchanes. a) Longueur de la tranche centrale des barchanes,  $l_c$ , en fonction de la hauteur,  $h$ . b) Largeur,  $w$  en fonction de la hauteur,  $h$ . Reproduit à partir de [33]. Dans les deux cas, les  $h$ ,  $l_c$  et  $w$  sont reliés en moyenne par des relations affines. L'évolution de la longueur des cornes  $l_h$  est également affine avec  $h$ . La longueur totale,  $l$  est alors de l'ordre de  $w$ , et en général légèrement plus grande.

Toutes ces mesures sont représentées sur le même graphique (Fig. 1.4), après avoir été

moyennées par catégories de tailles<sup>4</sup> [33]. De manière surprenante, pour chaque jeux de mesure,  $l$ ,  $w$  et  $h$ , sont reliées de manière affine. Bien que les paramètres des relations affines varient d'une étude à l'autre, la forme générale reste la même dans tout les cas, avec un rapport d'aspect de l'ordre de  $h/l \simeq 0.1$  et  $l/w \simeq 1 - 1.2$ . Si l'on regarde d'un peu plus près les formes des barchanes de même taille dans une même région on s'aperçoit que celles ci sont très éloignées du schéma idéal de la Fig. 1.2.

### 1.1.2 Fluctuations des formes

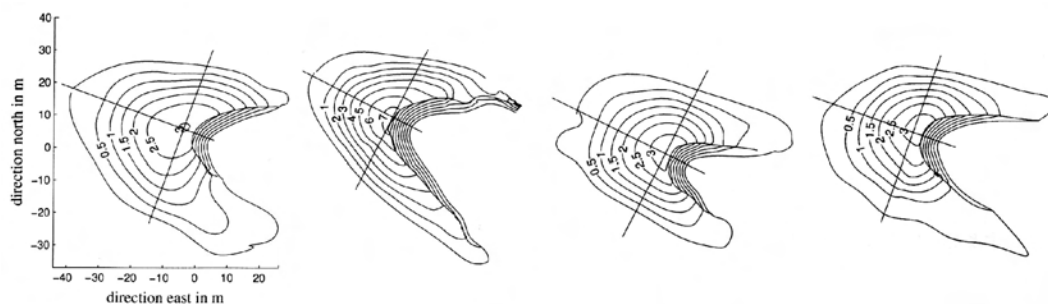


FIG. 1.5 – Vue de dessus de différentes barchanes approximativement de même taille de la région de La'ayoune, Sud-Ouest Marocain. Même si la forme en croissant est conservée globalement, ces barchanes semblent très différentes. Reproduit à partir de la thèse de G. Sauermann [32].

Par exemple, la Fig. 1.5 présente quatre barchanes de la région de La'ayoune dans le Sud-Ouest Marocain, dont les relevés topographiques ont été effectués par G. Sauermann durant sa thèse [23,32]. La "prétendue" symétrie des barchanes par rapport à l'axe du vent n'apparaît pas si nettement que ce que l'on aurait pu imaginer, alors même que les auteurs indiquent avoir choisi les barchanes les "mieux formées". Ainsi, alors qu'elles ont toutes approximativement la même taille, certaines sont plus trapues que d'autres, la face d'avalanche est plus ou moins développée selon les dunes et les cornes plus ou moins allongées. Ces écarts par rapport à la forme idéale symétrique soulèvent le problème de la sensibilité des mesures : comment définir proprement la largeur d'une dune ou sa longueur lorsque d'une part, les limites entre la dune et le sol sont souvent floues sur le terrain, et lorsque d'autre part la morphologie change d'une dune à l'autre? C'est pourquoi, la barchane est avant tout décrite comme une forme idéale qui, dans des conditions contrôlées, doit avoir une forme symétrique par rapport à la direction du vent. Dans cette optique, les procédures de moyennage sur plusieurs barchanes de tailles équivalentes, utilisées pour réaliser le graphique Fig. 1.4, sont censées donner des valeurs moyennes statistiques se rapprochant du cas de la barchane idéale.

A l'heure actuelle, ces défauts de formes ne sont pas compris et n'entrent dans aucune modélisation. Nous ne pouvons qu'imaginer les causes de ces "défauts de formes". Les fluctuations de la direction et de l'intensité du vent ou les effets de "voisinage" de plusieurs barchanes sont parmi les candidats éligibles. Dans la région de La'ayoune, des études géographiques [34, 35] permettent ainsi de mettre en évidence l'existence d'agencement en

4. Nous considérons toutes les dunes dont la largeur est comprise entre  $w$  et  $w + \Delta w$  et nous calculons la hauteur moyenne  $\bar{l}$ , correspondant à la largeur moyenne  $\bar{w} = w + \Delta w/2$ .

échelon (voir Fig. 1.6) ou en convoi. Dans ces deux situations, les barchanes peuvent interagir par écrantage (structure en convoi) ou directement par le flux de sable incident (structure en échelon) ce qui déforme les barchanes voisines.. L'influence de la direction du vent sur la symétrie des barchanes reste elle aussi énigmatique, comme le montre le graphique Fig. 1.6 où deux barchanes de symétrie opposées coexistent [34]. Les fluctuations de direction du vent, tentantes pour expliquer l'existence de barchanes dissymétriques, ne sont donc pas suffisantes pour comprendre cette situation particulière. Une possibilité est alors d'imaginer d'autres mécanismes, comme par exemple des coalescences de dunes [34].

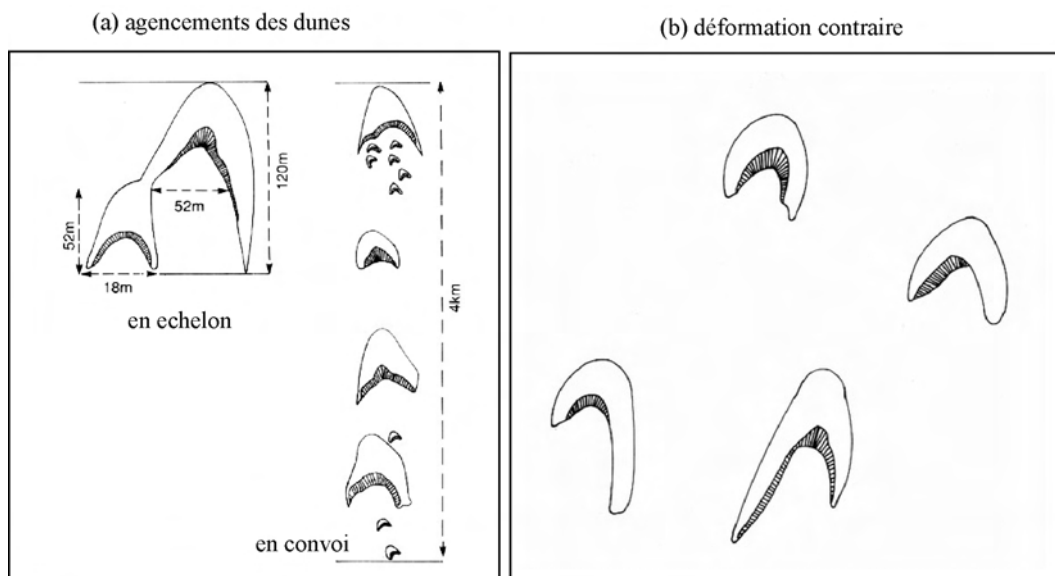


FIG. 1.6 – (a) Agencement en échelon et en convoi. Ces deux configurations se retrouvent facilement dans les photographies aériennes de couloirs de barchanes (voir page suivante). La structure en échelon est la plus "naturelle", les cornes des dunes amont alimentant directement en sable les barchanes en aval. D'après [22]. (b) Situation intrigante où deux barchanes voisines ont des dissymétries opposées! D'après [34].

Comprendre ce qui contrôle ces fluctuations de forme est une des thématiques sur lesquelles nous reviendrons par la suite. Cette multiplicité des formes et ces agencements se retrouvent dans les photographies aériennes présentées sur les deux pages suivantes. En particulier, on y observe l'existence de macro structures, que nous appellerons des couloirs de dunes, et qui peuvent s'étendre sur plusieurs dizaines de kilomètres dans la direction des vents dominants, les alizés. Par exemple, la figure Fig. 1.7 dévoile l'existence de 4 couloirs de dunes bien séparés et dont les propriétés (densité, taille moyenne des dunes, largeur du couloir) sont très différentes d'un couloir à l'autre. Dans ces mêmes couloirs les structures en "échelon" et en "convoi" [22] représentées sur la Fig. 1.6 peuvent être facilement retrouvées. Des situations bien plus complexes sont également visibles, comme celles de la Fig. 1.8 (voir point rouge) où certaines barchanes présentent des instabilités secondaires sur leurs dos qui les détruisent presque entièrement. Les propriétés de ces couloirs de dunes et les interactions inter-dunes qui y prennent place sont encore largement méconnues.

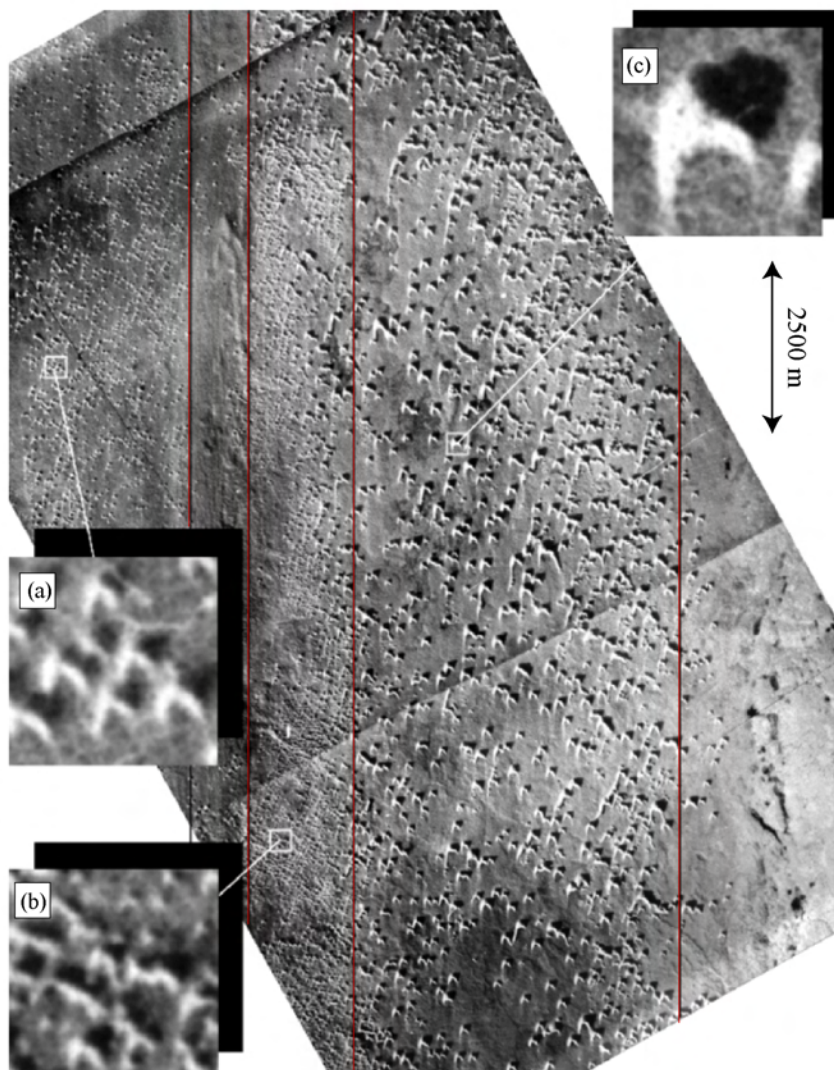


FIG. 1.7 – Couloirs de dune de la région de Tarfaya La'Youne, Sud Ouest du Maroc. On distingue aisément 4 couloirs de barchanes, ici mis en valeur par des séparations verticales. Dans chaque couloir, la densité de barchanes, la dispersion en taille et la taille moyenne des barchanes semblent relativement bien définie. (©IGN marocain).

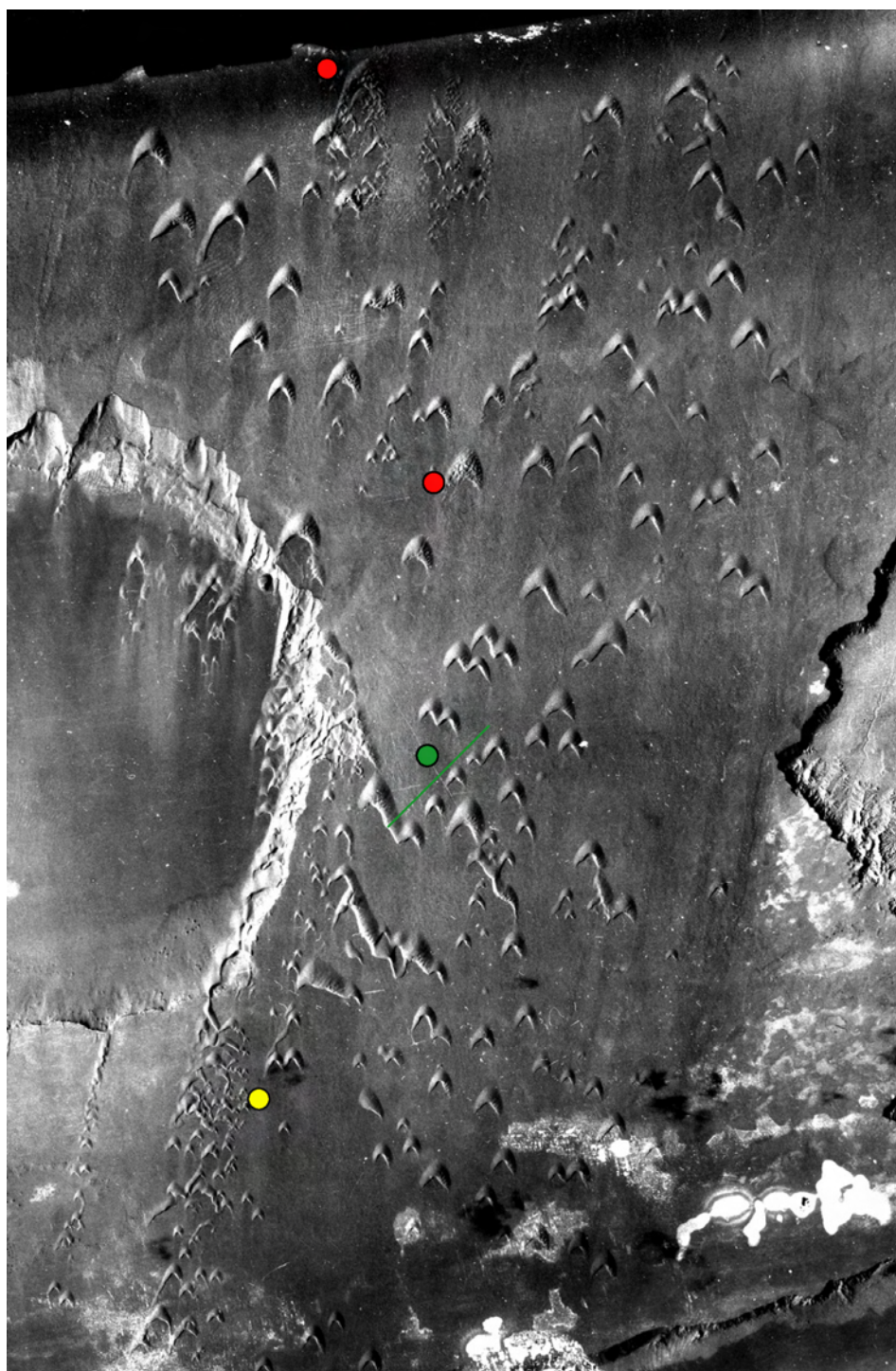


FIG. 1.8 – Vue de détail d'un autre couloir. Les formes des dunes, ainsi que leurs agencements sont très variables d'un endroit à l'autre. Des instabilités secondaires sont même visibles sur une des barchanes du haut de la photo (point rouge). On retrouve de plus dans cette photo l'arrangement en échelon de manière assez régulière (points verts) et parfois l'agencement en convoi (point jaune). L'existence d'une zone de basse altitude, une sephra, permet d'observer des zones de nucléation de couloirs de barchanes (en bas à gauche) ce qui est particulièrement intrigant. Nous y reviendrons ultérieurement. (©IGN marocain).

### 1.1.3 Taille minimale

Sur le graphique Fig. 1.4 on peut aussi remarquer l'absence de mesures pour les petites dunes : aucune barchane mature plus petite que 1 m de haut n'a été observée dans ces études [10,21,22]. Cette taille minimale des barchanes est un des points essentiels de la dynamique des dunes, déjà observé par Bagnold en son temps [10] :

” [...] in order that the oncoming wind may be sufficiently checked to cause deposition to occur at all, the sand surface must extend over a certain minimum distance down-wind.” (Bagnold, Chapitre 12, p 183.)

Cette taille minimale est de l'ordre de  $h_m \simeq 1$  m,  $l_m \simeq w_m \simeq 10 - 15$  m, ce qui correspond déjà à une taille respectable par rapport à l'échelle d'un laboratoire! Cette simple constatation ruine donc *a priori* toutes les tentatives de réalisations expérimentales d'une dune barchane en conditions contrôlées. De plus, cette borne inférieure à la taille des barchanes implique l'existence d'une longueur caractéristique contrôlant (au moins en partie) la physique de ces objets. Cette longueur indique également que les barchanes ne sont pas des objets parfaitement isomorphes [23] et ce bien que pour des dunes suffisamment grandes cette différence semble être négligeable devant les défauts de formes naturels.

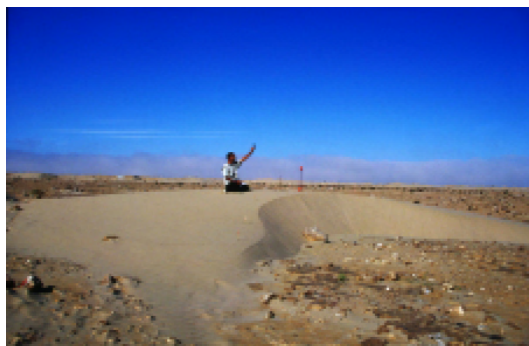


FIG. 1.9 – Taille minimale d'une barchane. Il n'existe pas sur le terrain de barchane mature plus petite que typiquement 10 – 15 m de long et de large. L'échelle est donnée par Hicham Elbelrhiti. (Région de Tarfaya Sud-Ouest Marocain).

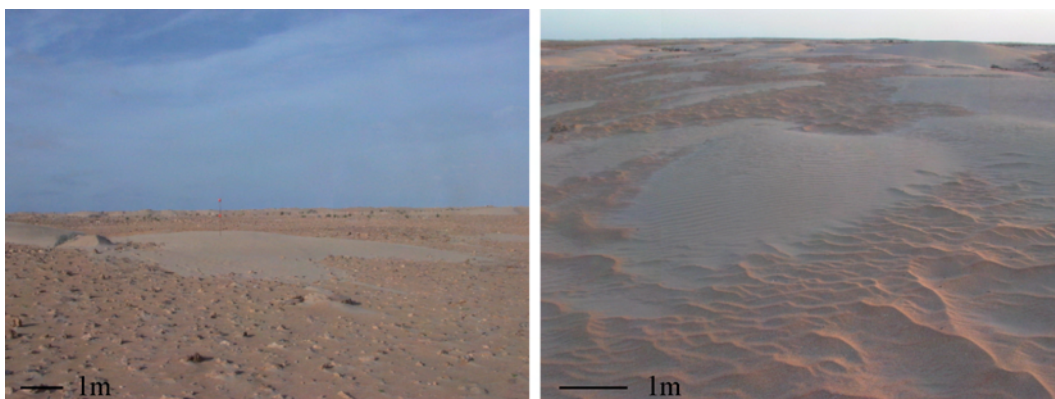


FIG. 1.10 – Dômes de sable, dans la région de Tarfaya. Ces dômes ont des dimensions voisines de la taille minimale des barchanes et nous pouvons imaginer que leur devenir est de prendre la forme d'une barchane en développant des cornes et, surtout, une face d'avalanche.

L'existence de cette notion de taille minimale se retrouve en extrapolant les mesures de longueur et de largeur quand la hauteur devient nulle dans les graphiques Fig. 1.4 :  $l$  et  $w$  tendent vers des valeurs finies (qui dépendent visiblement de la localité géographique). Ainsi, une barchane idéale extrapolée à hauteur nulle conserve une extension spatiale finie. Nous pouvons alors légitimement nous interroger sur les mécanismes de nucléation des dunes compatibles avec cette observation. En réalité, il est possible de distinguer sur le terrain



des sortes de "précurseurs" des barchanes : les *dômes* ou *patches* de sable (voir Fig. 1.10). Ils sont très plats (quelques dizaines de centimètres de hauteur) et s'étendent sur plusieurs mètres en longueur et en largeur. Toutefois, comme ils ne présentent ni face d'avalanche ni cornes ils ne sont pas considérés comme des barchanes. Le peu d'études à leur sujet ne permet pas pour le moment de confirmer complètement ce rôle de précurseur, même si cette conjecture est tentante.

#### 1.1.4 Les barchanes : déplacement

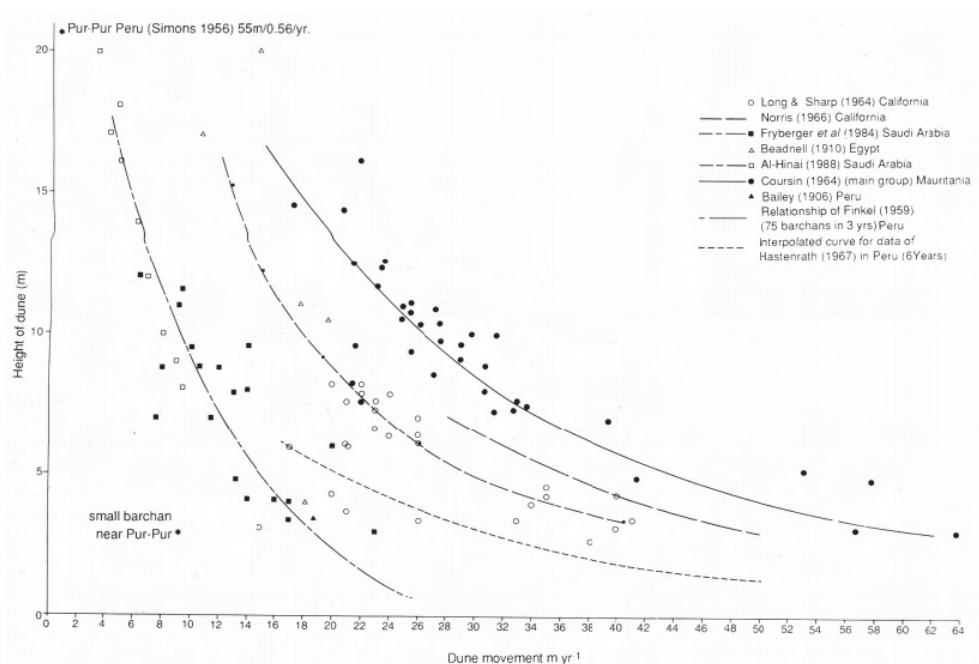


FIG. 1.11 – *Mobilité des barchanes. Mesures de terrain de la vitesse des barchanes en fonction de la hauteur pour différents lieux géographiques. La vitesse varie globalement comme l'inverse de la hauteur. D'après [22]*

Contrairement aux autres dunes éoliennes, les barchanes se déplacent relativement vite. C'est dans cette mobilité que reposent les problèmes économique, écologique et social posés par les barchanes : elles traversent les rares plantations non protégées, les lignes de chemin de fer et les villages ! Cette mobilité est le résultat de l'action du vent qui, étant en moyenne unidirectionnel, impose un transport de sable dans une direction privilégiée. Les observations expérimentales [10, 21, 22, 25, 32, 36] font ainsi état de barchanes se déplaçant entre  $1 \text{ m/an}$  et plus de  $70 \text{ m/an}$ , les petites dunes se déplaçant plus vite que les grosses. Plus précisément, la Fig. 1.11 issue d'un ouvrage de référence sur les formes éoliennes [22], regroupe plusieurs mesures de déplacements de dunes réalisées en différents lieux géographiques. Ces vitesses sont en général déterminées à partir d'études de photos aériennes prises à plusieurs années d'intervalle et ne représentent qu'une vitesse moyenne. Une régression hyperbolique s'accorde bien avec les mesures de terrain. Ainsi, en appelant  $q_c$  la quantité de sable passant par unité de largeur et de temps par dessus la crête de la

dune, la vitesse,  $c$ , est convenablement reproduite par une loi du type [33] :

$$c = \frac{q_c}{h + h_0} \quad (1.1)$$

Où  $h_0$  indique l'existence d'une vitesse maximale, même pour une dune de hauteur nulle.

Pour une dune de 1m de haut, 10m de large et avançant à la vitesse de 1 m/an, la quantité de sable transportée est de  $q_c \simeq 10 \text{ m}^2/\text{an}$ . En pratique, il n'est pas rare d'observer des flux bien plus importants, de l'ordre de  $500 \text{ m}^2/\text{an}$  [22]. De plus, un accroissement de la vitesse du vent entraîne une augmentation significative de ce flux de sable [10, 21] comme nous le verrons bientôt. Le mécanisme d'avancée d'une barchane ou plus généralement d'une dune soumise à un vent unidirectionnel peut se comprendre sur le cas d'une dune bidimensionnelle. Le vent, chargé ou non en sable, accélère en passant sur la dune, ce qui entraîne alors une légère érosion de son dos. Les grains érodés sont transportés par le vent et finalement déposés lorsque le vent décélère fortement juste derrière le sommet. Avec le temps, ce dépôt de sable grossit et forme une sorte de congère. Lorsque la congère est trop importante une avalanche de sable se déclenche et répartit le sable sur la face abritée de la dune. De cette façon la dune avance, grain après grain, dans le sens du vent.

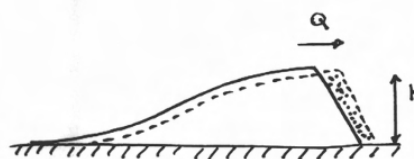
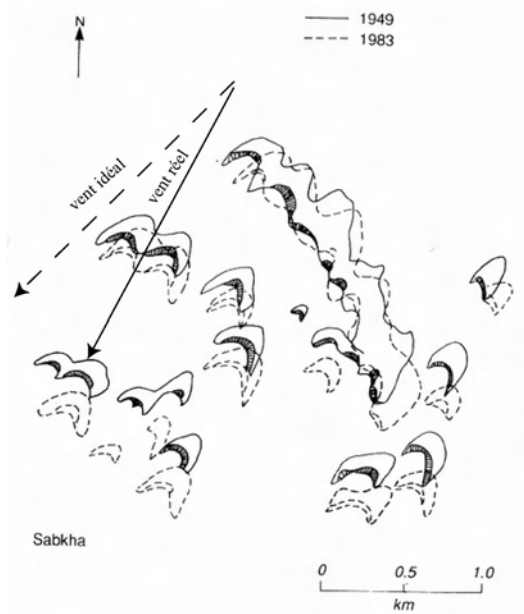


FIG. 1.12 – Déplacement d'une barchane. Le vent entraîne les grains de sable présent sur le dos de la dune et les dépose près de la ligne de crête où le vent faiblit. Là ils sont re-répartis dans la face abritée grâce à des avalanches. Au final, la barchane avance dans le sens du vent.

FIG. 1.13 – Evolution de plusieurs barchanes à 30 ans d'intervalle. D'après [22]. En première approximation, les barchanes n'ont pas changé de forme. Cependant, les barchanes ne se sont pas déplacées dans la direction "naturelle" que l'on peut déduire de leurs formes en croissant, mais légèrement de travers. Cela indique l'effet des fluctuations de direction de vent.



Sans rien connaître sur la forme de la dune et sur l'écoulement, il est possible de préciser la manière dont une dune dont la forme est stationnaire se propage. En effet, pour une

dune qui ne se déforme pas en se propageant, la conservation de la masse<sup>5</sup> impose :

$$\partial_t h + \partial_x q = 0 \quad (1.2)$$

Or, comme la dune ne se déforme pas, nous pouvons écrire  $h(x,y,t) = h(x - ct, y, t)$ , où  $c$  est la vitesse d'avancée de la dune. Alors,

$$c = \frac{\partial_x q}{\partial_x h} \quad (1.3)$$

Et cette relation est vérifiée partout sur le dos de la dune. En intégrant entre le pied et le sommet, nous obtenons :

$$c = \frac{q_c(h) - q_0}{h} \quad (1.4)$$

où  $q_0$  est le flux de sable loin de la dune. Enfin, pour des dunes isomorphes, le flux au sommet est le même quelle que soit la taille de la dune, l'écoulement d'air autour de la dune étant turbulent et donc invariant d'échelle. Nous retrouvons ainsi la dépendance en  $1/h$  de la vitesse et en particulier le fait que les petites dunes sont plus rapides que les grandes dunes pour une même force de vent. Pour des barchanes *stationnaires*. En réalité les barchanes semblent se déplacer effectivement en gardant une forme relativement stable. Ce dernier point est attesté par les études de morphologie précédentes : les rapports d'aspects moyens restent comparables entre les différentes études effectuées à des moments différents. C'est le cas des mesures au Pérou [24, 27, 30] représentées sur la Fig. 1.4. Des suivis de barchanes réalisés à partir de photographies aériennes, permettent également de montrer que les barchanes se déplacent tout en conservant une forme quasi-invariante (voir Fig. 1.1.4).

### 1.1.5 Écoulement autour d'une barchane

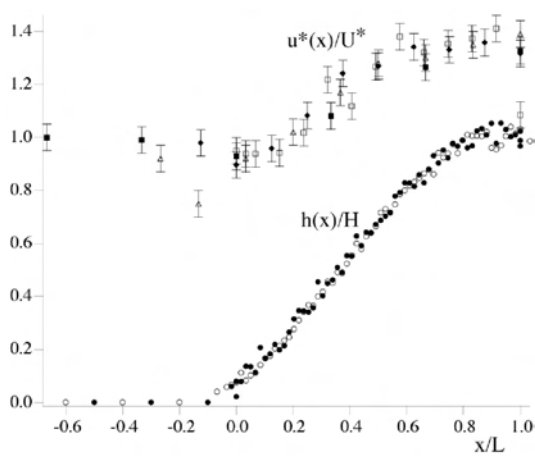


FIG. 1.14 – Vitesse du vent sur le dos d'une barchane [33]. Les points  $\circ$  et  $\bullet$  représentent des mesures du profil de la tranche centrale d'une barchane (Tarfaya, Maroc) après remise à l'échelle par  $l = 36$  m et  $h = 2.5$  m. Au-dessus de ce profil sont représentées les mesures de vitesses du vent remises à l'échelle par la vitesse caractéristique  $U_*$  loin de la dune, pour cette dune,  $\square$ , et également pour d'autres barchanes.  $\blacksquare$  : Sauermann et al. [32] pour une dune de  $h = 34$  m et  $l = 200$  m au Brésil.  $\triangle$  : Wiggs [37] pour une dune de  $h = 10$  m et  $l = 100$  m.  $\blacklozenge$  : Howard et al. [38] pour une dune de  $h = 5.5$  m et  $l = 60$  m.

Finalement, il ne saurait être question d'aborder les propriétés des barchanes sans aborder les propriétés de l'écoulement de l'air. En effet c'est en interaction avec cet écoulement

5. Le flux de sable est défini comme étant la quantité (volume) de sable qui traverse une section unité par unité de temps et donc s'exprime en  $m^2 \cdot s^{-1}$ .

que la barchane se forme et se déplace. La Fig. 1.1.5 présente une mesure de la vitesse du vent réalisée sur la tranche centrale d'une barchane de la région de Tarfaya ainsi que des relevés de hauteur de cette barchane (réalisés avec un laser-mètre). Nous constatons que la présence de la dune altère l'écoulement de l'air en provoquant son accélération sur le dos de la dune. L'estimation du nombre de Reynolds, pour des vitesses du vent usuelles de  $1 \text{ m.s}^{-1}$  et pour une barchane de  $10 \text{ m}$  de long, confirme cette observation :  $Re = 10^6$ . Ainsi, l'écoulement de l'air est pleinement turbulent à l'échelle de la dune et il n'y a pas d'échelle caractéristique interne, il n'est donc pas possible de relier la taille minimale des barchanes à une échelle caractéristique de l'écoulement de l'air. Il faudra chercher une autre raison physique pour l'existence de cette taille minimale. Comme l'écoulement est turbulent, l'augmentation de vitesse entre le pied et le sommet de la dune doit être la même (à des termes logarithmiques près) pour une petite barchane et une grosse barchane, pourvu qu'elles aient la même forme. Ce résultat est visible sur la Fig. 1.1.5, puisque des mesures de profils de vitesses réalisées sur des dunes différentes se superposent parfaitement après avoir été renormalisées par la vitesse caractéristique de l'écoulement turbulent loin de la dune,  $U_*$ <sup>6</sup>. Plus précisément, l'écoulement va environ 1.4 fois plus vite au sommet de la dune qu'à son pied.



FIG. 1.15 – Vue panoramique depuis le sommet d'une barchane de  $4\text{m}$  de hauteur environ. La fuite de sable par les cornes et la présence d'une zone dépourvue de sable entre les cornes est parfaitement visible. Notons que l'apparente rotondité de la terre vue sur la photo n'est qu'un leurre due à la méthode utilisée pour réaliser cette photo panoramique.

Au voisinage de la crête un décollement de couche limite apparaît et mène à la création d'une bulle de recirculation dans le sillage de la barchane. L'écoulement de recirculation nettoie la zone abritée, juste derrière la dune, de son sable (Fig. 1.15). Cette cellule de recirculation a été observée plusieurs fois in situ à l'aide de fumigènes [39], mais sa formation reste encore mal comprise. Son rôle dans la compréhension de la physique des barchanes semble crucial puisqu'il est lié à la formation de la face d'avalanche et donc ensuite au piégeage des grains de sable. Notons que comme la dune a un rapport d'aspect plat, l'écoulement est peu dévié sur les côtés [10, 32], ce qui amènera souvent à considérer l'écoulement comme bidimensionnel. Ce sera notamment le cas pour la description de cette bulle de recirculation d'un point de vue théorique. De plus, à cause de cette bulle

6. La description d'un écoulement turbulent pleinement développé sur un sol plat fait intervenir une vitesse caractéristique,  $u_*$ , et une distance caractéristique de coupure, la rugosité,  $z_0$ , de sorte que le profil des vitesses logarithmiques s'écrit :  $u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln(z/z_0)$ , où  $\kappa$  est la constante de Von Karman.

de recirculation, le sable incident ou érodé, ne peut quitter la dune qu'à partir des cornes (voir Fig. 1.15) ce qui, comme nous le verrons contraint fortement le devenir dans le temps de ces objets.

Une analyse plus fine [10, 32, 33] de l'écoulement montre que sur la face au vent le maximum en vitesse est atteint légèrement avant le sommet de la dune. Cette observation est en contradiction apparente avec l'équation de conservation de la masse. En effet, pour une dune se propageant sans se déformer, l'équation 1.3 doit être valable en particulier au sommet de la dune où  $\partial_x h = 0$ . On doit alors avoir  $\partial_x q = 0$ . Or, il semble raisonnable de penser que le flux de sable varie de manière monotone avec la vitesse du vent et donc qu'il soit maximum légèrement avant le sommet de la dune, comme la vitesse du vent. Dès lors, il est nécessaire de regarder de plus près comment le vent entraîne les grains de sable pour lever ce paradoxe.

## 1.2 Le transport de sable

Comprendre la physique des dunes passe aussi par la compréhension du lien entre le flux de sable et l'écoulement du vent<sup>7</sup>. L'existence des rides éoliennes et leur lien avec le transport éolien a depuis longtemps intrigué les physiciens [40–42, 44]. Ce domaine a connu et connaît encore aujourd'hui une activité importante. Il n'est cependant pas question ici de décrire précisément ce sujet mais, simplement, de rappeler les éléments fondateurs, utiles à la compréhension et à la réflexion sur les thématiques des dunes et du transport sédimentaire. La première question consiste à se demander comment le vent est capable d'entraîner des grains qui sont plus lourds que l'air (la densité du sable de quartz étant de l'ordre de  $2500 \text{ kg.m}^{-3}$ ). Pour cela, il suffit d'analyser les forces agissant sur un grain de sable.

### 1.2.1 Mise en mouvement des grains

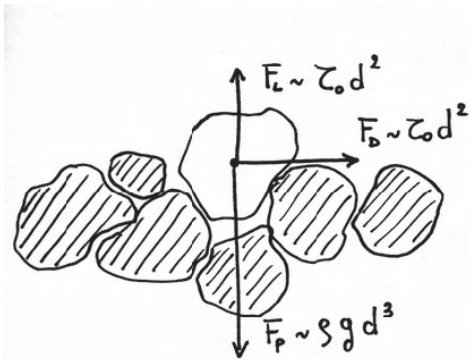


FIG. 1.16 – Forces agissant sur un grain de sable au repos. L'action du vent se traduit par une force de levée et une force de poussée. Tant que le grain est au repos, le poids et la réaction des autres grains contrebalancent ces deux forces. On comprend donc qu'il y ait un seuil en vitesse pour la mise en mouvement de grains. De plus, la topologie locale influence fortement cet équilibre des forces et la valeur du seuil de mise en mouvement n'a aucune raison d'être uniforme sur un lit de sable.

Considérons le grain de la Fig. 1.2.1, qui repose sur d'autres grains et est soumis à l'action du vent. Les forces s'exerçant sur ce grain sont : son poids,  $\vec{P}$  et la réaction des autres grains due aux forces de contacts,  $\vec{R}$ , la force d'entraînement  $\vec{F}_d$  dûe au frottement du fluide et la force de soulèvement,  $\vec{F}_l$  due à la différence de pression entre le haut du grain et l'intérieur du lit de sable qui dans les conditions étudiées ici, est proportionnelle à  $F_d$  [21].

$$F_d = C_d \frac{\pi d^2}{4} \rho_f u_*^2 \quad (1.5)$$

$$F_l = c F_d \quad (1.6)$$

$$P = C_p \frac{\pi d^3}{6} (\rho_g - \rho_f) g \quad (1.7)$$

où  $C_d$  est le coefficient de traînée,  $c$  un coefficient de proportionnalité,  $C_p$  un coefficient prenant en compte les défauts de sphéricité du grain (pour un grain sphérique et homogène,  $C_p = 1$ ) et où  $\rho_f$  est la densité du fluide,  $\rho_g$  celle du grain,  $d$  le diamètre moyen du grain considéré et  $g$  l'influence de la pesanteur. L'équilibre de ces forces détermine si le grain reste au repos ou se déplace lorsque la vitesse du vent augmente. Le seuil de mise en mouvement est atteint quand le moment des forces d'entraînement, exprimé au niveau du point de contact sollicité, s'oppose exactement au moment du poids et qu'alors, le grain

7. pour une revue plus complète voir [10, 21, 22]

peut commencer à rouler. L'expression donnant le taux de cisaillement seuil,  $\tau_c$ , peut alors s'écrire :

$$\frac{\tau_c}{(\rho_g - \rho_f)gd} = \frac{2}{3} \frac{\sin \phi}{C_d(\cos \phi + c \sin \phi)} \quad (1.8)$$

où  $\phi$  correspond à l'angle moyen entre la force de réaction et le poids, c'est à dire à l'angle intervenant naturellement dans le calcul du moment des forces. Cet angle dépend bien entendu de la géométrie locale de l'arrangement des grains dans le lit de sable. Ainsi, le seuil d'entraînement des grains, dépend de la forme du grain et de l'écoulement par le coefficient de traînée  $C_d$ ; de l'importance de la force de levée et de l'arrangement des grains dans le lit de sable par le terme  $\phi$ . Ainsi, ce seuil n'est pas homogène sur le lit de sable mais, peut varier d'un endroit à un autre : il est plutôt de nature statistique. Le rapport sans dimension de l'équation précédente définit ce qu'on appelle le nombre de Shields critique,  $\Theta_c$ . Dans le cas d'un écoulement turbulent,  $\tau_c = \rho_f u_{*,c}^2$  et on a :

$$\Theta_c = \frac{\rho_f u_*^2}{(\rho_g - \rho_f)gd}. \quad (1.9)$$

Dimensionnellement, il existe aussi un autre nombre sans dimension, le nombre de Reynolds de grain,  $Re_p = u_* d / \nu$ . Plusieurs études expérimentales ont permis de préciser le lien entre ces deux grandeurs sans dimensions [10, 11, 21]. Pour des  $Re_p > 3.5$ , le nombre de Shields critique devient approximativement constant et de l'ordre de 0.1. Dans ce régime, pour mettre un grain de quartz en mouvement dans l'air il faut une vitesse d'autant plus grande que celui ci est large et/ou lourd. Pour fixer les idées, pour un grain de  $250 \mu m$ , une vitesse  $u_*$  de l'ordre de  $0.2 m.s^{-1}$  est nécessaire pour observer un mouvement. Il est donc relativement facile de mettre en mouvement des grains dans l'air. Par ailleurs, on notera que le transport éolien force naturellement le tri des grains, puisque pour une vitesse de vent donnée, les grains trop lourds ne sont pas mis en mouvement. Ce qui vient d'être dit est transposable à un autre fluide comme l'eau [11] : les vitesses seuils,  $u_*$  sont alors seulement de quelques centimètres par seconde. En effet dans de l'eau, les grains de sable ont un poids apparent plus faible et sont donc plus facilement mis en mouvement. Mais revenons au transport dans l'air : que deviennent ces quelques grains qui sont poussés par le vent?

### 1.2.2 Modes de transport

Plusieurs modes de transport [43] sont possibles : la suspension, la saltation et la reptation. La suspension, c'est le transport des grains sur de très longues distances sans contact avec le sol et ce sont essentiellement les fines particules ( $< 20 \mu m$ ) qui sont concernées, comme par exemple celles transportées, parfois, depuis le Sahara jusque sur les trottoirs parisiens. En fait, la mise en suspension peut sembler étrange, puisque la gravité attire inexorablement le grain vers le sol ! Les fluctuations turbulentes du champ de vitesse en sont les responsables : le grain est constamment ré-entraîné vers le haut, avant qu'il n'ait le temps de tomber au sol. Ce n'est plus le cas pour des grains plus lourds. Dans ce cas, un grain qui a été accéléré par le vent retombe sur le sol. Là, il collisionne le lit de sable et rebondit généralement [22, 44, 45]. Comme il s'élève il ressent une vitesse de

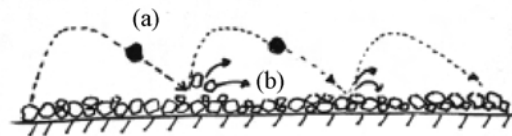


FIG. 1.17 – Saltation (a) et reptation (b) : les deux modes de transport éolien du sable.

plus en plus élevée<sup>8</sup> et est donc de nouveau accéléré par le fluide. La gravité jouant son rôle, il finit par retomber et ainsi de suite : c'est la saltation [46,47]. Ce mode de transport réside dans la conversion de l'impulsion horizontale en impulsion verticale lors du choc sur le lit de grains [45]. Des grains suivant de telles trajectoires seront par la suite appelés des *saltons*. Lors de chaque impact, l'énergie cinétique du salton incident permet de mettre en mouvement d'autres grains, qui pour la plupart ne seront pas entraînés dans les couches supérieures du fluide et donc ne seront pas accélérés. Ces derniers parcourent de petites distances en roulant sur la surface. Ce mode de transport, moins important que la saltation en terme de flux, s'appelle la reptation<sup>9</sup>. De tels grains seront appelés des *reptons*. Toutefois, certains *reptons* peuvent finir par décoller un peu et en s'élevant être accélérés par le vent pour devenir finalement des *saltons* [33]. De même, un *salton* peut s'enfouir dans le lit de sable lors d'une collision et ne plus participer au transport. Une des conséquences de la nature de ces trajectoires est la diminution de la vitesse seuil de mise en mouvement des grains lorsqu'il y a déjà de la saltation. En effet, comme les grains subissent des collisions de la part des *saltons*, ils sont plus aisément mis en mouvement par le fluide et donc même si la vitesse du vent décroît légèrement sous la vitesse seuil  $u_{*c}$ , le transport continue! Nous pouvons alors définir une deuxième vitesse seuil,  $u_{*imp}$ , pour laquelle le transport cette fois-ci s'arrête [21]. Ce phénomène sous critique n'apparaît pas dans l'eau, les collisions étant très dissipatives. En pratique, la saltation ne s'observe pas sous l'eau. Le mouvement typique d'un grain est alors plutôt similaire à un mouvement de reptation et est dû directement à l'entraînement par le fluide. Pour éviter de confondre la reptation qui nécessite la présence de saltation avec ce mouvement, nous les appellerons des *tractons*.

### 1.2.3 Écoulement turbulent et saltation

Evidemment, il n'existe pas une seule "espèce" de *salton* mais un continuum de trajectoires possibles allant des *reptons* aux *saltons* qui décrivent les trajectoires les plus étendues. Ceci est vérifiable par le fait que le flux de sable varie de manière continue dans la couche verticale de sable en mouvement. Cependant, il est possible de raisonner comme s'il n'y avait que deux espèces importantes, les *saltons* et les *reptons*, chacun suivant une trajectoire idéalisée [49]. Cette séparation en deux espèces repose sur des observations physiques simples. Comme nous l'avons déjà mentionné rapidement, le mécanisme responsable de la formation des rides éoliennes fait intervenir des *saltons* et des *reptons*, chacun ayant des rôles bien définis : les *saltons* amènent l'énergie capable de déplacer les *reptons* qui eux forment les rides éoliennes. Il en ressort notamment qu'un *repton* ne ressent pas directement la force du vent à l'inverse d'un *salton*. Les trajectoires des *saltons* (Fig. 1.17) s'étendent sur une distance  $l_{salt}$  qui dépend de la vitesse du fluide. La hauteur des sauts est en moyenne de l'ordre de un dixième de  $l_{salt}$ . Couramment, on a  $l_{salt} \simeq 50 \text{ cm}$

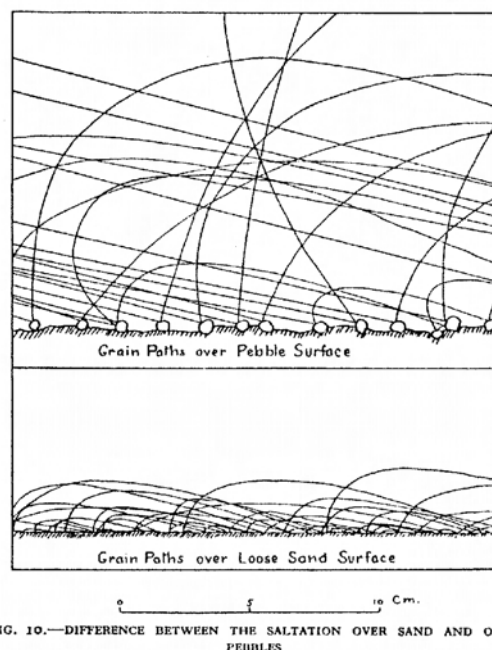


FIG. 10.—DIFFERENCE BETWEEN THE SALTATION OVER SAND AND OVER PEBBLES

FIG. 1.18 – Saltation sur deux types de sols de nature différentes. D'après Bagnold [10]

8. à cause de la couche limite logarithmique pour un écoulement turbulent sur un lit de sable plat

9. l'origine de cette terminologie provient du latin saltare, sauter et du latin reptare, ramper



et  $h_{salt} \simeq 5 \text{ cm}$ . Ainsi, la saltation se développe dans une fine couche très près du sol [50–53]. Par contre, pour un sol très dur ou avec de gros graviers, favorisant l'efficacité des collisions, un saut typique peut s'étendre sur 3 m de long pour une hauteur de l'ordre de 20 cm [21]. Cette observation avait déjà été rapportée par Bagnold en son temps [10] à l'aide de l'illustration Fig. 1.18.

Dans le cas d'un écoulement turbulent sur un sol plat, la vitesse caractéristique de l'écoulement à l'altitude  $z$  est décrite par une loi logarithmique classique :

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (1.10)$$

où  $\kappa$  est la constante de Von Karman et  $z_0$  la rugosité du lit de sable, de l'ordre de  $d/30$  [21] dans le cas éolien. Considérons un grain décollant avec la vitesse  $w$  verticale. Il est entraîné par le fluide et retombe plus loin à cause de la gravité. Son temps de vol,  $T$ , sa hauteur de saut,  $h_{salt}$ , et sa longueur de saut,  $l_{salt}$ , varient donc comme :

$$T \sim w/g \quad (1.11)$$

$$h_{salt} \sim w^2/2g \quad (1.12)$$

$$l_{salt} \sim uw/2g \quad (1.13)$$

$$(1.14)$$

où  $u$  est la vitesse du fluide au voisinage du sommet de la trajectoire du grain, c'est à dire  $u = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{w^2}{gz_0}\right)$ . Comme proposé par Owen [50], la vitesse  $w$  doit varier comme  $u_*$ , ce qui revient à réécrire les différentes grandeurs en termes de  $u_*$  seule vitesse caractéristique du problème. En particulier en notant  $\xi = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{w^2}{gz_0}\right)$  :

$$l_{salt} \sim \xi u_*^2/2g \quad (1.15)$$

$\xi$  peut également être vu comme le rapport entre la hauteur et la longueur typique pour un saut de saltation. D'après les ordres de grandeurs précédents,  $\xi \simeq 10 - 15$ . Comme les grains en saltation sont tous localisés dans une fine couche près du sol, leur présence freine l'écoulement qui les entraîne. Ainsi, le profil des vitesses près du sol varie selon qu'il y a ou non, transport de grains. Sans transport, l'écoulement étant turbulent, le profil des vitesses est bien décrit par une loi logarithmique classique avec une vitesse caractéristique  $u_*$  et une rugosité  $z_0 \simeq d/30$ . Avec transport de sable, la vitesse semble être constante dans l'épaisseur de la couche en saltation, modifiant la rugosité apparente [21]. Le profil des vitesses est alors bien décrit par une loi de la forme [21] :

$$U(z) = \frac{1}{\kappa} u_* \ln\left(\frac{z}{h_{salt}}\right) + U(h) \quad (1.16)$$

Cette dernière constatation amène à réfléchir sur la façon dont les grains agissent sur l'écoulement de l'air, notamment à propos de la saturation du flux de sable. En effet, le vent ne peut transporter un nombre infini de grains, puisque la puissance qu'il apporte aux grains pour les déplacer est finie. Il existe donc un flux saturé,  $q_{sat}(x,t)$  qui représente la quantité maximum de grains transportés par unité de temps à travers une section unité. Pour éviter les ennuis de définition avec la hauteur de la couche en saltation, tous les flux de sable seront considérés comme des flux intégrés sur la hauteur. Autrement dit,  $q$  s'exprime en  $m^2.s^{-1}$  ou en  $kg.m^{-1}.s^{-1}$  et est défini comme étant :

$$q(x,t) = \int_0^{+\infty} q_z(x,t) dz \quad (1.17)$$

### 1.2.4 Flux de sable saturé pour la saltation

Bagnold, proposa une théorie pour expliquer la variation du flux de sable saturé avec la vitesse du fluide [10]. Considérons un grain en saltation, avec pour vitesse horizontale initiale,  $u_1$  et pour vitesse horizontale finale  $u_2$ . Lors d'un saut complet, ce grain est accéléré par le vent et donc  $u_2 \gg u_1$  : le vent transmet une partie de sa quantité de mouvement au grain par unité de longueur :

$$\left\langle \frac{dP}{dx} \right\rangle = m \frac{(u_2 - u_1)}{l_{salt}} \simeq \frac{u_2}{l_{salt}} \quad (1.18)$$

Ainsi, si maintenant il y a autant de grains que le vent peut en emporter, la quantité de mouvement prélevée au vent par unité de largeur est :

$$\left\langle \frac{dP}{dxdt} \right\rangle = q_{sat} \frac{u_2}{l_{salt}} \quad (1.19)$$

Or cette quantité de mouvement provient directement de la force qu'exerce le fluide sur les grains et donc on peut écrire :

$$q_{sat} \frac{u_2}{l_{salt}} \propto \rho_f u_*^2 \quad (1.20)$$

d'où l'expression du flux de sable saturé en fonction de  $u_*$ , en tenant compte de  $l_{salt}$  et en supposant de plus que  $u_2 = Bu_*$  :

$$q_{sat} = B(d) \frac{\rho_f}{g} u_*^3 \quad (1.21)$$

Evidemment, cette expression manque certains phénomènes comme le seuil de mise en mouvement mais, elle donne la bonne estimation de la dépendance du flux saturé,  $q_{sat}$ , avec la vitesse du fluide loin du seuil [10, 21, 50, 54–56]. Dans cette démarche on suppose implicitement que la saturation est atteinte lorsque toute la force du fluide est utilisée pour transporter des grains et donc en particulier qu'il n'est plus possible de mettre en mouvement un *salton* supplémentaire. La vitesse du vent dans la couche de grains est alors suffisamment basse pour qu'aucun *repton* ne puisse devenir un *salton*. La dépendance exacte du flux saturé avec  $u_*$  et avec la taille des grains est encore un thème d'actualité [49, 53].

### 1.2.5 Le flux de reptons

Dans les arguments précédents pour déterminer le flux de sable saturé, il n'a été question que de saltation. En fait les *reptons* jouent aussi un rôle dans le transport des grains bien qu'ils se déplacent beaucoup plus lentement. Cependant de par leur mécanisme de formation, il n'est pas possible de reprendre les lois d'échelles précédentes pour les étudier. Comme ils roulent sur de faible distance et sont délogés de leur puits de potentiel gravitationnel de taille  $\sim d$  par des collisions, leur vitesse moyenne est reliée à la vitesse de libération de ce trou [21, 33], soit :

$$v_{rep} \simeq a\sqrt{gd} \quad (1.22)$$

où  $a$  est un nombre sans dimension. Alors, le nombre d'éjecta est relié à la vitesse d'impact d'un grain par :

$$N_{eje} = \frac{v_{imp}}{a\sqrt{gd}} - 1 \quad (1.23)$$

ce qui revient à exprimer la conservation de l'impulsion avec un seuil de mise en mouvement des *reptons* pour une vitesse des *saltons*  $v_{imp} = a\sqrt{gd}$ . Pour déterminer le flux de *reptons* dans le sens du vent, il faut définir le flux de *saltons* impactant la surface par unité d'aire, c'est à dire un flux vertical,  $\phi_{salt}$ . Dans ce cas, nous pouvons écrire pour le flux vertical  $\phi_{rep} = N_{eje}\phi_{salt}$ . Et ces flux verticaux sont reliés aux flux horizontaux par les longueurs caractéristiques de sauts (ou de déplacement) des grains :  $\phi_{salt} = q_{salt}l_{salt}$  et  $\phi_{rep} = q_{rep}l_{rep}$ . Au final, on peut écrire :

$$q_{rep} = \frac{l_{rep}}{l_{salt}} N_{eje} q_{salt} \quad (1.24)$$

Le ratio des flux de *reptons* et de *saltons* varie, ainsi, comme  $\frac{gd}{u_*^2}$ , donc plus le vent augmente, moins le flux de *reptons* a d'importance dans le flux saturé total. Cette constatation n'est pas triviale, les *reptons* étant infiniment plus nombreux que les *saltons*. C'est leur vitesse, faible ( $\sim \sqrt{gd}$ ) et indépendante de la vitesse du vent, qui les pénalise à grand vent. En pratique, Bagnold a réalisé des mesures de flux de *reptons* en disposant des pièges dans lesquels les *reptons* tombent nécessairement mais pas les *saltons* à cause de leurs grands bonds [10]. Ces mesures proposent que le flux de *reptons* compte pour environ 1/4 du flux de *saltons*, pour des vitesses de vent standards. Ceci étant dit, il ne faut pas oublier le rôle primordial des *reptons* dans la morphogenèse des rides éoliennes et comme nous le verrons, dans le mécanisme de formation des barchanes. Enfin, il est très important de noter que cette modélisation implique en particulier que le flux de *reptons*  $q_{rep}$  soit proportionnel au flux de *saltons*,  $q_{sal}$ .

### 1.2.6 Le processus de saturation.

Précédemment nous avons parlé de transport de grain et de flux de sable saturé. Cependant, comme les grains de sable ont une certaine inertie leur mise en mouvement n'est pas instantanée. Ainsi, si le vent force un peu, le flux de sable augmente lui aussi mais avec un certain retard. Il faut en effet le temps que certains nouveaux grains sollicités passent du mode de reptation au mode de saltation. Ceci se traduit en pratique par l'existence d'un temps d'adaptation et donc d'une longueur d'adaptation du flux,  $l_s$ . Plus précisément, le processus limitant est la mise à l'équilibre entre les populations de *saltons* et de *reptons*. Autrement dit, le flux évolue typiquement sur la distance qu'il faut pour promouvoir un *repton* au rang de *salton* [49]. Cette longueur est purement inertielle et revient à se demander quelle distance est nécessaire pour accélérer un grain initialement au repos jusqu'à la vitesse du vent  $u(h_{salt})$  à l'altitude maximale de la trajectoire moyenne de la saltation. Sans connaître la manière dont cette saturation est atteinte, une analyse dimensionnelle permet d'estimer les dépendances de  $l_s$ . En effet, comme il s'agit de la mise en mouvement d'un grain par un écoulement turbulent,  $l_s$  doit dépendre du rapport des densités du fluide et du grain, et de la taille du grain  $d$  :

$$l_s \propto l_{drag} \sim \frac{\rho_g}{\rho_f} d \quad (1.25)$$

Si maintenant, on prend en compte le fait que le grain ressent des vitesses de plus en plus importantes lorsqu'il monte à cause du profil de vitesse logarithmique, le coefficient de proportionnalité est le facteur  $\xi$  dont nous avons parlé tout à l'heure et on peut écrire :

$$l_s = \xi \frac{\rho_g}{\rho_f} d \quad (1.26)$$

en terme d'ordres de grandeurs, on obtient avec  $\xi \simeq 10 - 15$ ,  $\rho_g \simeq 2500 \text{ kg.m}^{-3}$ ,  $\rho_f \simeq 1 \text{ kg.m}^{-3}$  et  $d \simeq 200 \text{ }\mu\text{m}$  :

$$l_s \simeq 5 - 7.5 \text{ m} \quad (1.27)$$

De plus, nous pouvons nous faire une idée du mécanisme de saturation. Au départ quelques grains sont mis en mouvement, ils commencent par rouler à la surface, puis font des bonds de plus en plus grands. En effet, à chaque impact ils sont accélérés par le fluide ce qui augmente leurs vitesses et donc l'énergie libérée lors de l'impact suivant. Ainsi, à chaque impact d'autres grains sont à leurs tours mis en mouvement et certains deviennent des *saltons*. La vitesse du fluide dans la couche de sable en mouvement est alors freinée par les grains. L'équilibre est atteint lorsque les impacts des saltons sont juste suffisants pour les faire rebondir sans recréer un nouveau salton. Les dépendances de la longueur de saturation semblent être importantes uniquement près du seuil de mise en mouvement des grains [32], c'est pourquoi nous ne nous intéresserons pas à ses dépendances avec l'écoulement du fluide. Dans un autre fluide comme l'eau, il est également possible de dériver l'existence d'une telle longueur inertielle, dans le cas turbulent et dans le cas laminaire (mais avec cette fois ci une dépendance par rapport au nombre de  $Re$ ) [57, 58]. Ceci suggère que bien que le mouvement des grains (*tracton* versus *repton* et *salton*) ne soient pas identique, il est possible de construire la même physique dans l'air ou dans l'eau du point de vue du transport global de sable.

### 1.3 Retour sur la taille minimale

L'existence de cette distance de réaction entre le flux réel  $q(x,t)$  et le flux idéal saturé  $q_{sat}(x,t)$  permet de résoudre le paradoxe soulevé lorsque nous parlions d'écoulement sur une dune. En effet, le flux,  $q$  est maximum après le maximum de vitesse, il est donc envisageable d'avoir  $q$  maximum au sommet de la dune. Cependant l'existence de cette longueur de saturation a plus de sens physique encore. Considérons en effet un tas de sable, dont la taille est plus petite que  $l_s$ . Comme le flux de sable n'a pas le temps de s'adapter mais tente de rejoindre le flux saturé, il y a érosion partout sur le tas : celui-ci disparaît peu à peu. Au contraire, pour un tas de sable plus grand que  $l_s$ , le flux a le temps d'atteindre sa valeur saturée et une zone de déposition peu apparaître. Dès lors, le sable est érodé d'un côté du tas, pour être déposé de l'autre, et le tas peut se propager après avoir adapté sa forme à l'écoulement.

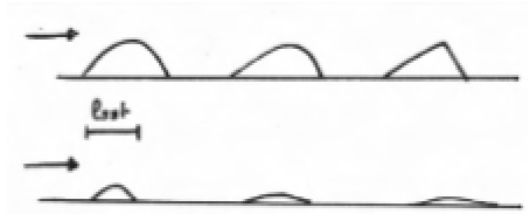


FIG. 1.19 – Taille minimale. Un tas de sable plus petit que la taille minimale est balayé par le vent, le flux de sable étant érosif partout. Ce n'est plus le cas pour un tas de sable plus grand que  $l_s$ , pour lequel le flux peut saturer et ensuite déposer du sable.

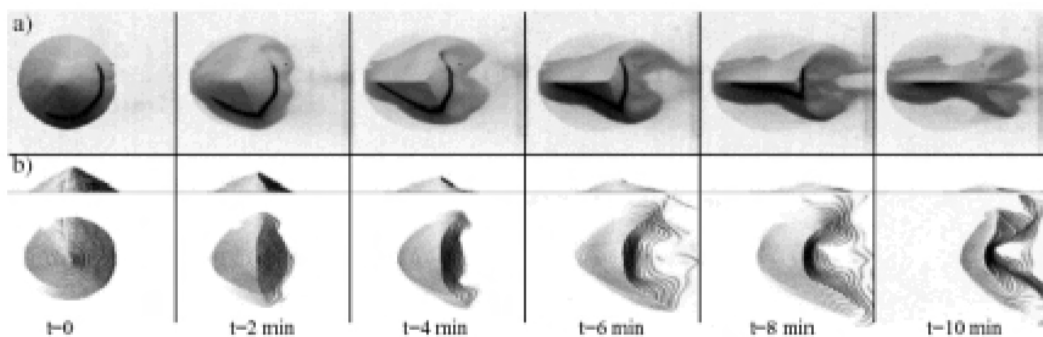


FIG. 1.20 – Essai de reproduction de barchanes dans l'air. a) Evolution d'un tas de sable conique de 20 cm en soufflerie avec un flux incident nul. b) Même expérience avec un flux incident saturé. Dans les deux cas le tas est complètement érodé après une trentaine de minutes. Extrait de [59].

Andreotti *et al.* [33] en tentant de reproduire une petite barchane éolienne se sont heurtés à cette difficulté [33]. Dans leur expérience, quelques soient les conditions du flux incident le tas de sable (de l'ordre de 20cm de diamètre) disparaît après une trentaine de minutes. Une autre approche jouant sur la saturation du flux [60] a également montré cette rapide disparition du tas initial. Ceci signifie que la taille minimale des barchanes n'est pas juste une question de définition entre les dômes et les barchanes : Il y a une réelle limitation spatiale, due à l'inertie des grains. En particulier, toutes expériences essayant de reproduire des barchanes éoliennes à l'échelle du laboratoire sont, semble-t-il, vouées à l'échec. Si c'est effectivement  $l_s$  qui contrôle l'existence de la taille minimale des barchanes, il faut avant tout la diminuer pour espérer reproduire des barchanes en laboratoires.

## 1.4 Enjeux

Après cette courte introduction thématique il est possible d’orienter les recherches sur les dunes dans plusieurs directions, toutes riches de problèmes fondamentaux. Notre principale question sera d’essayer de ramener l’étude des barchanes au laboratoire, et constituera la première partie de ce manuscrit. En particulier, nous nous demanderons **dans quelle mesure il est possible de construire une expérience de laboratoire**, redimensionnée à une échelle ”convenable”, permettant de reproduire les morphologies des barchanes de manière contrôlée. En effet réaliser une expérience en laboratoire, c’est s’attaquer au problème de la mise en évidence expérimentale d’une échelle de taille caractéristique,  $l_{drag}$  ou  $l_s$ , pour le transport sédimentaire. De plus, ce type d’expérience permettrait d’obtenir des mesures non bruitées, et par la suite d’analyser des situations complexes difficilement étudiables sur le terrain. Cette question constituera l’objet du prochain chapitre. L’autre possibilité pour étudier les barchanes ”derrière un bureau” c’est d’utiliser des simulations numériques. Partant des travaux de G. Sauermann, K. Kroy et H. Herrmann [23,32], nous montrerons comment construire un modèle de barchane  $3d$ . Cette modélisation permettra de répondre à deux questions : **pourquoi les barchanes ont une forme en croissant?** et, **quel est le rôle potentiel des reptons dans la dynamique des barchanes?**

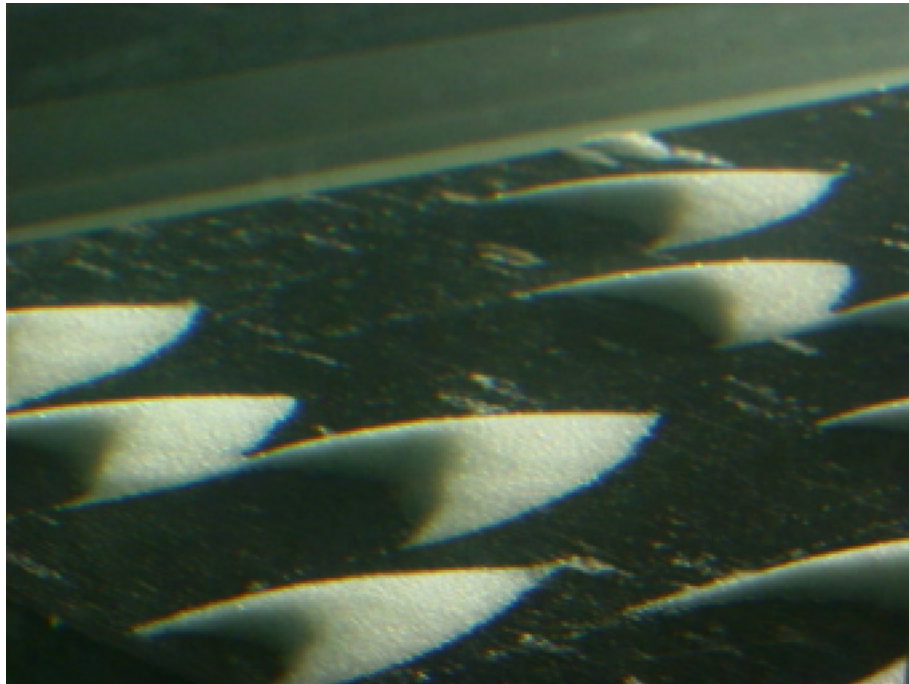
Après avoir répondu à ces questions, nous disposerons de moyens expérimentaux et numériques performants pour s’attaquer à des problèmes ouverts que nous avons rapidement cités au début de ce chapitre. Ainsi, dans la deuxième partie de cette thèse nous visiterons tour à tour les problèmes de **la nucléation des barchanes**, de **la stabilité des barchanes**, de **des interactions entre barchanes** et finalement de **l’effet d’un changement de direction du vent sur la forme des barchanes**. Vaste programme !



FIG. 1.21 – *Barchanes de Foug Agoutir*



## 2 Reproduction de Barchanes à petite échelle



Quelques dunes barchanes modèles

---

Expérience de laboratoire



---

**Sommaire**


---

<b>2.1</b>	<b>Description des montages expérimentaux . . . . .</b>	<b>57</b>
2.1.1	Principes des expériences de type "plateau" . . . . .	58
2.1.2	L'expérience "prototype" . . . . .	59
2.1.3	L'expérience "aquarium" . . . . .	60
2.1.4	Mouvements de référence . . . . .	61
<b>2.2</b>	<b>Vers la forme en croissant. . . . .</b>	<b>62</b>
2.2.1	Premières observations, description qualitative . . . . .	62
2.2.2	Déformations d'un cône: premières étapes . . . . .	63
2.2.3	Adaptation à l'écoulement et propagation . . . . .	64
<b>2.3</b>	<b>Barchanes aquatiques et barchanes éoliennes . . . . .</b>	<b>67</b>
2.3.1	Comparaison qualitative . . . . .	67
2.3.2	Les formes quasi-stationnaires . . . . .	69
2.3.3	Écoulement autour d'une barchane sous-marine . . . . .	71
2.3.4	Déplacement des barchanes aquatiques. . . . .	72
<b>2.4</b>	<b>Evolution à long terme . . . . .</b>	<b>76</b>
<b>2.5</b>	<b>Influence du mouvement et forme des dunes . . . . .</b>	<b>79</b>
<b>2.6</b>	<b>Formation de barchanes en écoulement continu . . . . .</b>	<b>86</b>
2.6.1	Expérience en Canal 3D . . . . .	86
2.6.2	Face d'avalanche et recirculation stationnaire . . . . .	89
<b>2.7</b>	<b>Les barchanes éoliennes étudiées en laboratoire? . . . . .</b>	<b>91</b>

---

L'introduction précédente a permis de faire ressortir l'existence d'une longueur caractéristique inertielle,  $l_{drag}$ , qui semble devoir jouer un rôle important dans l'existence de la taille minimale des barchanes, et plus généralement dans la dynamique des dunes. En particulier, les limitations résultant de l'existence de la taille minimale doivent pouvoir être contournées en diminuant  $l_{drag}$ . En effet, l'expression de  $l_{drag}$  (ou de  $l_s$ ) suggère qu'il doit être possible de réaliser des barchanes à une échelle centimétrique si l'on se place dans un liquide beaucoup plus dense que l'air, comme de l'eau par exemple. L'objet de ce chapitre est de montrer au lecteur, en présentant une expérience complètement inédite, comment il est effectivement possible de faire des barchanes miniatures en laboratoire et ce que cela implique d'une manière générale sur la comparaison entre les structures aquatiques et les structures éoliennes.

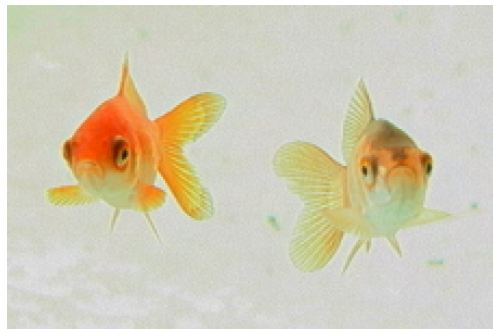


FIG. 2.1 – *Ces deux poissons sont parmi les rares à avoir vu des barchanes ... en laboratoire!*

## 2.1 Description des montages expérimentaux

L'hypothèse théorique qui ressort de l'introduction précédente suggère ainsi que si nous parvenons à trouver un système qui réduit la longueur inertielle des grains  $l_{drag}$  et donc la longueur d'adaptation du flux,  $l_s$ , il doit être possible dans ce nouveau système d'observer la formation et la dynamique des barchanes, mais à une échelle réduite. En pratique, nous ne pouvons jouer que sur deux paramètres de contrôle pour diminuer  $l_{drag}$ , la taille des grains et le rapport des densités du grain et du fluide environnant. Il n'est pas réellement possible de considérer des grains d'un ordre de grandeur plus faible que ceux déjà présent dans le désert, sans risquer d'être confronté à des problèmes de cohésion très importants. Ceci incite à se tourner vers d'autres fluides que l'air, comme l'eau, pour diminuer  $l_{drag}$  et tenter d'accéder à une meilleure compréhension des dunes éoliennes. Cette idée se trouve renforcée par la présence de formes sédimentaires en milieu aquatique.

En effet, les géologues et les géophysiciens se sont intéressés au transport sédimentaire en milieu aquatique (océan, mer, rivière) et à la morphologie des lits de sédiments sous-marins [61] pour les mêmes raisons environnementales que celles qui poussent à s'intéresser aux dunes de sable. En particulier certaines zones de la mer du Nord font régulièrement l'objet de campagnes de mesures afin d'anticiper les transformations des fonds marins. D'un point de vue plus fondamental, les physiciens se sont également lancés dans la caractérisation de l'initiation du transport sédimentaire et du développement des instabilité de surface entre un écoulement d'eau et un lit de sable granulaire [62–74]. Cependant, ces études portent essentiellement sur des structures bidimensionnelles comme les rides tourbillons [69, 71, 72] formées en écoulement oscillant ou les rides de sable qui apparaissent naturellement en courant continu [75–78]. Plus rares sont ceux qui ont observés et étudiés des motifs tridimensionnels [62, 63] mais ont peu notamment citer une très jolie expérience montrant la déstabilisation latérale d'un système de rides bidimensionnelle [74]. Ces nombreux travaux ont ainsi notamment permis de mieux appréhender l'initiation du mouvement des sédiments (en fonction du nombre de Shields et du nombre de Reynolds de grain) et de comprendre l'apparition d'instabilité en terme de déphasage entre le taux de cisaillement et le relief [57, 58, 66]. Toutefois, les objets qui nous intéressent sont des objets tridimensionnels qui se forment sur un sol dur, notre problème ne s'inscrit donc pas dans la thématique usuelle du développement d'une instabilité sur un lit de sable plat.

Néanmoins, l'existence de ces reliefs sédimentaires aquatique  $2D$ , obtenus dans des conditions contrôlées en laboratoire, laisse penser qu'il est peut être possible de reproduire des petites barchanes dans de l'eau. La question étant alors de déterminer la nature des formes que l'on obtient, leur évolution temporelle et bien sûr les points communs avec le cas éolien. Dans cette optique, le dispositif expérimental doit reproduire les deux conditions fondamentales de formation des barchanes éoliennes : l'existence d'un "vent" unidirectionnel et la présence d'une faible quantité de sable. La première condition peut être obtenue de deux façons : soit à partir d'un courant d'eau continu dans un canal [79, 80], soit à partir du déplacement fortement asymétrique d'une plaque dans de l'eau. La deuxième condition s'obtient simplement en partant d'un tas de sable plutôt que d'un lit de sable homogène. C'est cette condition initiale qui nous éloigne des études classiques en milieu aquatique.

L'expérience maîtresse de cette thèse utilise la deuxième méthode mais, comme nous

le verrons par la suite, nous avons également pris le temps de monter une expérience dans un canal en courant continu [79], afin de comparer les deux situations. Commençons donc par présenter les expériences de type "plateau" que nous avons réalisées au laboratoire. Les deux expériences présentées ici, sont identiques dans leur conception et leurs buts. L'une étant cependant destinée à améliorer la précision des mesures. Par simplicité, nous ferons référence à ces expériences par les dénominations "prototype" et "aquarium".

### 2.1.1 Principes des expériences de type "plateau"

Le schéma de principe des deux expériences est donné par la Fig. 2.2. Il s'agit d'une plaque maintenue sous l'eau à une profondeur constante et qui peut être déplacée par le biais d'un système de courroies entraînés par un moteur à courant continu. La commande imposée au moteur entraîne un mouvement de la plaque périodique et asymétrique. Ce mouvement se décompose en quatre phases : une phase d'accélération,  $\gamma$  (pendant le temps  $\tau_\gamma$ ), une phase de déplacement à vitesse constante,  $V_c$ , une phase de décélération (sur un temps  $\tau_d$ ) et enfin une phase très lente de retour à la position d'origine (pendant un temps  $\tau_{cb}$ ). Autrement dit, le plateau se déplace "vite" dans un sens et, après s'être arrêté, il est "doucement" ramené à sa position initiale. Ce mouvement peut alors être répété à l'infini.

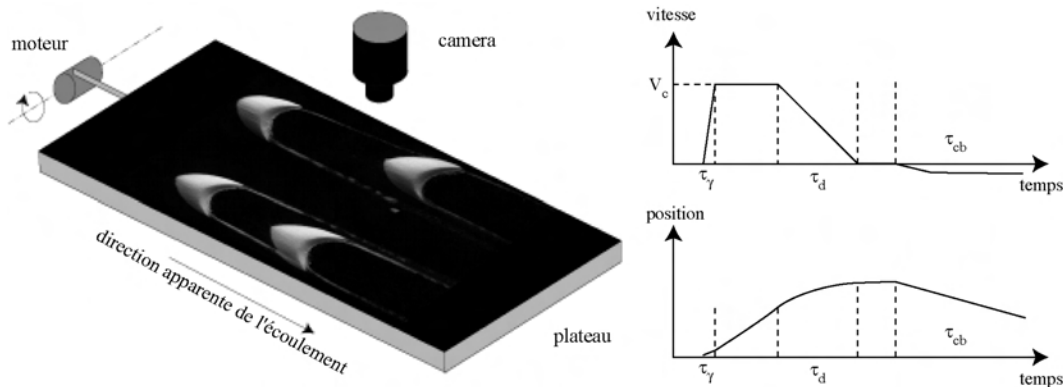


FIG. 2.2 – Principe des expériences de type "plateau". (a) Une plaque se déplace dans de l'eau à l'aide d'un système de courroies reliées à un moteur. Le schéma (b) montre l'évolution typique de la vitesse de la plaque et de sa position : une phase d'accélération ( $\tau_\gamma$ ), une phase de déplacement à vitesse constante ( $V_c$ ,  $\tau_c$ ) et enfin une phase de décélération ( $\tau_d$ ). Le retour à la position initiale est suffisamment lent pour que les billes de verre ne se déplacent pas. Ce mouvement simule pour des billes de verre déposées à la surface de la plaque un écoulement directionnel.

Lors de la phase aller, des billes de verre posées sur la plaque sont entraînées par le fluide dans le sens opposé au mouvement de la plaque, alors que durant la phase retour, les grains ne se déplacent pas : dans le référentiel du plateau la vitesse de l'écoulement du fluide est sous le seuil de mise en mouvement des billes. Pour les grains posés sur le plateau, le résultat net reproduit aller-retour après aller-retour, l'effet d'un courant mono directionnel instationnaire.

L'évolution d'un tas de sable déposé sur cette plaque est suivie par une caméra embarquée. Un traitement d'image adéquat permet de détecter le contour de ce tas de sable et ainsi d'accéder à sa morphologie en fonction du temps. Par commodité, la plaque est peinte en noire pour faciliter la détection de forme. Elle est également légèrement rugueuse pour

éviter que les vibrations mécaniques ne provoquent l'étalement du tas de billes de verre à chaque aller-retour du chariot<sup>1</sup>. Pour accéder à une représentation tridimensionnelle des structures, nous utilisons une nappe laser qui éclaire le relief avec un angle  $\theta_l$  par rapport à la verticale. La mesure de la déviation de la ligne laser (intersection entre le plan laser et le relief) permet alors de mesurer la hauteur locale. La précision typique de ces mesures dépend de la résolution de la caméra CCD mais, dans les conditions standards des expériences décrites ici, la précision des mesures est de l'ordre de  $0.5\text{ mm}$  pour la largeur et la longueur et de  $0.05\text{ mm}$  pour la hauteur.

Enfin, sauf mention contraire les billes de verre utilisées sont des billes de diamètre  $106 - 212\ \mu\text{m}$ , de densité  $D_g = 2.5$ . Ces billes ne sont pas tamisées ou préparées spécialement pour les expériences hormis une étape de lavage qui est très importante. En effet celle-ci permet d'éliminer les petites poussières ( $<20\ \mu\text{m}$ ) toujours présentes initialement et qui peuvent donner un effet cohésif important sur l'ensemble des billes. La phase de lavage est également nécessaire pour mouiller toutes les billes. Si cette dernière étape est omise, des bulles d'air résiduelles restent coincées entre les billes donnant une cohésion qui gêne le bon déroulement de l'expérience<sup>2</sup>.

### 2.1.2 L'expérience "prototype"

La première expérience, appelée "prototype", a été construite initialement pour tester la faisabilité du système expérimental. Il s'agit donc d'une version légère et "artisanale". La plaque est en bois (lestée pour des raisons évidentes!) et a pour dimensions  $12\text{ cm}$  de largeur et  $37\text{ cm}$  de longueur pour un demi centimètre d'épaisseur. Le mouvement de la plaque est contrôlé par un moteur 24 volts à courant continu. Il est lui même commandé par un générateur de fonction suivi d'un amplificateur de puissance. Pour s'abstraire des problèmes de dérive de position de la plaque, un asservissement de position "maison" a été réalisé à l'aide d'un potentiomètre pour mesurer le déplacement angulaire de l'axe du moteur. Enfin, la plaque est guidée par un rail central. Après une exploration des différents paramètres possibles, nous avons obtenu un mouvement typique qui permet d'obtenir un déplacement des sédiments dans une seule direction et l'apparition de formes barchanoïdes. Le mouvement a une période totale  $T \sim 2\text{ s}$  et une amplitude variable entre  $2\text{ cm}$  et  $10\text{ cm}$ . Selon le temps de déplacement aller de la plaque (typiquement  $\sim 500\text{ ms}$ ) la vitesse de déplacement varie entre  $5\text{ cm/s}$  et  $20\text{ cm/s}$ . La phase retour s'effectue avec une vitesse de l'ordre de quelques centimètres par seconde. Il est important de noter que l'accélération est plutôt brutale lors de la phase aller, alors qu'elle est beaucoup plus douce pour la phase retour. Cette différence semble être très importante pour comprendre les seuils de mise en mouvement des grains dans les deux cas.

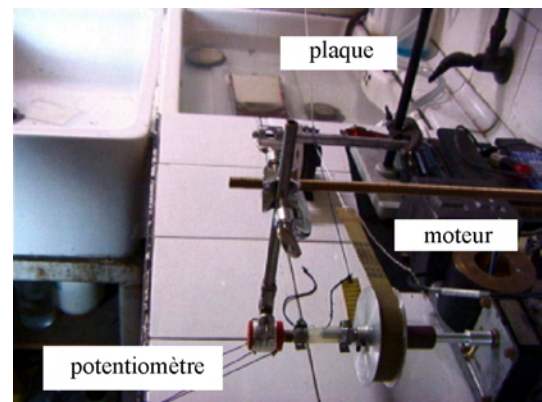


FIG. 2.3 – *Montage prototype. Le moteur entraîne par le biais d'une courroie une plaque au fond du lavabo. Un potentiomètre sans butée permet d'assurer un asservissement de position.*

1. L'utilisation d'une plaque lisse montre que le tas initial se répand petit à petit, détruit par les vibrations mécaniques.

2. La présence de bulles d'air survient également à cause du dégazage de l'eau! Il est ainsi souvent nécessaire de laisser l'eau dégazer avant de commencer des expériences très longue.

### 2.1.3 L'expérience "aquarium"

L'expérience "aquarium" est une version sophistiquée de l'expérience prototype. Cette fois ci, c'est un moteur de puissance continu, lié à un système de poulie et de courroie crantées qui permet de déplacer une planche en PVC rugueuse<sup>3</sup>, de 50 cm de long pour 30 cm de large, dans un aquarium (de dimensions 150 cm x 50 cm x 50 cm) rempli d'eau sur une hauteur d'environ 20 cm. La plaque est alors immergée sous une hauteur d'eau de 15 cm. Son mouvement est commandé par un système d'asservissement de position qui permet de suivre la position de la plaque au millimètre près avec une précision temporelle de l'ordre de quelques millisecondes. Le déplacement de la plaque est cette fois ci assuré grâce au mouvement d'un chariot (au dessus de l'aquarium, voir Fig. 2.4) guidé par deux rails rectilignes. Compte tenu du poids de l'ensemble {chariot + plaque} à déplacer, le moteur fonctionne sur l'alimentation triphasée et est suivi d'un réducteur au 1 : 50, pour bénéficier d'un couple important au démarrage du moteur et d'une bonne précision de positionnement.

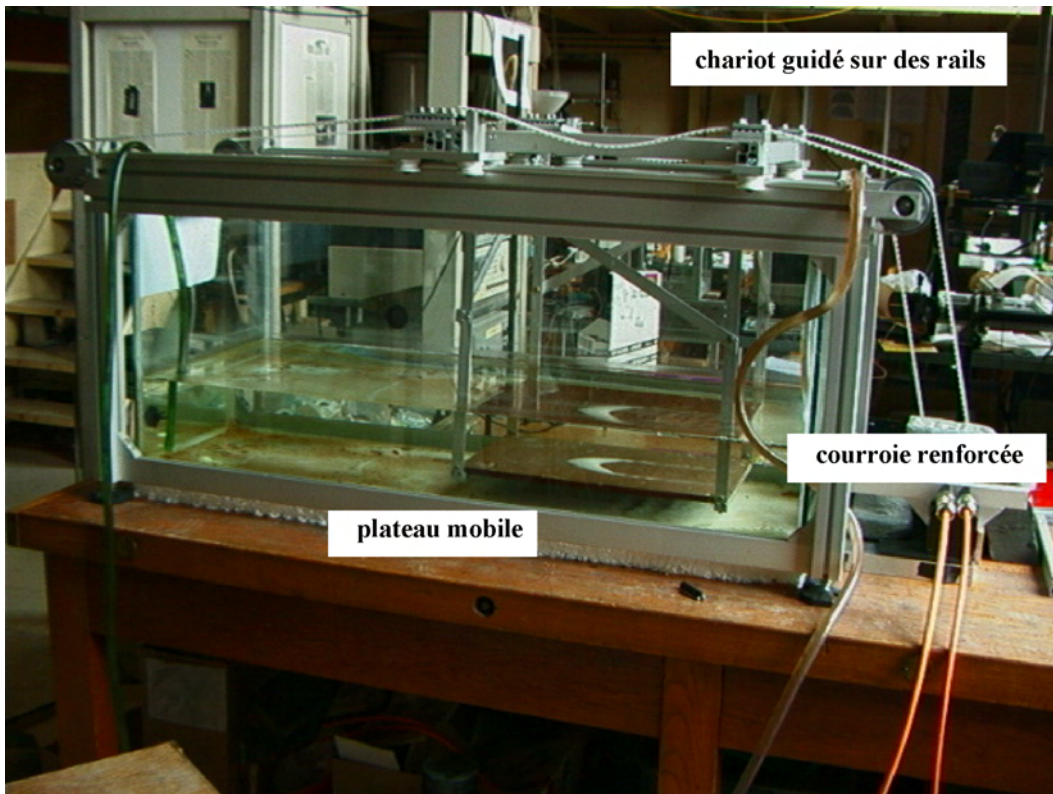


FIG. 2.4 – Photo de l'expérience. Un moteur asservi en position permet de déplacer le plateau dans l'aquarium de manière asymétrique. Le mouvement du chariot est dans le cas standard décomposé en quatre phase : une phase d'accélération ( $\tau_a \sim 150$  ms) pour atteindre la vitesse maximale du chariot ( $V_c \sim 30$  cm/s), une phase de déplacement à vitesse constante pendant le temps  $\tau_c \sim 1$  s, et une phase de décélération sur un temps  $\tau_d \sim 1$  s. La dernière phase est la phase retour s'effectuant à une vitesse  $V_r \simeq 2$  cm/s. On distingue sur le plateau immergé, une forme dunaire en croissant de 10 cm de large, pour 1 cm de hauteur.

3. la rugosité est obtenue à partir d'un ponçage à la toile émeri P56 ou P100.

Enfin, une plaque de plexiglas vient se fixer au niveau de la surface libre pour éviter les déformations de l'image vue par la caméra à cause des vagues. Compte tenu des caractéristiques du moteur et du système de guidage, le mouvement peut être choisi arbitrairement. Les seules limites étant l'accélération initiale, dont le temps caractéristique ne doit pas être inférieur à  $50\text{ ms}$  pour des vitesses finales dépassant les  $20\text{ cm/s}$  et l'excursion maximale qui ne peut excéder  $60\text{ cm}$  et qui par sécurité sera fixé à  $50\text{ cm}$ . Le mouvement standard donné à la plaque reste dans les mêmes gammes de paramètres que pour l'expérience prototype, sauf que cette fois ci, il est possible de clairement fixer les zones d'accélération et de vitesse constante pour le chariot et de ralentir plus doucement la plaque. Le mouvement particulier que nous utiliserons (sauf mention contraire) comprend une phase d'accélération pendant  $\tau_\gamma = 150\text{ ms}$ , pour atteindre une vitesse de  $V_c = 30\text{ cm.s}^{-1}$ , avant de ralentir pendant  $\tau_d = 1\text{ s}$  et de s'arrêter. Là, après une courte pause d'une seconde, le chariot repart doucement dans l'autre direction. Ce mouvement de retour à la vitesse de  $2\text{ cm.s}^{-1}$  porte la durée de la période à une vingtaine de secondes, pour 2 secondes efficaces du point de vue du transport des grains. Ce second montage permet donc de mieux contrôler le mouvement du chariot essentiellement grâce à un meilleur dimensionnement de la puissance du moteur et à un système de guidage et d'asservissement précis et mieux contrôlé.

#### 2.1.4 Mouvements de référence

Les caractéristiques de ces deux expériences sont le fruit de plusieurs tentatives pour obtenir un mouvement capable de déplacer les sédiments sans nécessairement leur communiquer trop d'énergie et les mettre en suspension. L'existence de rides tourbillons dans des systèmes voisins mais avec un mouvement de plaque sinusoïdal [69,81] permet d'avoir une idée des paramètres à utiliser. En effet, ces rides "tourbillons" peuvent être obtenues très simplement par un forçage manuel du mouvement de la plaque. Ainsi, une fréquence typique de quelques Hertz et une amplitude de l'ordre de  $10\text{ cm}$  donnent des rides tourbillons assez rapidement. Cela correspond à des vitesses de déplacement de l'ordre de  $10\text{ cm/s}$ . Cela justifie expérimentalement la gamme de paramètres que nous avons choisie. Les différentes propriétés et capacités des deux expériences "prototype" et "aquarium" sont récapitulées dans le tableau suivant.

Expériences	"prototype"	"aquarium"
amplitude	$\sim 5\text{ cm}$	$50\text{ cm}$ (fixé)
vitesse aller	$\sim 20\text{ cm/s}$	$30\text{ cm/s}$
vitesse retour	$3\text{ cm/s}$	$2\text{ cm/s}$
temps d'accélération	$< 50\text{ ms}$	$150\text{ ms}$
temps de décélération	$\sim 300\text{ ms}$	$1\text{ s}$
période	$2\text{ s}$	$20\text{ s}$
taille de la plaque	$(27\text{ cm} \times 12\text{ cm})$	$(50\text{ cm} \times 30\text{ cm})$
hauteur d'eau	$\sim 10\text{ cm}$	$\sim 20\text{ cm}$
options	—	plateau tournant, plateau continu

TAB. 2.1 – Paramètres des mouvements standards pour les expériences "prototype" et "aquarium".

## 2.2 Vers la forme en croissant.

### 2.2.1 Premières observations, description qualitative

Les premiers résultats de l'expérience "prototype" se sont montrés particulièrement encourageants. En utilisant le mouvement standard décrit précédemment et en partant d'un lit de sable, plus ou moins homogène, fabriqué par saupoudrage des billes de verre, les premières formes en croissant centimétriques sont apparues (comme le montre la Fig. 2.5) : cette expérience montre qu'il



FIG. 2.5 – Premières formes barchaniques obtenues avec l'expérience "prototype". A partir d'un lit de sable, des formes en croissant de taille centimétrique apparaissent après environ 50 oscillations de la plaque.

est possible d'obtenir des barchanes à partir d'une couche de sable. De la même manière il est possible de façonner un tas de sable de 5 cm de large et de long pour quelques millimètres de hauteur et de regarder ensuite son évolution. Changer le type de forme de départ revient en effet à jouer sur les conditions de nucléation des barchanes aquatiques et leurs relations avec la quantité de sable disponible, deux aspects encore mal compris et sur lesquels nous reviendrons dans le chapitre 5. Lors des premiers aller-retour de la plaque, la surface se déstabilise et une démarcation apparaît. Cette démarcation grandit et finit par séparer le rectangle en deux parties et, former une face d'avalanche. Pendant ce temps, le tas change doucement de morphologie, ses extrémités latérales avançant plus rapidement que la partie centrale. Ensuite, l'écoulement ne fait plus que changer lentement la forme de la dune aquatique : des cornes se développent, un faible flux de sable quittant la dune par leur pointe (voir Fig. 2.6). Ainsi, après seulement une quarantaine d'aller-retours une forme en croissant apparaît!

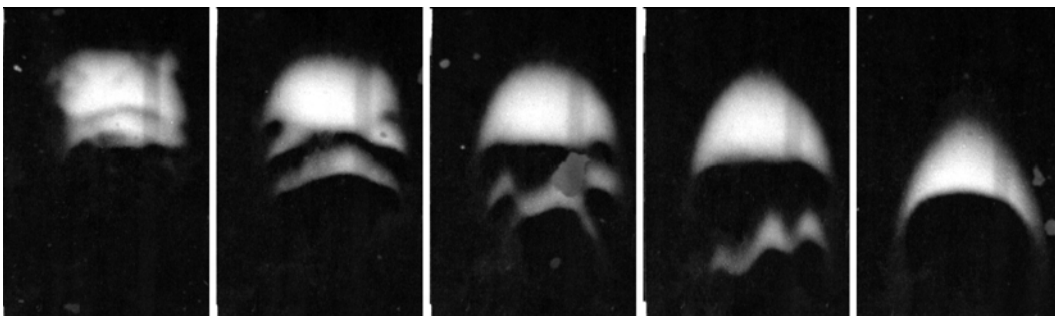


FIG. 2.6 – Evolution d'une surface de sable sous l'effet d'un mouvement périodique asymétrique. Entre chaque image il y a 10 aller-retours de la plaque. Il est remarquable d'observer l'apparition d'ondulations à la surface qui finissent par conduire à la séparation en deux amas de matière distincts et ensuite à la création d'un relief en forme de croissant, précédé de petites dunes, elles aussi en forme de croissant.

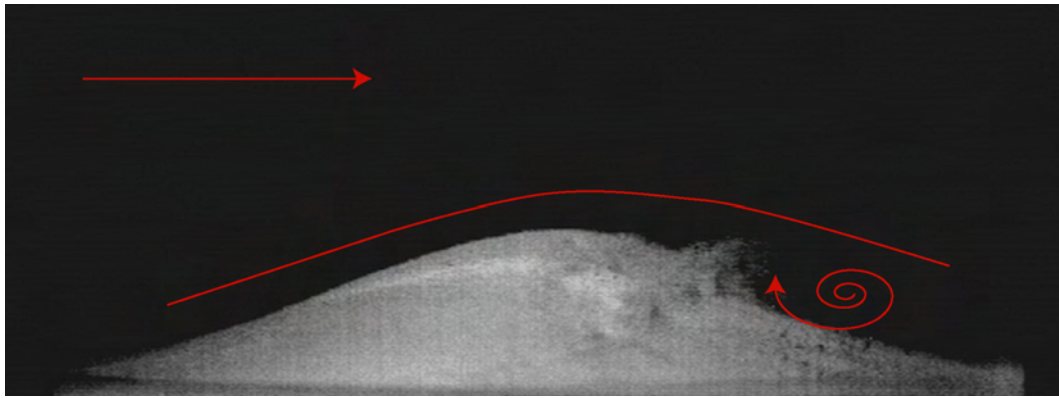


FIG. 2.7 – Transport de grains sur un cône de billes de verre. L'image est prise 240 ms après le départ de la plaque dans l'expérience "aquarium". La présence d'une bulle de recirculation qui soulève les grains dans la face abritée est particulièrement visible et montre la "violence" de l'érosion lors des premiers aller-retours, c'est à dire lorsque la forme n'est pas adaptée à l'écoulement.

### 2.2.2 Déformations d'un cône : premières étapes

D'autres formes de départ sont également possibles. En particulier, il est facile de former des cônes de billes de verre de manière reproductible. Le rapport d'aspect vertical d'un cône de sable est beaucoup plus important que celui d'une dune<sup>4</sup>, on s'attend à une forte interaction écoulement/structure dans les premiers aller-retours. L'utilisation d'une caméra rapide nous renseigne sur la déformation initiale de cette structure. L'image Fig. 2.7 confirme que l'érosion est importante lors de la phase d'initiation et qu'un décollement de couche limite et une cellule de recirculation se forment juste derrière le sommet du cône. La cellule de recirculation est particulièrement violente puisqu'elle est capable de déplacer des grains dans la face abritée du cône! C'est certainement la phase la plus violente de tout le processus de formation. La force de cette cellule de recirculation peut sembler impressionnante par rapport à ce qu'on attendrait dans l'air pour le même mouvement. Ceci tient principalement au faible poids des grains dans l'eau par rapport à leur poids dans l'air, d'une part, et également à la forte interaction écoulement/structure.

En guise de premier constat, nous pouvons dire que dans l'eau le transport des grains est effectivement bien plus facile que dans l'air. Ainsi, même un écoulement d'eau de quelques centimètres par seconde suffit pour provoquer une érosion conséquente. En particulier, une étude sommaire du mouvement des grains dans l'eau (voir *Annexe A* pour plus de détails) montre que le fait d'utiliser un déplacement instationnaire d'une plaque permet d'atteindre très facilement le seuil de mise en mouvement des billes de verre. C'est un des avantages de cette expérience par rapport à une étude en courant continu. A chaque phase d'accélération, les grains sont entraînés par le fluide qui, dans le référentiel de la plaque, est un écoulement accéléré. Le taux de cisaillement au niveau de la plaque augmente avec le temps durant cette phase [82] : les grains sont accélérés par l'écoulement. Ensuite lors de la phase de déplacement à vitesse stationnaire, le taux de cisaillement diminue, et les grains sont alors freinés par l'écoulement pour finalement s'arrêter. Autrement dit, c'est lors de la phase d'accélération que les grains se déplacent le plus. Ainsi, la durée d'entraînement des grains est suffisamment faible pour que ceux-ci ne se déplacent que sur des courtes

4. En effet, l'angle d'avalanche étant de l'ordre de  $24^\circ$  pour des billes de verre quasi sphériques, le rapport d'aspect vertical est de l'ordre de 0.25



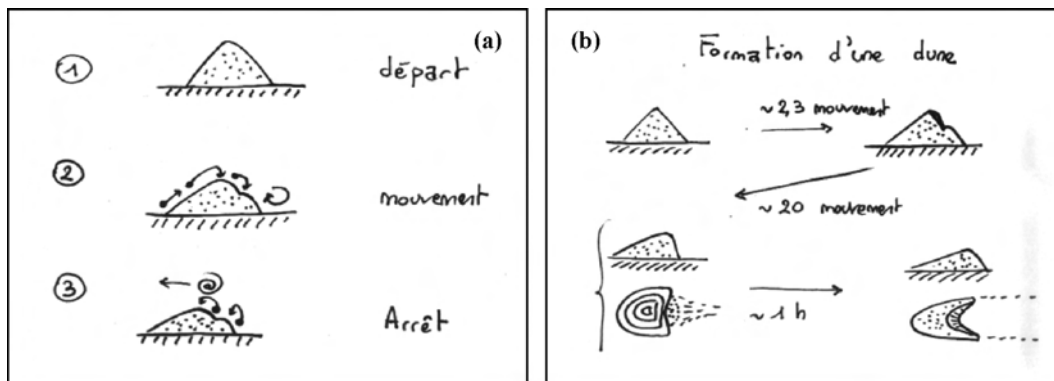


FIG. 2.8 – (a) Déplacement des grains. (1) Lors de la phase rapide, les grains se déplacent dans le sens de l'écoulement. (2) L'arrêt rapide du chariot les empêche de parcourir une trop longue distance. (3) Lors de la phase d'arrêt, un contre écoulement se forme et peut, s'il est trop fort, ramener des grains en amont, ce qui émousse la démarcation de la face d'avalanche. (b) Différentes étapes de formation d'un tas. Le tas initialement conique se déstabilise légèrement sur sa face avale, premier signe de la formation d'une face d'avalanche. Après plusieurs aller-retours, cette démarcation est devenue une véritable face d'avalanche tandis que les cornes se sont développées.

distances (tout au plus quelques centimètres, s'il n'y a pas d'obstacle). Ce dernier point est important puisque nous nous attendons en effet à ne pas pouvoir obtenir de structure sédimentaire si la longueur de vol des grains est trop importante. L'astuce ici repose sur l'utilisation d'un mouvement par courte impulsion qui permet de déplacer les grains facilement sans leur communiquer une trop grande énergie, c'est à dire sans provoquer leur mise en suspension. Cette dernière situation rimerait en effet avec la destruction de la structure dunaire. Cette explication "naïve", en terme de mouvement frustré des grains, fait écho à l'idée que dans l'air aucune face d'avalanche ne peut se former pour des tailles de dunes inférieures à la longueur de saltation moyenne des grains, empêchant de ce fait la création de barchane pour des amas de sable trop petit, ou des trajectoires de grains trop longues. Finalement, et c'est là un constat crucial : une des étapes de formation est l'apparition d'une démarcation qui donnera naissance à une face d'avalanche. Non seulement les formes ont l'allure d'un croissant, mais de plus elles développent une face d'avalanche, et celle ci est au coeur même du mécanisme de formation lors des premiers instants.

### 2.2.3 Adaptation à l'écoulement et propagation

L'interaction écoulement/structure conduit ainsi naturellement à changer la forme du tas conique, sans pour autant être détruit. De plus, au lieu d'être continuellement érodé par l'écoulement et de finalement disparaître le cône survit "très longtemps" à l'érosion. L'adaptation de la forme à l'écoulement en est la principale raison. Ainsi, après une dizaine d'aller-retours dans l'expérience "aquarium", le cône initial suivi par la caméra rapide (cf Fig. 2.6) s'est adapté et l'interaction écoulement-structure est bien moins prononcé : la force de la bulle de recirculation a considérablement diminué (voir Fig. 2.7).

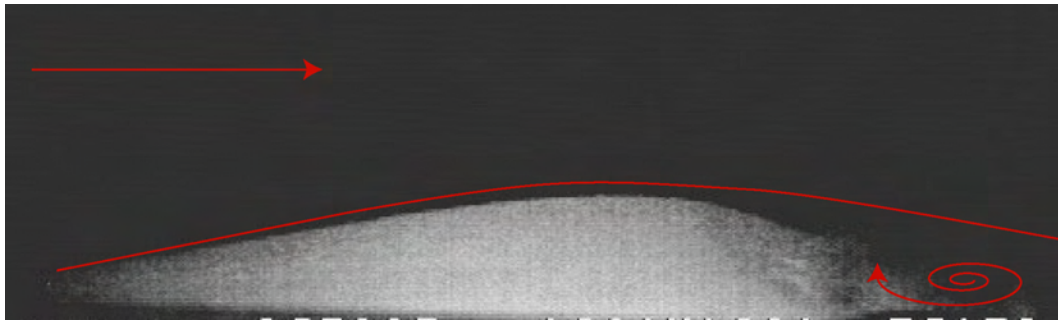


FIG. 2.9 – *Transport de grain sur une dune aquatique en formation. En partant d'un cône de billes de verre et après une vingtaine d'aller-retours, la forme de la dune est bien mieux adaptée à l'écoulement. En particulier, la bulle de recirculation a un effet bien moins important que pour le cas d'une forme conique. L'image est prise 240 ms après le départ du mouvement, c'est à dire dans la zone de vitesse stationnaire de la plaque..*

Par la suite la dune développe des cornes et se propage dans le sens du vent apparent en ne se déformant que lentement, à cause d'une légère perte de sable par la pointe des cornes. Cette évolution est parfaitement reproductible comme le montre la Fig. 2.10, qui présente l'évolution du contour de deux dunes sous-marines de même masse et préparées dans les mêmes conditions.

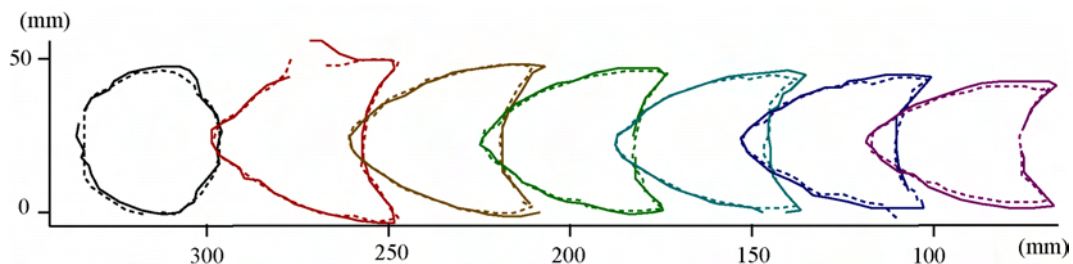


FIG. 2.10 – *Régime transitoire : formation d'une barchane. A partir d'un cône, une forme en croissant apparaît après seulement quelques dizaines d'aller-retours, puis se propage. Sa forme continue à évoluer, d'une part pour atteindre la forme d'une barchane et d'autre part à cause d'une légère perte de sable par les cornes. Chaque contour est déterminé tous les 20 aller-retours du chariot, dans l'expérience "aquarium". Les courbes en pointillés et les courbes pleines représentent les contours de deux dunes créées dans les mêmes conditions, ce qui montre la reproductibilité manifeste des morphologies. Cependant, les contours se déplaçant à des vitesses légèrement différentes, il a été nécessaire de les recentrer.*

Ce qui est particulièrement enthousiasmant c'est la longévité des structures formées lors des expériences "aquarium" et "prototype"! En effet, la "barchane" de la Fig. 2.11 se déplace sur toute la longueur de la plaque, soit plus d'une dizaine de fois sa taille et ne disparaît pas sauf, évidemment, lorsqu'elle quitte la plaque. La structure que nous venons de voir se former, n'est pas une barchane éphémère, comme celles obtenues dans les expériences de soufflerie [59, 60] mais est bien une petite dune barchane propagative. Lors de sa propagation, sa morphologie ne semble pas évoluer, ce qui rappelle les observations de terrains de barchanes éoliennes se déplaçant sans changer de forme (voir chapitre 1). Ceci incite à imaginer un lien réel entre la formation des structures barchaniques sous l'eau et dans l'air.

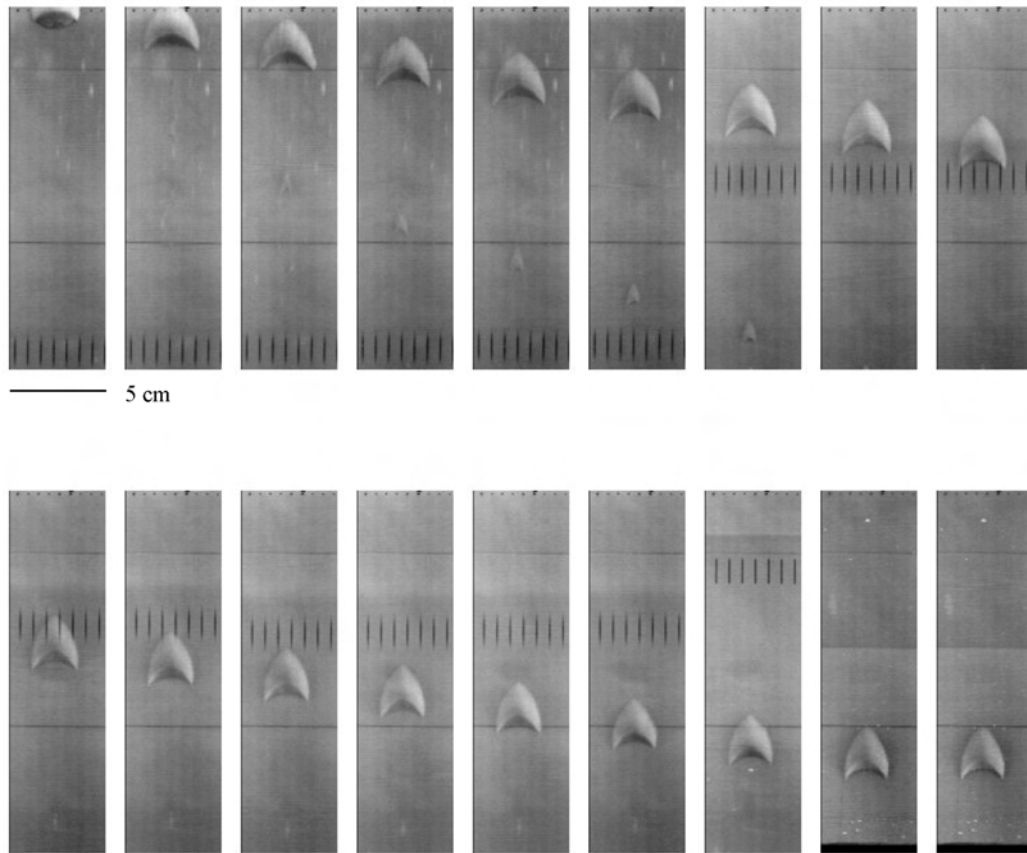


FIG. 2.11 – Evolution d'un cône de bille de verre de 6.5 g, soumis au mouvement standard dans l'expérience "aquarium". La durée entre deux images est de 10 aller-retours du chariot. Cette barchane se propage de manière quasi stationnaire tout du long de la plaque, les légères fluctuations de formes étant imputables à la perte légère de sable par la pointe des cornes. Pour fixer les idées, la distance entre deux traits est de 1 cm, ce qui donne une barchane d'environ 4 cm de large. Sa vitesse est de l'ordre de quelques millimètres par minutes.

## 2.3 Barchanes aquatiques et barchanes éoliennes

### 2.3.1 Comparaison qualitative

Il est maintenant tentant de comparer directement ces formes aquatiques avec leurs soeurs éoliennes. Comme nous pouvons le constater sur les images Fig. 2.12, Fig. 2.13 et Fig. 2.14, la ressemblance avec les dunes barchanes éoliennes est frappante. Dans la vue de côté (voir Fig. 2.12) la présence d'une face d'avalanche<sup>5</sup> dans la région abritée, d'une face exposée au vent relativement plate et d'un rapport d'aspect vertical faible, ne fait que conforter l'idée que les barchanes aquatiques sont morphologiquement identiques aux barchanes éoliennes.

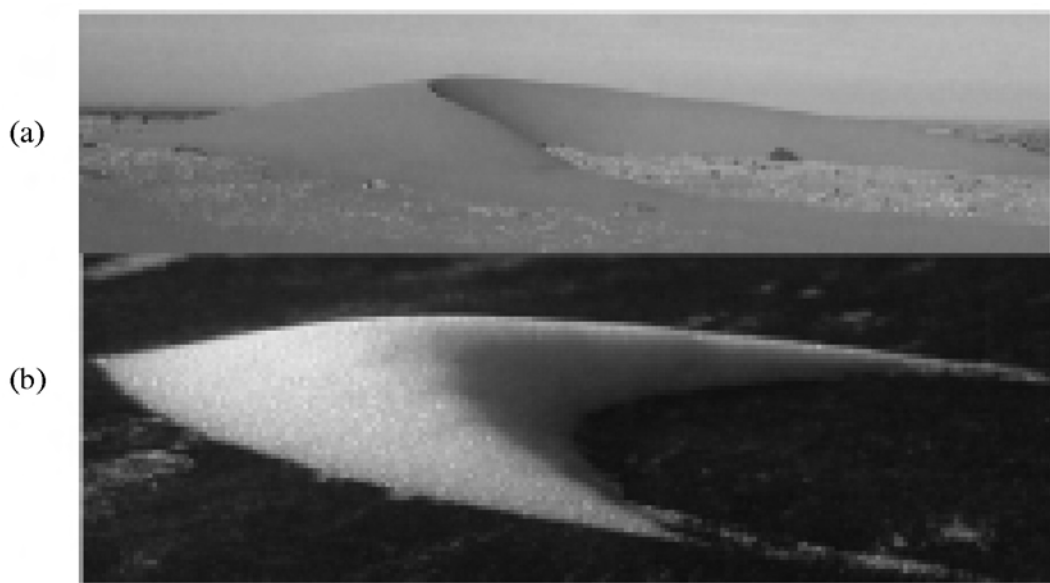


FIG. 2.12 – *Comparaison qualitative. (a) Vue de 3/4 d'une dune barchane éolienne et (b) d'une barchane aquatique formée avec l'expérience "aquarium" à partir d'un cône de billes de verre. Pour la barchane éolienne :  $h \simeq 5$  m, alors que  $h \simeq 0.5$  cm pour la barchane aquatique.*

La vue de dessus, quant à elle, présente la structure en croissant caractéristique avec notamment l'existence de deux cornes et d'un axe de symétrie parallèle à la direction du vent et passant par le sommet de la barchane. Il est également possible d'apercevoir deux légères traînées de sable quittant les cornes de la barchane aquatique, tout comme pour les barchanes éoliennes (voir figure Fig. 1.15). Comme nous l'avons vu à l'instant, l'existence d'une bulle de recirculation se retrouve dans les deux situations, celle-ci se développant à partir de la face d'avalanche et nettoyant la partie inter-cornes de la dune dès les premiers instants de la formation.

Enfin, l'image Fig. 2.14 présente une comparaison entre une portion de champ de dunes éolien (voir chapitre 5 et 6) et un "champ de dunes aquatique". Ce dernier est obtenu à partir de l'évolution naturelle d'un lit de sable homogène. L'expérience "aquarium" est donc capable de former des dunes, soit à partir de formes solitaires comme des cônes de sable,

5. celle-ci est moins prononcée que dans le cas éolien pour deux raisons : (a) l'angle de repos d'un tas de billes de verre rondes est de l'ordre de  $24^\circ$  ce qui est de dix degrés plus petit que celui du sable désertique; (b) lors de la phase d'arrêt un contre-écoulement se développe et vient adoucir la crête de la petite barchane.

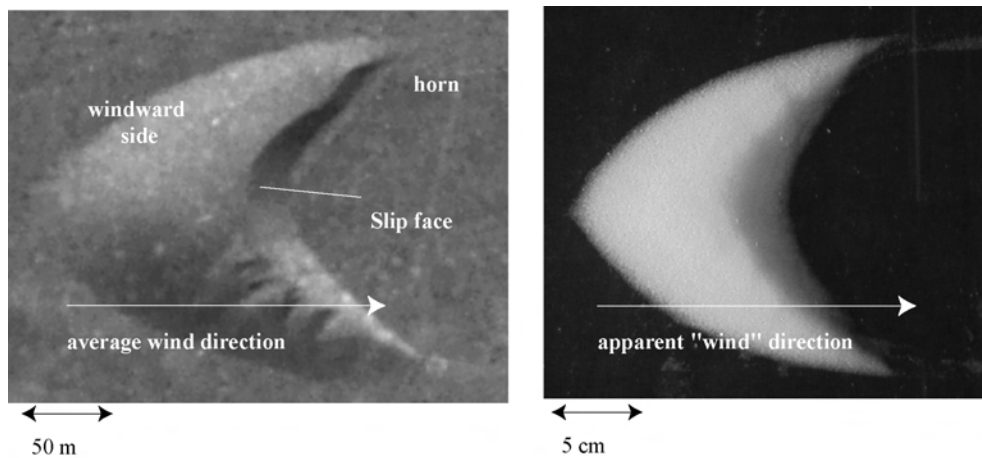


FIG. 2.13 – Comparaison dunes éolienne et aquatique. On retrouve dans les deux cas les mêmes propriétés morphologiques : deux cornes, un dos plat et une face d’avalanche. De plus, les dunes sont mobiles dans les deux cas. Résultat obtenu avec l’expérience “aquarium”, à partir d’un cône de sable de quelques centimètres de diamètres.

soit à partir d’une grande quantité de sable répartie sur tout le plan. Ce dernier point avait été obtenu par Mantz [63] en écoulement continu, sans qu’il ne fasse pour autant le rapprochement entre les dunes éoliennes et les dunes sous marines. Même si l’on ignore le mécanisme de formation des barchanes à partir d’un fond plat, il est remarquable que les proportions morphologiques semblent dans tous les cas être dans le rapport  $w \simeq l$ , aussi bien pour les dunes faites à partir de cônes que pour les dunes apparaissant spontanément d’un lit de sable plat. En terme d’échelle, les tailles diffèrent d’un facteur 1000 environ. Les temps de formation de ces objets sont également très différents, Une barchane éolienne se déplaçant typiquement de  $10 \text{ m/an}$  et les barchanes aquatiques se propageant à des vitesses de l’ordre de  $2.5 \text{ mm/min} \sim 750 \text{ m/an}$ .

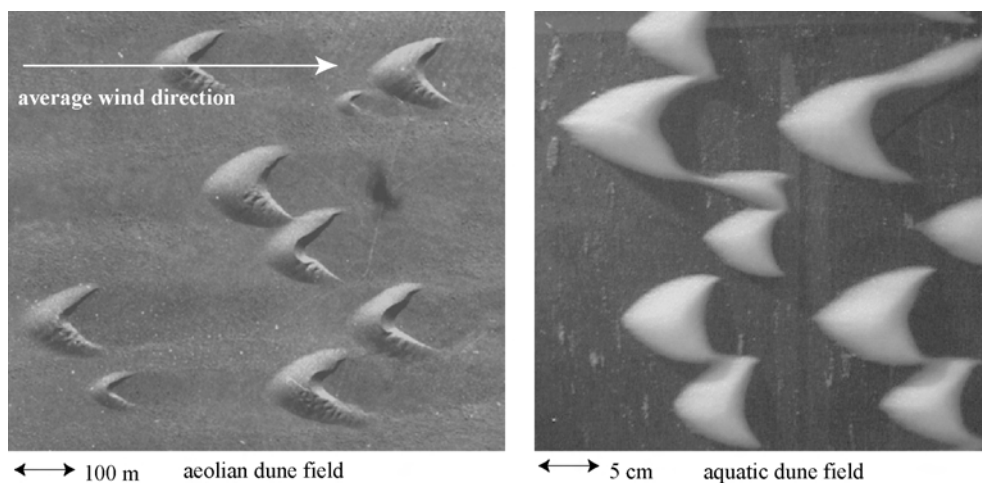


FIG. 2.14 – Champs de dunes éolien et aquatique. En partant d’un lit de sable homogène, plusieurs barchanes apparaissent et se développent tout en se déplaçant. Cette configuration rappelle le cas des champs de barchanes éoliens. Résultat obtenu avec l’expérience “aquarium”.

### 2.3.2 Les formes quasi-stationnaires

Evidemment, cette comparaison qualitative n'est pas suffisante pour valider le lien entre les barchanes aquatiques et les barchanes éoliennes. En revanche, la comparaison de la longueur,  $l$ , de la largeur,  $w$ , et de la hauteur,  $h$ , est possible. Une comparaison directe est inutile compte tenu de la séparation des échelles entre les deux situations. L'utilisation d'une remise à l'échelle en utilisant la longueur caractéristique inertielle d'un grain dans un écoulement turbulent,  $l_{drag}$ , définie par :

$$l_{drag} = \frac{\rho_g}{\rho_f} d \quad (2.1)$$

permet cependant de comparer directement les cas éolien et aquatique (voir Fig. 2.15). Dans le cas de l'eau, avec des grains de  $150 \mu m$  et de densité  $2500 kg.m^{-3}$ , cette longueur caractéristique vaut  $l_{drag} = 0.375 mm$  tandis que dans l'air cette même longueur vaut pour des grains de  $250 \mu m$  en moyenne,  $l_{drag} = 65 cm$ . Les données expérimentales ont été obtenues à partir de l'expérience prototype. Plus précisément, ces mesures concernent uniquement des dunes aquatiques dans leurs phases d'évolution lente, c'est à dire lorsque la largeur et la hauteur, après un court transitoire, deviennent des fonctions lentement décroissantes du temps. Les mesures sont effectuées en relevant la forme d'une barchane

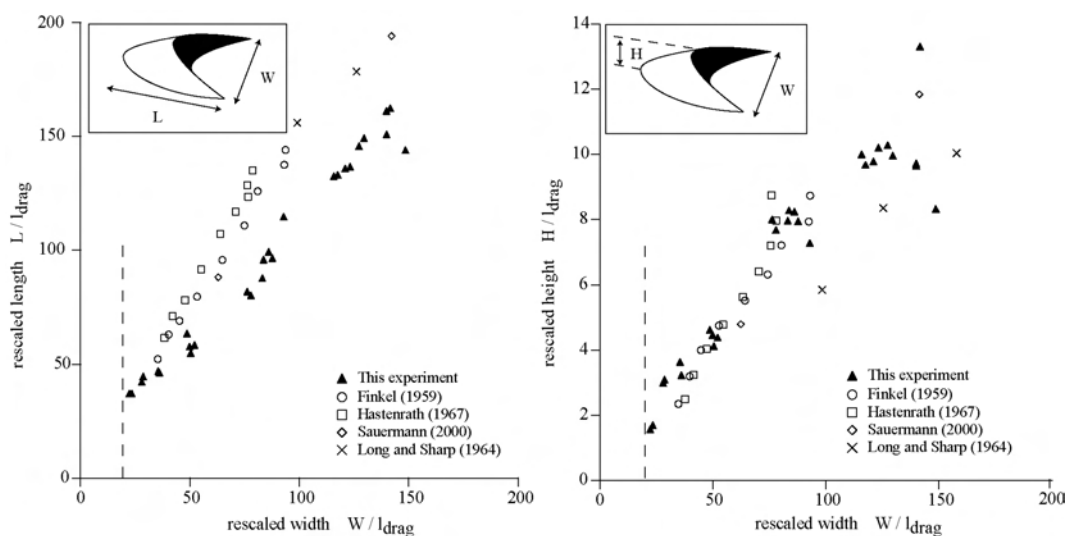


FIG. 2.15 – Longueur et largeur des barchanes éoliennes et aquatiques. Une fois redimensionnées par la taille caractéristique du problème,  $l_{drag}$ , les morphologies des barchanes éoliennes et aquatiques sont équivalentes. En particulier on constate que  $w \sim l$  et  $h \sim 0.1w$ .

en train d'évoluer sur une dizaine d'allers-retours et en déterminant sa forme moyenne afin d'éliminer les instabilités secondaires (mouvements des cornes par exemple) et les défauts du mouvement dans l'expérience "prototype". L'observation de la Fig. 2.15 montre la ressemblance morphologique indéniable entre les barchanes sous-marines et les barchanes éoliennes. Les dimensions caractéristiques,  $h$ ,  $l$ , et  $w$  sont reliées de manière affine et la remise à l'échelle en utilisant  $l_{drag}$  est particulièrement convaincante.

Autre résultat remarquable, aucune petite barchane n'a été observée en dessous d'une taille critique de l'ordre de  $l_m \sim 20 l_{drag}$ , comme pour le cas éolien. Notons cependant, que  $20 l_{drag} \sim 7 mm$  et qu'à cette échelle il devient difficile de savoir s'il s'agit ou non d'une

barchane, compte tenu de la faible hauteur de la face d'avalanche (quelques diamètres de grains seulement!).

L'excellente comparaison entre les cas éolien et aquatique indique donc que la longueur d'inertie est effectivement "la" distance physique qui gouverne la physique des dunes, que celles-ci soient sous-marines ou éoliennes. Cette expérience donne ainsi une méthode efficace et simple pour reproduire ces objets dans des conditions contrôlées. Le fait d'avoir des conditions contrôlées implique en particulier que la forme des barchanes aquatiques est toujours parfaitement symétrique, comme on peut l'attendre d'un point de vue théorique et contrairement aux observations de terrain. De plus, les échelles de taille mises en jeu sont centimétriques, ce qui d'un point de vue pratique rend l'observation expérimentale beaucoup plus aisée que l'étude in situ. De même, en utilisant le mouvement "standard" de l'expérience "aquarium", les mêmes morphologies barchaniques apparaissent. Cette dernière remarque montre à quel point ce principe expérimental est robuste.

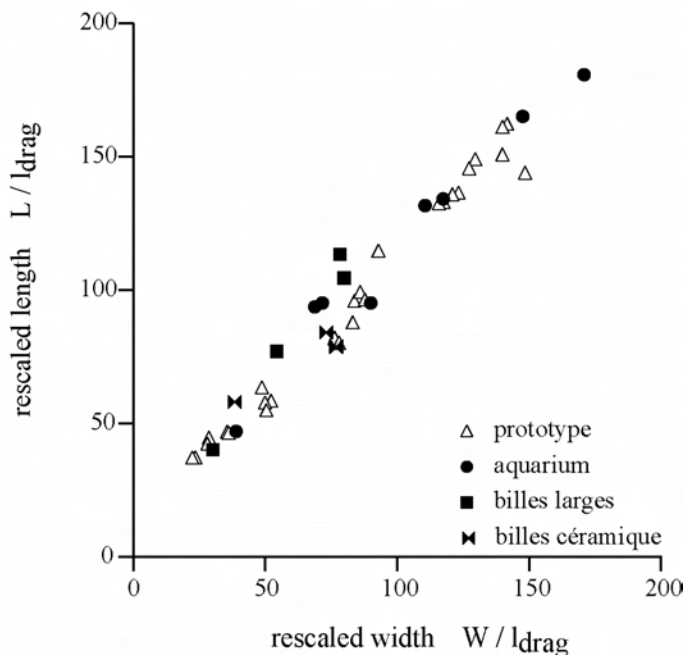


FIG. 2.16 – Longueur et largeur des barchanes éoliennes et aquatiques. Une fois redimensionnées par la taille caractéristique du problème,  $l_{drag}$ , les rapports d'aspect des barchanes sous marines sont équivalents pour les expériences "aquarium" et "prototype". La remise à l'échelle semble également fonctionner avec d'autres billes de verres. billes larges:  $d = 250 - 400 \mu m$ ,  $\rho = 2500 kg.m^{-3}$ . billes de céramiques:  $d = 75 - 120 \mu m$ ,  $\rho = 3700 kg.m^{-3}$ .

Pour conclure sur la loi d'échelle proposée, il convient également de vérifier qu'en changeant la taille des grains, il est encore possible d'obtenir des structures barchaniques. Nous avons fait ce test rapidement dans l'expérience "aquarium". Le graphique Fig. 2.3.2, présente ainsi les morphologies dans le plan  $(w,l)$  obtenues pour trois types de billes différentes: des billes de verre standard ( $106 - 212 \mu m$ ), des billes de verre plus grandes ( $250 - 400 \mu m$ ) et enfin des billes de céramique plus petites ( $75 - 120 \mu m$ ) et de densité 3.7. Les longueurs de saturation de ces grains sont alors respectivement de  $0.375 mm$ ,  $0.812 mm$  et  $0.376 mm$ . Tous les points expérimentaux se superposent sur une droite moyenne où  $w \sim l$  et, dans tous les cas, des formes barchaniques sont obtenues. La comparaison des formes moyennes obtenues pour les expériences "aquarium" et "prototype" montre également que les deux expériences ont des résultats comparables. Ceci tend donc à valider la loi de remise à l'échelle proposée, et ce bien qu'une étude plus approfondie soit nécessaire pour vérifier cette loi d'échelle avec le diamètre des billes de verre précisément. Cette dernière étude fait alors nécessairement intervenir la rugosité de la plaque qui, selon

la taille des grains a une influence plus ou moins importante. Nous avons alors préféré en rester à la présente vérification pour pouvoir avoir le temps d'explorer la dynamique de ces structures.

Il peut paraître surprenant que cette loi de remise à l'échelle ne dépende pas des caractéristiques de l'écoulement et en particulier soit indépendante du nombre de Reynolds. En réalité, une analyse théorique plus fine montre que la longueur de saturation du flux (et donc  $l_{drag}$ , puisque  $l_s$  lui est proportionnelle) en écoulement stationnaire turbulent, est fonction de  $u_*$  et donc de  $Re_p$  [57, 58, 83]. Cependant, cette dépendance ne se fait ressentir de manière significative qu'au niveau du seuil de mise en mouvement des grains et  $l_{sat}$  devient quasi-constant pour des vitesses  $u_*$  grande devant la vitesse seuil de mise en mouvement [32]. Ceci revient à dire que la remise à l'échelle doit être correcte tant que l'écoulement relatif, simulé par le mouvement de la plaque, entraîne facilement les grains à des vitesses importantes par rapport au seuil de mise en mouvement, ce qui est le cas dans nos expériences. En effet, la phase d'accélération, permet de se placer assez vite dans des conditions où les grains se déplacent (voir Annexe A). Enfin, il faut également préciser que les mesures présentées ici, sont des mesures moyennées dans le temps, ce qui efface les évolutions fines des morphologies des barchanes.

### 2.3.3 Écoulement autour d'une barchane sous-marine

L'écoulement turbulent autour d'une barchane éolienne possède deux propriétés essentielles : il accélère sur le dos de la barchane, ce qui accroît le transport des grains par rapport au sol et une cellule de recirculation nettoie la zone abritée de la barchane éolienne. Ces deux éléments doivent se retrouver dans nos expériences sous l'eau. Cependant mesurer l'écoulement tridimensionnel autour d'une barchane n'est pas aisé et constitue une thématique de thèse en soi [85]. Dans le cas d'un écoulement continu, cette étude a été conduite par Allen avec une élégance remarquable [62]. Les images de la Fig. 2.3.3 présentent ainsi sa "mesure" de l'écoulement autour d'une barchane sous-marine modèle réalisée dans une pâte cohésive et piquée de trous à sa surface. L'écoulement de l'eau érode la surface très légèrement (à cause de la cohésion) et forme des traînées derrière les trous, indiquant la direction de l'écoulement moyen. Dans notre situation instationnaire, nous

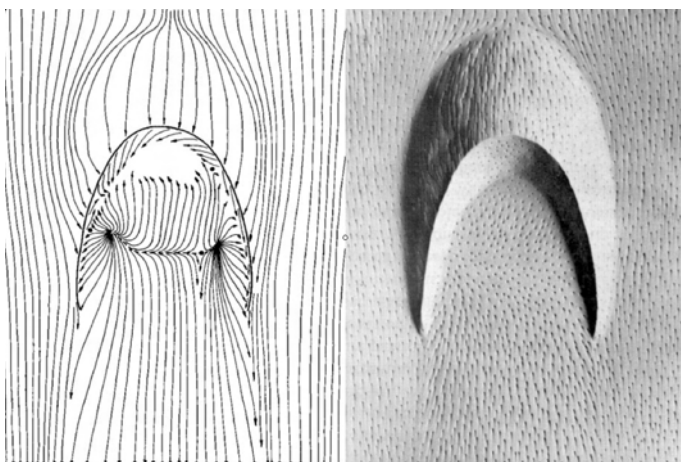


FIG. 2.17 – *Écoulement stationnaire autour d'une barchane modèle. A partir de l'érosion provoquée par des petits défauts dans la surface de la barchane modèle, Allen a retranscrit l'écoulement moyen stationnaire. On y retrouve une zone de recirculation, ainsi qu'une déviation latérale au niveau du contact dune-sol. Les lignes de courant sur la dune restent cependant presque parallèle à l'écoulement loin de la dune. Extrait de [62].*

nous attendons également à obtenir ce type de structure pour l'écoulement en moyenne.



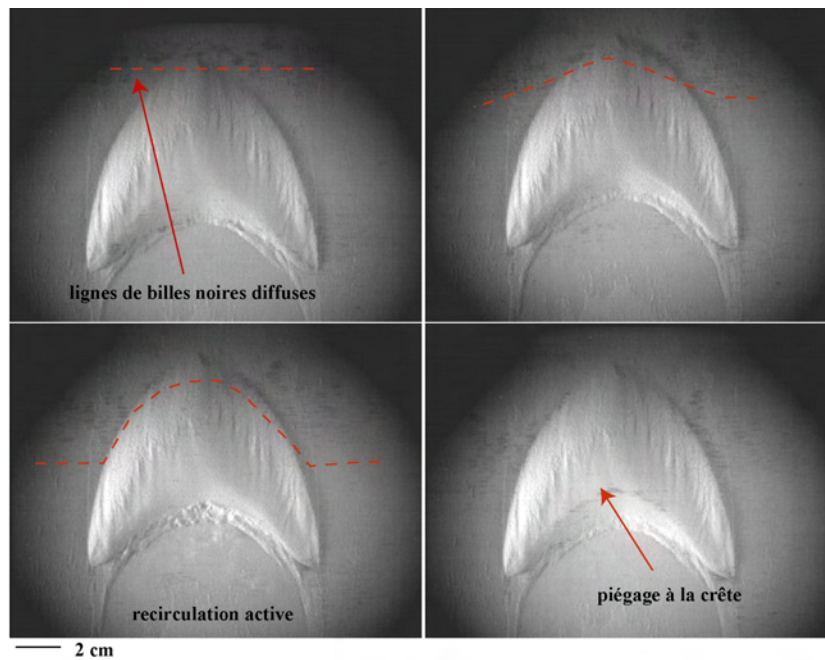


FIG. 2.18 – Quelques billes de verre noires de diamètre moyen  $150\mu\text{m}$  permettent d’observer la nature de l’écoulement lors de la phase aller du chariot. En particulier, nous retrouvons les propriétés classique de l’écoulement autour d’une barchane éolienne, le transport étant plus rapide sur le dos de la dune que sur le sol et les grains étant piégés au niveau de la crête.

En particulier, il est possible d’observer l’évolution d’une ligne ”diffuse” de billes noires sur une dune barchane avec une caméra rapide. Dans ce cas (voir Fig. 2.18) les billes de verre, initialement au niveau du sol, peuvent soit gravir la barchane de quelques millimètres de hauteur et se retrouver toutes piégées au niveau de la crête, soit rester piégées au sol et juste contourner la barchane sous-marine. De plus, le suivi des grains se déplaçant sur la dune montre que ceux ci se déplacent plus loin, confirmant l’existence d’une accélération de l’écoulement sur le dos de la dune. Enfin, certains grains sont déviés vers les cornes par la gravité. Ainsi, les écoulements possèdent les mêmes propriétés de bases, ce qui ajoute encore à la ressemblance entre les cas éolien et sous-marin.

### 2.3.4 Déplacement des barchanes aquatiques.

Reproduire la forme en croissant n’est pas suffisant pour assimiler le comportement des barchanes aquatiques avec celui des barchanes éoliennes. Il faut également s’assurer que les objets obtenus se déplacent comme les barchanes éoliennes. Dans les conditions expérimentales utilisées, l’évolution des barchanes, après leur phase de formation, est quasi-stationnaire. Evidemment, comme une barchane aquatique perd du sable par les cornes, tout comme les barchanes éoliennes, sa taille diminue petit à petit. Mais, cette évolution est relativement lente par rapport à la vitesse de déplacement de la barchane. Ce découplage des temps caractéristiques de déplacement et de changement de forme permet, en suivant une dune dans le temps, de mesurer sa vitesse (moyennée sur plusieurs périodes du mouvement de la plaque) et de la relier à sa hauteur qui sur la durée de la mesure reste constante.

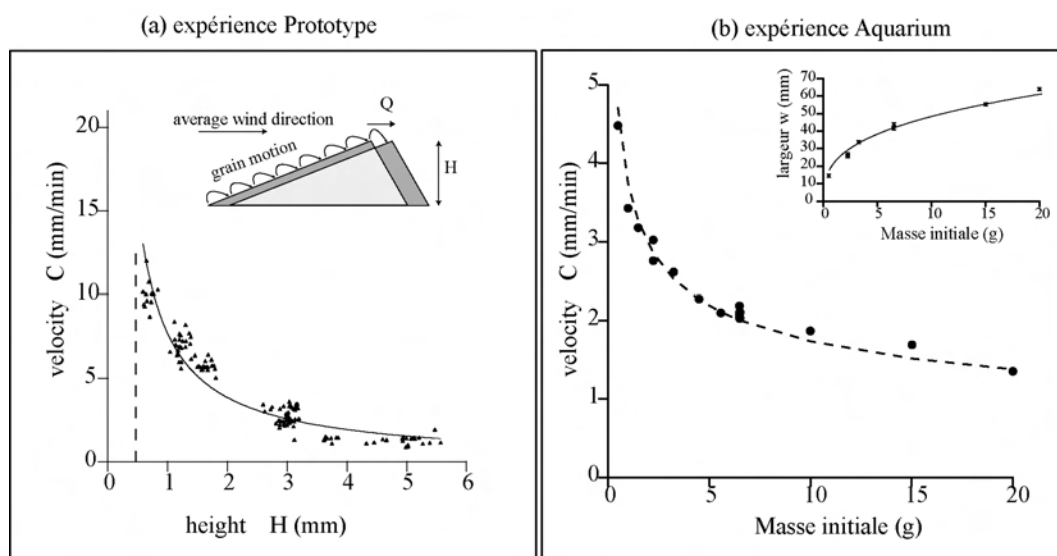


FIG. 2.19 – (a) Déplacement des barchanes aquatiques avec l'expérience "prototype". La courbe pleine représente une régression hyperbolique de la forme  $v = q_c/h$ , avec  $q_c \simeq 0.128 \text{ mm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ . (b) Déplacement des mini barchanes en fonction de leurs masses avec l'expérience "aquarium". La courbe en pointillé a pour équation  $c = \tilde{q}/m^{1/3}$  avec  $\tilde{q} \sim 3.8$ . L'encart représente le lien entre masse initiale et largeur des barchanes. Une régression de la forme  $w = 22.5 m^{1/3}$  fonctionne.

En particulier, une régression de la forme  $c(h) = q_c/h$  reproduit les données expérimentales correctement pour l'expérience "prototype" (voir (a), Fig. 2.19). Ainsi, en première approximation,  $q_c$  ne dépend pas de la taille de la barchane dans notre expérience, tout comme dans le cas éolien turbulent idéal. Nous trouvons  $q_c \simeq 0.128 \text{ mm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ , soit  $q_c \simeq 4 \text{ m}^2/\text{an} \ll 100 \text{ m}^2/\text{an}$ : le transport sédimentaire est bien plus faible dans notre expérience que dans le désert. La dynamique des dunes est plus rapide dans l'expérience car les barchanes sont très petites: dans les conditions désertiques ( $q_c \sim 100 \text{ m}^2/\text{an}$ ) les barchanes aquatiques se déplaceraient à des vitesses de l'ordre de  $1 \text{ km}/\text{jour}$ ! Pour de tels flux de sable, il est probable que tous les grains se déplacent en suspension et qu'aucune structure n'apparaisse.

L'encart (b) de la figure Fig. 2.19 présente les vitesses de barchanes créées avec l'expérience "aquarium" en fonction de leurs masses initiales. Les vitesses sont du même ordre de grandeur que dans le cas de l'expérience "prototype" mais toujours inférieures d'une manière générale, indiquant l'influence du mouvement du plateau sur la dynamique des barchanes d'une part, et d'autre part le fait que les durées des périodes du mouvement sont très différentes. Ce qui est intéressant dans cette représentation c'est le lien entre la vitesse de la dune et sa masse. Plus précisément une régression en puissance de la forme  $c(m) = \tilde{q}/m^{1/3}$  fonctionne bien. Ceci correspond au fait que les barchanes étant quasi-isomorphes (car elles sont "grandes" devant la taille minimale tout en restant centimétriques!), leur taille caractéristique varie comme la puissance tiers de leur masse. A partir de la relation entre  $w$  et  $m$  et compte tenu de  $w \sim 10h$ , le flux à la crête est de l'ordre de  $q_c \sim 0.15 \text{ mm}^2/\text{s}$ . Nous retrouvons ainsi le même ordre de grandeur que dans l'expérience Aquarium. Cette dernière expérience permet également d'estimer directement le flux de sable massique transporté sous forme de dune par l'écoulement. En effet, à une

dune de masse  $m$  qui se déplace à la vitesse  $c$ , correspond un flux en masse  $q_m$  donné par :

$$q_m = \frac{mc}{wl} \quad (2.2)$$

puisqu'il faut le temps  $l/c$  pour que tous les grains de la dune se soient déplacés. Avec  $w = 3 \text{ cm}$ ,  $l = 3 \text{ cm}$  et  $m = 5 \text{ g}$ , la vitesse est de  $2 \text{ mm/mn}$  et le flux massique est alors de l'ordre de  $q_m \simeq 0.011 \text{ g.mm}^{-1}.\text{mn}^{-1}$ .

Les mêmes mesures effectuées avec des billes différentes indiquent l'importance de la nature des grains sur le transport sédimentaire généré par le mouvement de la plaque. Ainsi, partant d'un cône fait avec des billes larges ( $250 - 400 \mu\text{m}$ ) et pour une masse initiale de l'ordre de  $6.5 \text{ g}$ , la vitesse finale est de  $3.9 \text{ mm/mn}$ , ce qui est bien plus rapide que pour une dune de même masse faite avec des grains standards. A l'inverse, une dune barchane de masse  $1.5 \text{ g}$  et donc de l'ordre de  $1 \text{ cm}$  de largeur, faite avec des billes de céramique, se déplace à la vitesse de  $1.2 \text{ mm/mn}$  ce qui se compare à la vitesse d'une dune (faite avec des billes standards) de  $20\text{g}$ , bien plus imposante.

Finalement, le flux de perte en fonction de la taille des dunes peut être estimé expérimentalement à l'aide d'un filet à sable. En effet, le sable recueilli dans ce filet pendant un temps donné, correspond à la quantité de matière qui a quitté la barchane par les cornes et qui est sortie de la plaque.

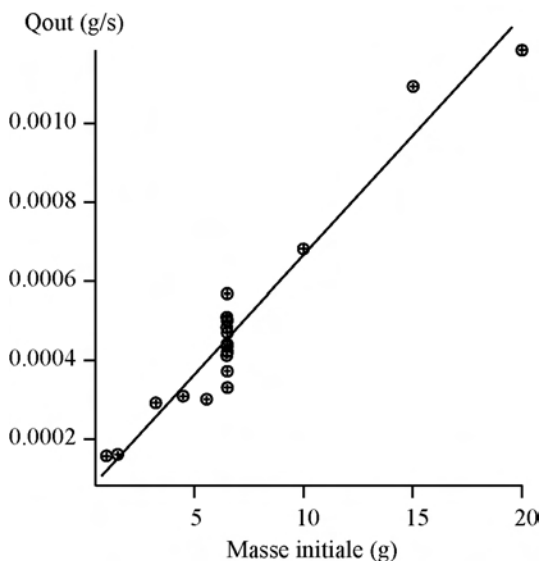


FIG. 2.20 – Mesure du flux de sortie en fonction de la masse initiale. Plus la barchane est large, plus sa perte par les cornes est importante.

Le flux de sortie varie dans une gamme assez large :  $Q_{out} \simeq 0.2 \text{ mg/s} - 1 \text{ mg/s}$ , ce qui en terme de nombre de grains donne des flux de sortie de l'ordre de  $Q_{out} \sim 40 - 200 \text{ grains/s}$  (voir Fig. 2.20). Plusieurs expériences réalisées avec la même masse de départ de  $6.5 \text{ g}$  indiquent que ces mesures de flux de sortie sont à prendre avec précaution : l'erreur moyenne étant de l'ordre de 50%. Cette erreur de mesure provient essentiellement de la difficulté expérimentale de récupérer toutes les billes de verre : les masses de sorties étant de l'ordre du gramme pour plusieurs dizaines d'aller-retours, les "oublis" de grains ont très vite des effets significatifs. Néanmoins, nous observons une tendance générale à l'augmentation, le flux de sortie étant multiplié d'un facteur 5 quand la masse initiale de la dune augmente d'un facteur 20, sa largeur augmentant également d'un facteur 5. Cette

observation est en accord avec l'idée généralement admise que les cornes d'une barchane éolienne augmentent avec la largeur. Des mesures plus précises seraient nécessaires pour comparer avec le cas éolien où le ratio de la largeur des cornes sur la largeur de la barchane semble être une fonction décroissante de la largeur (voir chapitre 6). Finalement, notons qu'une dune de  $6.5 \text{ g}$  qui se déplace avec une vitesse de l'ordre de  $2 \text{ cm/mn}$  perd environ  $0.5 \text{ mg/s}$  ce qui est petit vis à vis du flux de transport de l'ordre de  $6 \text{ mg/s}$ . L'hypothèse selon laquelle les dunes évoluent de manière quasi-stationnaire est donc bien vérifiée pour

les expériences de reproductions de barchanes.

*Finally, the two experiments that we have presented, allow to reproduce, on the morphological and dynamic plan and of the interaction flow/structure, the properties of eolian barchanes but at a reduced scale [84]. Beyond the parallel that we will try to pursue between the eolian and the aquatic case, the existence of solitary and propagative barchanic structures is remarkable in itself. It seems in fact from the previous experiments that starting from an initial condition more or less arbitrary, the final structures are necessarily these forms increasing if the quantity of sand is sufficiently small to allow the barchanes to separate from each other. We have thus shown with success that the forms that appear when the quantity of sand is small are indeed barchanes, rather than the classical 2d ridges that one would have expected. However, contrary to the eolian case, the barchanes under marine conditions are not fed with sand and taking into account the existence of an outgoing flow that we have quantified roughly, they contract during their propagation leading to a modification of their volume and thus of their size. Let us look then precisely (and not in average as previously) how the morphology changes during an evolution over the long term.*

## 2.4 Evolution à long terme

Le graphique précédent montre l'évolution des paramètres morphologiques, hauteur, largeur et longueur en fonction du temps (20 secondes correspondant à une aller-retour de la plaque) d'une dune de masse 10 g, obtenue avec le mouvement standard et l'expérience "aquarium". Deux domaines d'évolution apparaissent : un transitoire court où la largeur, la longueur et la hauteur varient rapidement et, ensuite, une variation lente de ces paramètres avec le temps. La première partie de l'évolution correspond à la déformation du cône initial : la hauteur diminue, la largeur augmente et la longueur augmente. Pendant ce transitoire la forme conique inadaptée à l'écoulement prend progressivement la forme en croissant caractéristique des barchanes, en développant une face d'avalanche. Ensuite, le rapport d'aspect  $h/l$  étant mieux adaptée à l'écoulement et les cornes déjà bien formées, le volume décroît lentement à cause de la perte de sable par les cornes.

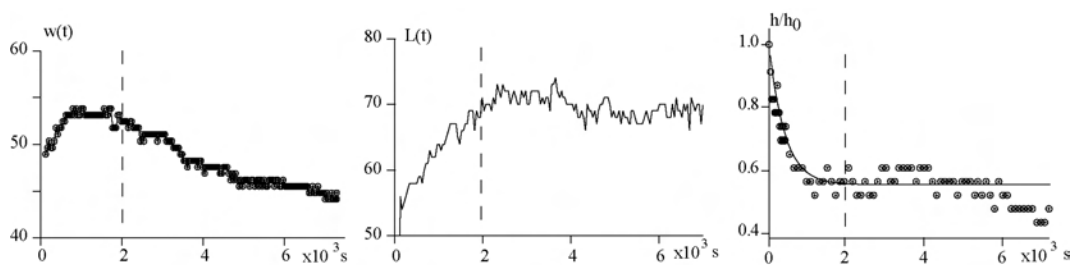


FIG. 2.21 – Evolution des principales grandeurs morphologiques au cours du temps. Après un transitoire qui pour le cas présent est de l'ordre de 2000 secondes soit 100 aller-retours, la hauteur, la largeur et la longueur ne varient plus de manière concertée. En particulier, l'évolution la plus lente est celle de la hauteur, puis celle de la longueur et enfin celle de la largeur. Le rapport d'aspect de la barchane change alors légèrement dans le temps pour passer de 1.0 à 1.2. Les lignes de pointillés séparent les domaines du transitoire et de l'évolution à long terme.

Cependant, l'évolution morphologique à long terme n'est pas homothétique! La hauteur et la longueur n'évoluent que lentement dans le temps, ce qui suggère que la forme dans le sens du vent évolue elle de manière isomorphe, tandis que la largeur décroît plus rapidement. Ces évolutions non concertées n'étaient pas visibles dans l'expérience "prototype" à cause de la petite longueur de la plaque d'une part, à cause du bruit expérimental dû au mouvement du chariot d'autre part. Cependant, en moyenne, nous retrouvons toujours la morphologie typique des barchanes éoliennes (voir Fig. 2.3.2). Les variations de largeur pour différentes tailles de barchanes, représentées sur le graphique Fig. 2.22, montrent que les dunes les plus petites décroissent plus vite que les dunes plus importantes. Cette variation du volume se répercute en particulier sur la largeur avec une décroissance de l'ordre de  $0.1 - 0.3 \text{ mm}/\text{mn}$ , ce qui revient à dire que la largeur varie d'une taille de grain à trois tailles de grains tous les 3 aller-retours. On retrouve donc le caractère quasi stationnaire invoqué précédemment pour effectuer les mesures de vitesses et de hauteur. L'effet de diminution de volume se faisant ressentir de manière plus forte sur les petites dunes que sur les grandes dunes. Ce dernier point montre que la taille des cornes est proportionnellement plus importante pour les petites dunes, comme pour le cas éolien (ce que nous avons commencé à observer précédemment).

L'évolution à long terme des barchanes aquatiques n'est donc pas une simple décroissance isomorphe. Au contraire, l'évolution des barchanes, dans des conditions où l'apport

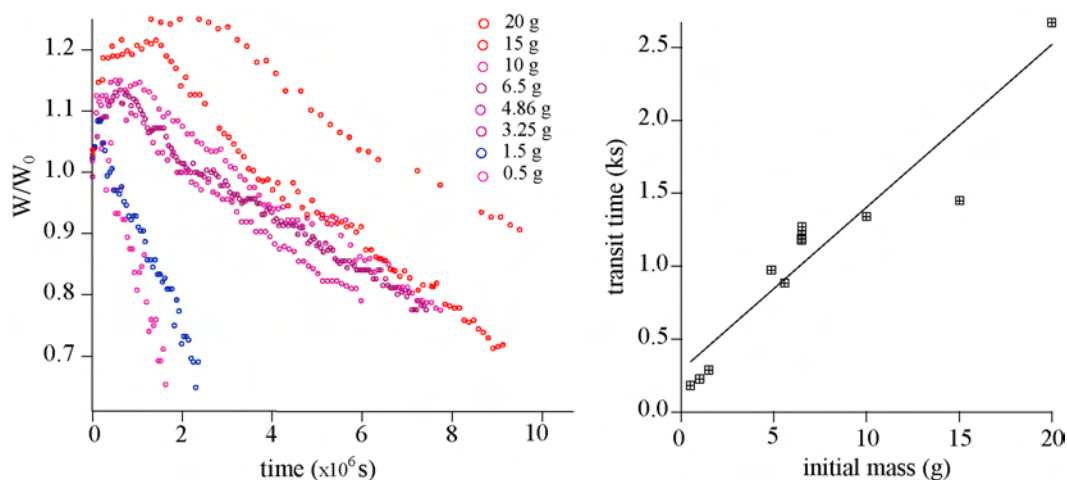


FIG. 2.22 – Evolution de la largeur. Initialement, le tas étant en train de s’étaler,  $w$  augmente avec le temps. La durée de ce transitoire peut être estimée en déterminant le temps mis pour atteindre le maximum en largeur. Il augmente évidemment avec la masse initiale. Ensuite, la dune en forme de barchane se déplace en perdant du sable au niveau des cornes : sa largeur diminue lentement avec le temps. Les vitesses de décroissance sont comprises entre 0.3 – 0.1 mm/mn.

de sable est nul, est telle que la hauteur et la longueur décroissent très lentement alors que la largeur, directement influencée par la perte de sable par les cornes, a une décroissance qui est visible dans l’expérience ”aquarium” avec des plaques longues. En partant d’un tas de billes de verre massif, rien ne garantit que la morphologie finisse par coïncider avec la forme que donne un cône de départ plus petit! Il n’existe pas une seule forme barchane modèle, dont toutes les formes découlent par un simple changement d’échelle, mais plusieurs formes dont le rapport d’aspect  $w/l$  est toujours du même ordre de grandeur (entre 1.0 et 1.2) mais dont les différences d’élongation sont reliées au temps de vie de la dune et à son état initial. Ce phénomène est particulièrement visible en regardant l’évolution des dunes dans l’espace des phases partiel  $(l,w)$  (voir Fig. 2.23) où il semble que les trajectoires ne se superposent pas à temps long! Autrement dit, les dunes aquatiques ont une forme qui dépend de leur histoire.

Les expériences donnent ainsi leur première prédiction de manière relativement inattendue. Evidemment, le fait que les évolutions ne se superposent pas précisément, n’enlève rien au fait que, en moyenne dans le temps, nous retrouvons des rapports d’aspect tout à fait compatibles avec les barchanes éoliennes pour des observations réalisées juste après le régime transitoire. Comme l’évolution à temps longs est due à la perte de sable non compensée par un flux entrant, nous pouvons dire que les barchanes sous marines ont une forme qui dépend des conditions de flux extérieur. En effet, il est légitime de supposer qu’un apport de sable aurait, au contraire, tendance à augmenter préférentiellement la longueur, le sable s’accumulant au pied de la dune. Ce constat suggère fortement, que la dispersion observée sur les mesures de terrain n’est pas nécessairement due aux fluctuations du vent : dans le désert il n’y a aucune raison *a priori* pour que les barchanes soient toute parfaitement alimentées en sable et donc que leurs formes soient toutes stationnaires et isomorphes. Nous savons désormais que le flux extérieur conditionne la morphologie des barchanes à temps long! C’est un résultat particulièrement fort et très important comme nous le verrons dans la seconde partie de cette thèse.

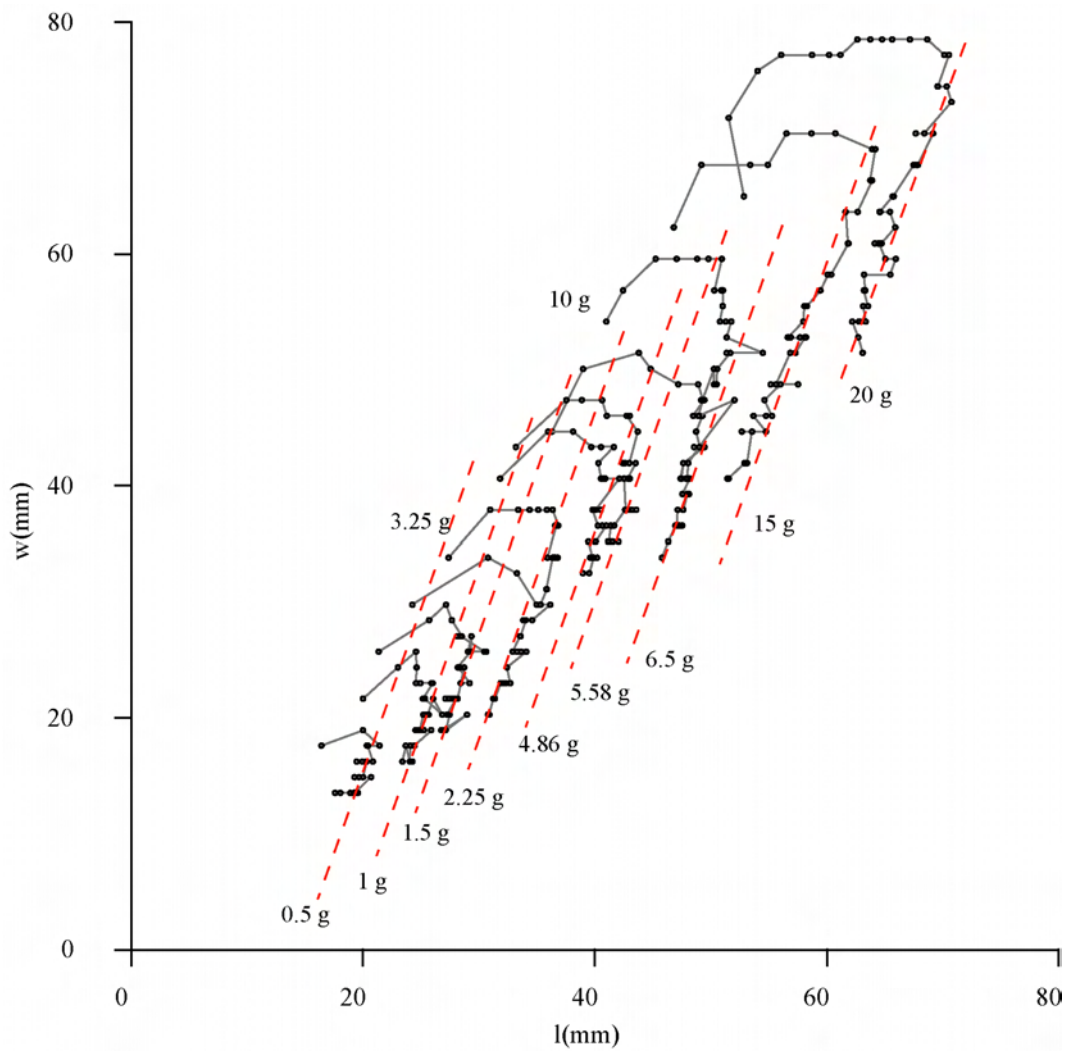


FIG. 2.23 – Morpho-dynamique à temps long. Chaque courbe décrit les trajectoires des barchanes dans l'espace des phases réduit  $(w,l)$ . Sur une trajectoire, il y a 20 périodes du mouvement entre deux points consécutifs. La phase d'étalement où la longueur et la largeur grandissent est visible initialement suivie par une décroissance de la largeur plus rapide que de la longueur. Les lignes en pointillés indiquent que le rapport d'aspect change avec le temps, puisque la longueur et la largeur ne sont pas proportionnelles. Dans tous les cas, les évolutions sont semblables mais ne semblent pas se superposer

## 2.5 Influence du mouvement et forme des dunes

Un autre intérêt de l'expérience "aquarium" est de pouvoir faire varier les conditions de "vent apparent" vues par une barchane. En particulier, nous disposons de deux paramètres de contrôle,  $\tau_\gamma$  et  $V_c$ , qui permettent de définir différents déplacements du chariot, comme le montre la Fig. A.2. Changer le mouvement du plateau a naturellement une influence sur le transport de grains (voir *Annexe A*) et donc le mouvement de la plaque doit aussi avoir une influence sur la forme et/ou la dynamique des structures barchanique sous marines.

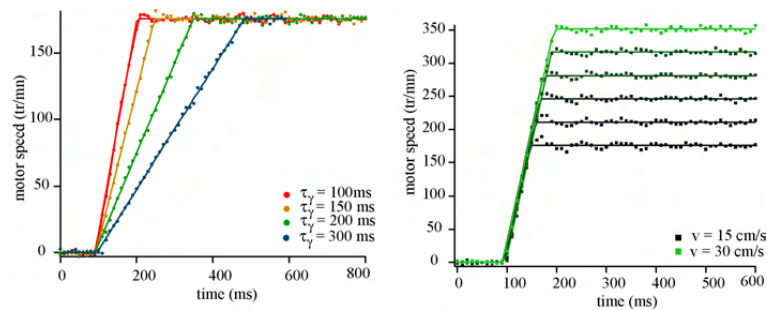


FIG. 2.24 – Différents mouvements possibles du chariot. Suivant les cas, on peut choisir de conserver l'accélération constante, ou la vitesse finale constante, ou encore simplement le temps pendant lequel le plateau accélère. Les lignes représentent la commande imposée au moteur, les points représentent le mouvement effectivement suivi par le plateau.

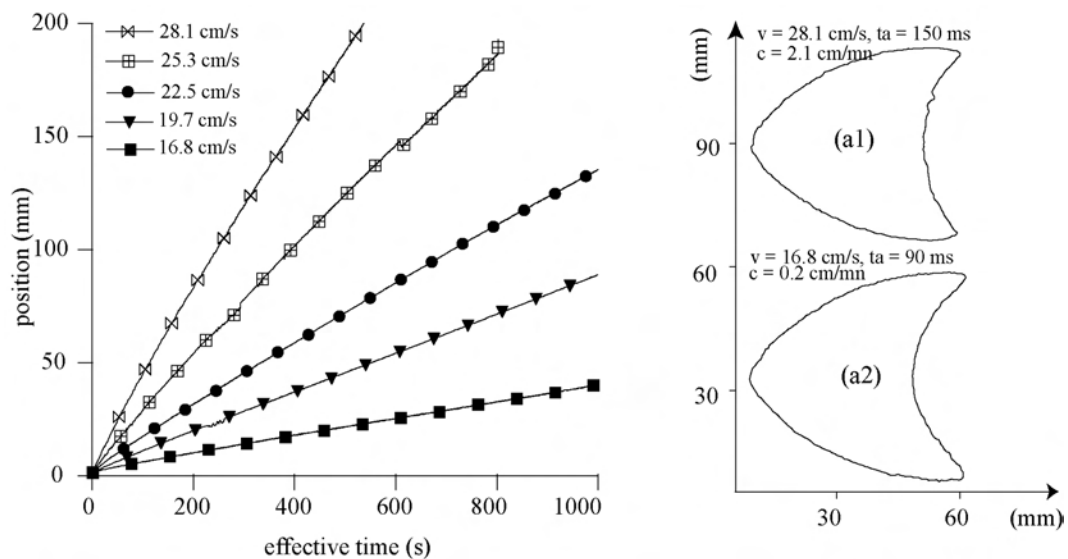


FIG. 2.25 – Influence de  $V_c$ . Les déplacements du barycentre des barchanes sont représentés en fonction du temps efficace, pour différents mouvement de chariots.  $V_c$  a une influence considérable sur la vitesse de propagation des barchanes. Cependant, il apparaît que la forme n'est pas trop affectée par ces différences de mouvement. (a1) et (a2) sont les contours des barchanes pour les deux vitesses extrêmes de la plaque, prises au même endroit.



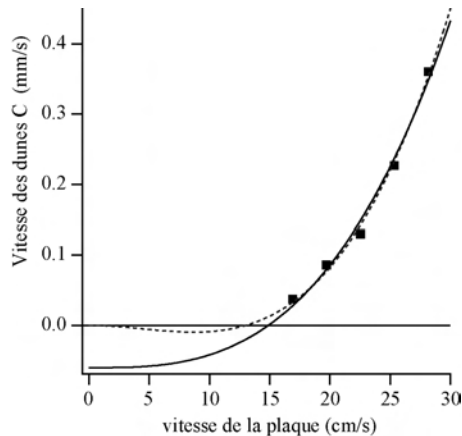


FIG. 2.26 – Vitesse des barchanes selon le mouvement de la plaque. La vitesse des barchanes augmentent plus vite que la vitesse du "vent". —  $c(V_c) \sim V_c^2(V_c - V_*)$ ; - - :  $c(V_c) \sim V_c^3$ .

phase aller dure 2 secondes pour 20 secondes de mouvement. Il y a donc un facteur 10 environ entre les vitesses efficaces et les vitesses construites sur le nombre d'aller-retour du chariot.

Naturellement, plus le chariot se déplace vite ( $\gamma$  étant constant) plus les dunes se déplacent rapidement. On retrouve donc l'idée simple que les barchanes vont plus vite par grand vent. Par exemple, un mouvement de chariot de  $16.8 \text{ cm/s}$  donne une vitesse de dune de l'ordre de  $0.2 \text{ cm/mn}$  alors qu'avec une vitesse de chariot à peine deux fois plus rapide,  $V_c = 28.1 \text{ cm/s}$ , la vitesse de la dune est bien plus importante :  $2 \text{ cm/mn}$  (ce qui correspond à la situation standard). Le déplacement des dunes dans cette expérience est donc très sensible à la "force" du vent. En particulier, il est possible de déterminer par une régression de la forme  $c(V_c) \sim V_c^2(V_c - V_*)$  la présence d'un seuil en vitesse et la compatibilité entre la vitesse des dunes et un flux saturé variant comme une puissance cubique de  $V_c$  par grand vent. Ces quelques mesures suggèrent un seuil de l'ordre de  $13 \text{ cm/s}$  ce qui est beaucoup plus grand que les seuils de mise en mouvement des grains (de l'ordre de quelques centimètres par seconde voir *Annexe A*). Cette différence peut s'expliquer par le manque de points expérimentaux près du seuil nécessaires pour pouvoir contraindre sa détermination.

Nous constatons de plus que même si les dunes sont plus ou moins rapides, elles conservent approximativement la même forme si nous les comparons après la même distance parcourue. En effet, les temps caractéristiques des barchanes étant différents puisque les flux de sable sont différents, une comparaison à un instant donné n'a pas de sens. Changer la vitesse n'influe donc pas sur la forme des barchanes aquatiques de manière significative<sup>6</sup> (voir Fig. 2.25). Cette ressemblance de forme implique en particulier que si le flux de sable saturé augmente, le flux de sortie augmente également, puisque dans tous les cas, après avoir parcouru la même distance, la taille des barchanes est identique. Le flux de sortie des dunes est donc également fonction de la vitesse finale de la plaque, ce

6. nous distinguons cependant une légère diminution du rapport  $w/l$  quand la vitesse de la plaque augmente.

Nous avons conduit plusieurs expériences à partir de la même masse de sable initiale ( $6.5 \text{ g}$ ) d'une part avec des accélérations constantes et des vitesses finales de plus en plus grandes et d'autre part avec une vitesse finale constante mais des accélérations variables. La première étude, représentée sur la Fig. 2.25 montre que dans tous les cas des barchanes apparaissent et que même si leurs dynamiques sont clairement différentes, leurs formes restent comparable. Cette fois les vitesses sont exprimées par rapport au temps efficace de chaque mouvement. Le temps efficace étant défini comme le temps de la phase aller du chariot. Pour retrouver les vitesses caractéristiques dont nous avons déjà parlé, il suffit de savoir que en ordre de grandeur, la

qui est parfaitement cohérent avec l'existence d'une saturation du flux sur la dune.

L'influence de l'accélération du plateau,  $\gamma$ , doit également jouer un rôle important dans la dynamique des barchanes, puisqu'elle contrôle pour une bonne partie le déplacement des billes de verre. Les résultats sont en réalité particulièrement surprenants, comme le montre la Fig. 2.27. Les dunes ne se déplacent plus à vitesse constante, mais accélèrent ou décélèrent. Dans le cas d'une accélération de la plaque brutale ( $\tau_\gamma = 75 \text{ ms}$ ,  $V_c = 28 \text{ cm/s}$ ), la vitesse de la barchane est de l'ordre de  $5 \text{ cm/mn}$  et celle-ci n'est plus du tout dans un régime quasi-stationnaire. Son volume diminue tellement que la dune a complètement disparu avant de quitter la plaque c'est à dire après avoir parcouru seulement une dizaine de fois sa taille. Le flux de sortie de la dune est alors beaucoup plus important que ce que nous avons déterminé dans le cas "quasi-stationnaire" du mouvement standard.

$$Q_{out} \simeq \frac{m_{ini}}{40 \text{ minutes}} \simeq 2.5 \text{ mg/s} \quad (2.3)$$

à comparer pour la même masse initiale avec le régime quasi stationnaire où  $Q_{out} \simeq 0.5 \text{ mg/s}$ . Ainsi, le ratio (flux de sortie/flux efficace) qui compare la perte de masse au flux servant à transporter la dune est une grandeur qui diminue fortement lorsque  $\gamma$  augmente. Ce dernier résultat n'est absolument pas trivial et il doit être très important pour améliorer la compréhension du transport sédimentaire dans les écoulements accélérés! La Fig. 2.29 présente l'évolution dans le temps de cette barchane particulière. Quand l'accélération diminue nous passons à la situation inverse où une dune décélère en se propageant, ce qui est pour le moins étrange. Le graphique Fig. 2.27 présente les différents déplacements des barchanes obtenues pour différentes accélérations du plateau. La forme des barchanes est cette fois-ci fortement affectée par les changements d'accélération, conformément à la variation du rapport entre flux de perte et flux de transport avec l'accélération du plateau. Bien entendu, nous retrouvons pour le mouvement standard l'évolution quasi stationnaire avec une vitesse de propagation constante et une faible variation de la masse de la barchane.

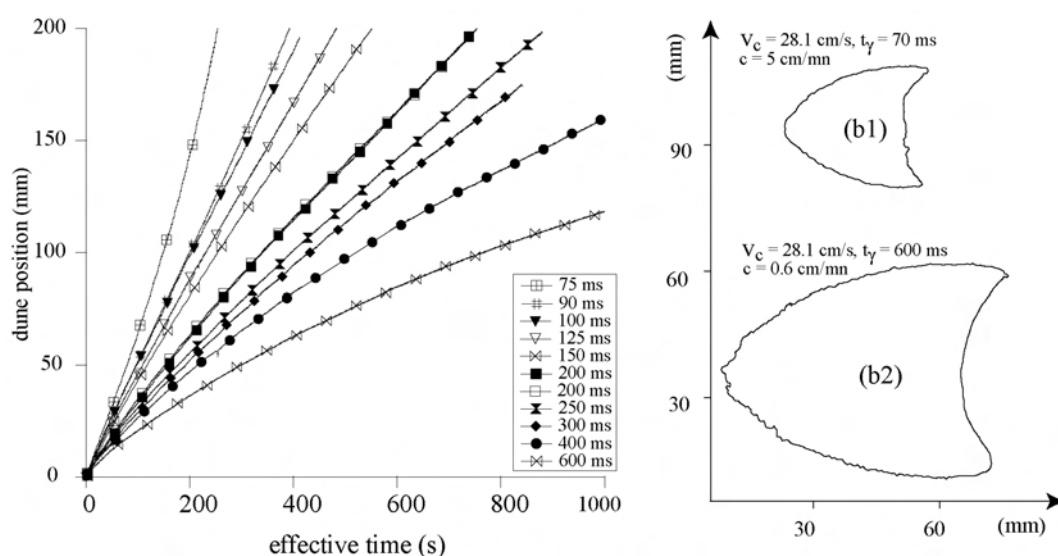


FIG. 2.27 – Influence de l'accélération du mouvement sur la forme et la dynamique des barchanes. Toutes les expériences sont conduites à partir d'une même masse de 6.5 g. Les changements de forme et de dynamique sont particulièrement visibles, montrant que c'est la phase instationnaire du mouvement du plateau qui engendre la plus grande variabilité dans le transport sédimentaire.

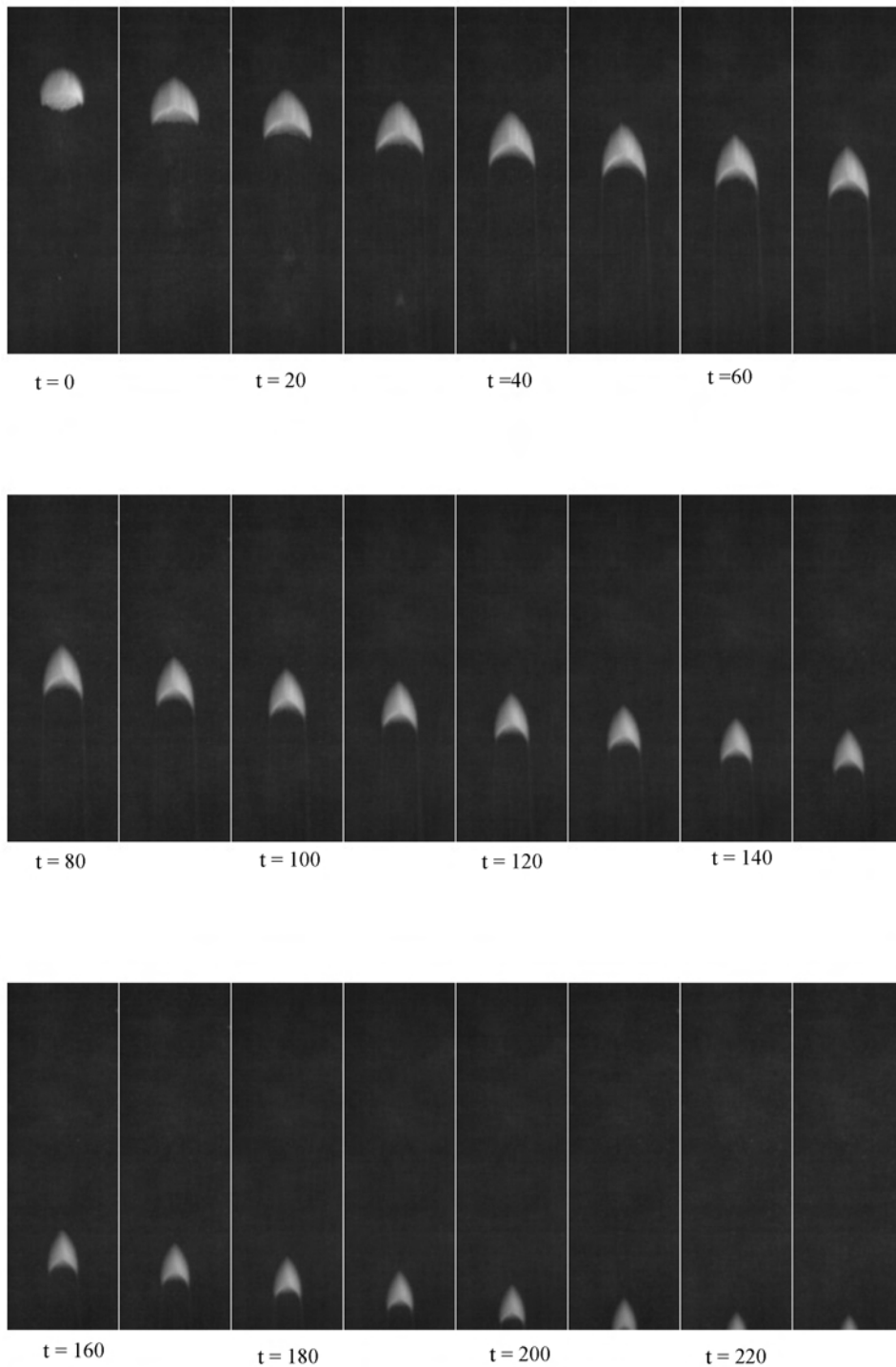


FIG. 2.28 – Evolution dans le temps d'une masse conique  $m = 6.5$  g pour un mouvement de plateau très accéléré.  $\tau_\gamma = 75$  ms,  $V_c = 28$  cm/s,  $\gamma = 3.7$  m.s<sup>-2</sup>. La largeur initiale est de 3.5 cm, et il y a 20 aller-retours entre chaque image, soit 40 s de mouvement effectif et 400 s de durée d'expérience. L'excès d'érosion est particulièrement visible au niveau de la perte de sable par les cornes.

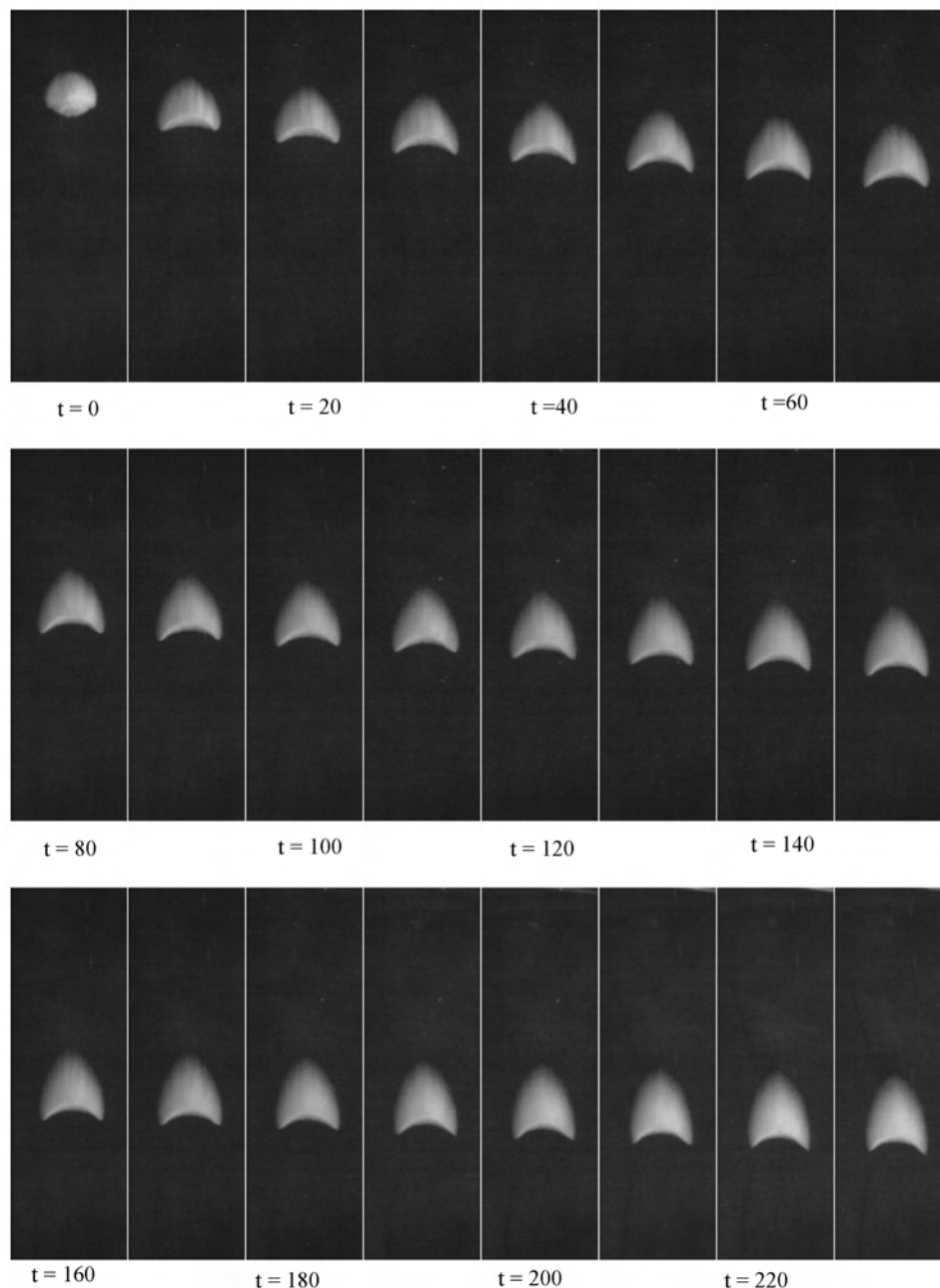


FIG. 2.29 – Evolution dans le temps d'une masse conique  $m = 6.5$  g pour un mouvement de plateau très accéléré.  $\tau_\gamma = 600$  ms,  $V_c = 28$  cm/s,  $\gamma = 0.46$  m.s<sup>-2</sup>. La largeur initiale est de 3.5 cm, et il y a 20 aller-retours de chariot entre chaque image, soit 40 s de mouvement effectif et 400 s de durée d'expérience. La dune s'étale, sa longueur et sa largeur augmentant tandis que sa hauteur diminue.

Ces deux derniers comportements extrêmes peuvent s'interpréter à partir de la connaissance que nous avons des dunes bidimensionnelle. Tout d'abord, la dune la plus rapide (cas du mouvement le plus accéléré) perd beaucoup de masse, donc sa taille diminue et elle accélère, conformément à la loi de Bagnold  $c \propto q_c/h$ . Quoi de plus normal? Nous découvrons donc simplement que l'accélération joue un grand rôle sur la valeur du flux de perte. Cependant, pour le cas du mouvement faiblement accéléré, la dune s'étale dans le temps. Ceci implique, par conservation du volume, que la hauteur diminue également dans le temps. On s'attendrait donc également à observer une dune qui accélère! Une manière d'interpréter le ralentissement de la barchane c'est de se rappeler que le flux de sable à la crête  $q_c$  dépend en fait de la forme de la dune [83, 86]. En particulier, comme le flux de sable est lié à l'influence de la forme de la dune sur l'écoulement, nous pouvons écrire au premier ordre du rapport d'aspect  $h/l$ :

$$q_c \sim q_0(1 + h/l) \quad (2.4)$$

d'où,

$$c \sim \frac{q_c - q_0}{h} \sim \left(q_0 \frac{h}{l}\right) \frac{1}{h} \sim \frac{q_0}{l} \quad (2.5)$$

Cette relation est évidemment valable dans toutes les expériences que nous avons menées, sauf que dans le cas standard éolien d'une dune quasi stationnaire il n'est pas possible de faire la distinction entre les dépendances en  $h$  et celles en  $l$ , puisque justement,  $h$ ,  $l$ , et  $w$  sont reliées de manière affine (voir chapitre 1). Le fait de se placer dans un cas, où la longueur et la hauteur ne suivent pas les mêmes évolutions est donc révélateur de ce lien entre le flux de sable à la crête et la forme des barchanes.

Nous pouvons vérifier expérimentalement pour les deux situations extrêmes le lien entre l'évolution de la vitesse et de la longueur des barchanes (voir la Fig. 2.30). Ces deux quantités évoluent bien de façon inverse l'une de l'autre montrant le lien entre  $c$  et  $1/l$  dans le cas de cette expérience.

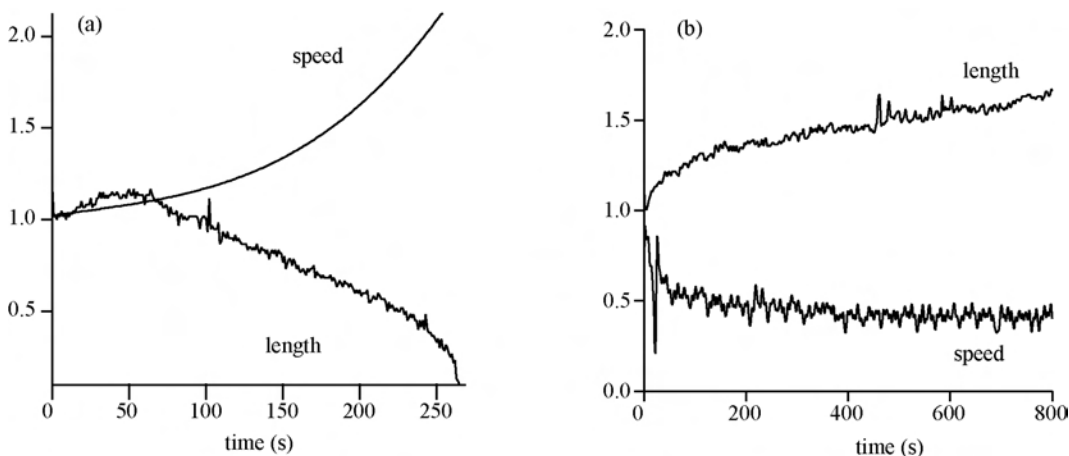


FIG. 2.30 – Evolution de  $l$  et  $c$  pour (a)  $\tau_\gamma = 75$  ms et (b)  $\tau_\gamma = 600$  ms. Les vitesses et longueurs sont renormalisées par rapport à leurs valeurs à l'instant initial. On constate dans les deux cas, une évolution inverse de  $l$  et de  $c$ . Noter que les échelles de temps ne sont pas du tout les mêmes.

Reste à comprendre pourquoi la dune s'étale dans cette dernière expérience! L'analyse que nous avons faite sur le mouvement des grains peut nous renseigner à ce propos : quand l'accélération est faible, le seuil de mise en mouvement est atteint relativement tard, ce

qui tend naturellement à étaler les structures. En effet, les grains au sommet de la dune, voient une vitesse plus élevée que ceux au niveau du sol, et de ce fait le sommet de la dune se déplace alors que le pied ne bouge pas. Ainsi, la hauteur diminue et en même temps la dune s'allonge. Le même type d'argument a été proposé par Bagnold [10] pour montrer l'influence des vents de faible vitesse sur les morphologies dunaires. La dune a donc une forme beaucoup plus aplatie que dans une situation normale, où l'écoulement est partout au dessus du seuil de mise en mouvement des grains. Pour la suite de ce manuscrit, comme les dunes seront généralement considéré à l'équilibre (sauf mention contraire), il ne sera pas nécessaire de faire cette distinction entre  $h$  et  $l$ .

## 2.6 Formation de barchanes en écoulement continu

Les expériences précédentes permettent ainsi d'explorer et d'analyser la physique des mini barchanes aquatiques. Et comme nous l'avons montré, leurs propriétés sont similaires aux barchanes éoliennes. Pour confirmer et généraliser l'idée directrice de cette thèse, il convient cependant d'essayer de construire des petites barchanes en écoulement continu. Ceci va permettre de vérifier le lien morphologique entre dune éolienne et dune sous-marine. Une telle expérience est également intéressante pour voir en quoi la phase d'accélération dont nous avons longuement observé l'influence sur le mouvement des grains et sur la dynamique des barchanes est essentielle ou non à la formation des barchanes aquatiques.

### 2.6.1 Expérience en Canal 3D

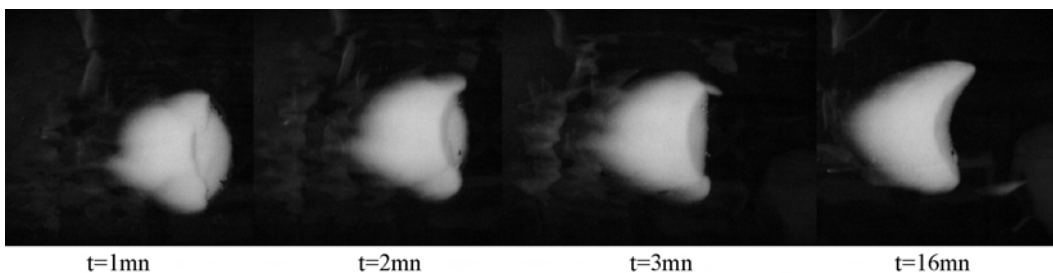


FIG. 2.31 – Transformation en barchane dans un écoulement continu. Un tas initialement quelconque, se transforme petit à petit en une belle barchane sous marine. La face d'avalanche apparaît la première, suivie par la formation des cornes.



FIG. 2.32 – Evolution d'un cône soumis à l'action du vent, près de Tarfaya. L'apparition d'une démarcation légèrement après le sommet du cône et la création d'une face d'avalanche sont les deux premières étapes de la transformation d'une cône en une barchane, que celle-ci soit ensuite stable ou non.

teindre une vitesse moyenne de l'ordre de  $14 \text{ cm/s}$  les pompes tournant à plein régime. Une caméra CCD, placée à la verticale du dispositif permet de suivre l'évolution d'un amas de billes de verre. Partant d'un tas de sable quelconque, celui-ci se transforme lentement en une forme en croissant (encore!), comme le montre la Fig. 2.31.

Considérons un canal en forme de "U", de  $10 \text{ cm}$  de large,  $10 \text{ cm}$  de hauteur et  $1.5 \text{ m}$  de longueur. Ce canal est alimenté par deux pompes montées en parallèle qui permettent d'obtenir un débit de l'ordre de  $2 \text{ l/s}$ . L'écoulement à la sortie des pompes passe par une chambre d'apaisement, composée d'une succession de grilles et d'un "mur" de pailles. Cette chambre d'apaisement permet de stabiliser l'écoulement et d'éviter les remous générés par la brutalité de l'injection. Enfin, la hauteur d'eau est réglable à l'aide d'une écluse montée en sortie de canal. En pratique, compte tenu des limitations de débit, la hauteur d'eau est de l'ordre de  $1 \text{ cm}$  ce qui permet d'at-

Le même principe de formation que pour l'expérience "aquarium" prend place : la première étape consiste en la formation d'un petit bourrelet sur le dos du tas de billes de verre

qui est l'initiateur de la future face d'avalanche. Petit à petit, l'écoulement dissymétrise le cône initial avec une face au vent plate et une face abritée présentant une face d'avalanche. A ce propos, il est possible d'observer également les premières étapes de la formation d'un "gros" cône de sable soumis à l'action du vent près de Tarfaya, grâce au ouvriers qui régulièrement entasse le sable déposé sur la route pour former des tas de sable, grossièrement conique et avec un diamètre à la base de l'ordre du mètre. Les cornes se développent aussi dans pour arriver à la forme en croissant caractéristique des barchanes. La principale différence avec l'expérience "aquarium" concerne l'échelle de temps! En effet, il y a 16 minutes entre la première image et la dernière, la dune ne s'étant pas encore réellement propagée mais, ayant seulement adapté sa forme à l'écoulement. Cette "lenteur" s'explique par la faiblesse de la vitesse dans le canal 3D qui, d'ailleurs, nous contraint à utiliser des grains plus petits que dans l'expérience "aquarium", de diamètre moyen  $80 \mu\text{m}$ , pour faciliter leurs mise en mouvement.

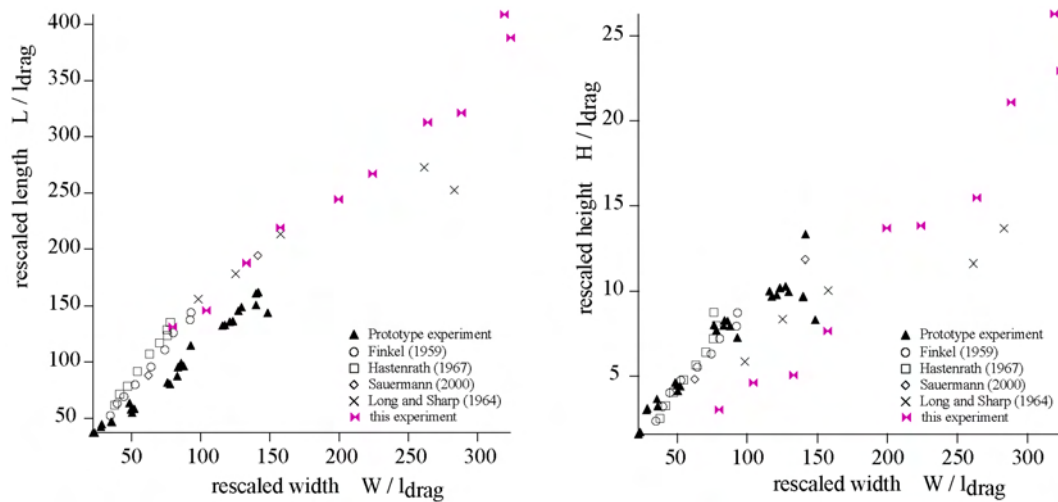


FIG. 2.33 – Comparaisons morphologiques quantitatives entre les expériences en courant continu, l'expérience "prototype" et les mesures de terrain. Les formes apparaissent légèrement différentes, mais restent néanmoins toujours dans le rapport moyen désormais classique de  $h \sim w/10$  et  $l \sim w$ , avec des variations de l'ordres de 10% selon les situations.

Le lien entre barchanes éoliennes et barchanes aquatiques se retrouve également dans cette situation. A partir de plusieurs masses initiales, nous avons formé plusieurs barchanes propagatives et réalisé des mesures morphologiques [79], de hauteur, longueur et largeur, ainsi que des mesures de vitesses pour pouvoir comparer avec la situation éolienne et avec l'expérience "aquarium". Les dunes formées ont une hauteur variant entre  $0.5 \text{ mm}$  et  $5 \text{ mm}$ , pour des largeurs et des longueurs allant de  $1.5 \text{ cm}$  à  $7 \text{ cm}$ . La longueur de saturation est égale à  $l_{drag} = 0.2 \text{ mm}$  et, après remise à l'échelle, les morphologies représentées sur la Fig. 2.33 supportent facilement la comparaison avec les différentes expériences et le cas éolien. Cette méthode en canal est donc une alternative intéressante pour former et étudier des dunes barchanes à l'échelle du laboratoire. Compte tenu de la taille des grains utilisés, la gamme des tailles des dunes équivalentes est beaucoup plus grande que dans le cas de l'expérience "aquarium" et des mesures de terrain! Cette expérience souffre néanmoins de



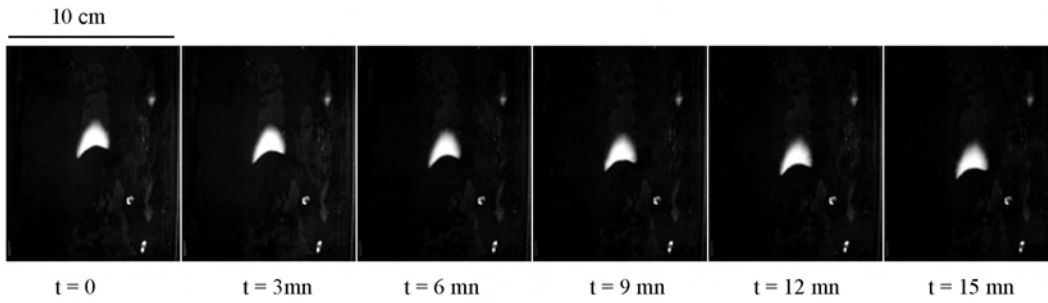


FIG. 2.34 – Propagation d’une barchane dans un écoulement d’eau continu. L’évolution est beaucoup plus lente, mais la dune est bien propagative et évolue de manière quasi-stationnaire dans le temps. La dissymétrie de cette barchane tient essentiellement à sa position dans le canal et à la condition de départ.

son faible débit qui donne des dynamiques très lentes et limite la taille des objets. En effet, il faut prendre garde à ne pas étudier de dunes trop hautes, puisque pour ces dernières, l’effet de la surface peut devenir important. En particulier, le fait que les hauteurs des barchanes dans le canal soient plus basses que pour les autres situations peut être dû à un effet de surface. Enfin, d’un point de vue dynamique, ces barchanes sont également propagatives, tout en conservant approximativement leur forme. Cependant la lenteur des dunes (comme l’illustre la série de photo suivante) rend l’observation du déplacement plus délicate. Enfin, les mêmes types de relation entre la vitesse des dunes et la hauteur (ou une autre de ses dimensions d’ailleurs) et l’inverse de la puissance un tiers de la masse de la dune sont retrouvés expérimentalement : A titre de comparaison, une dune de masse

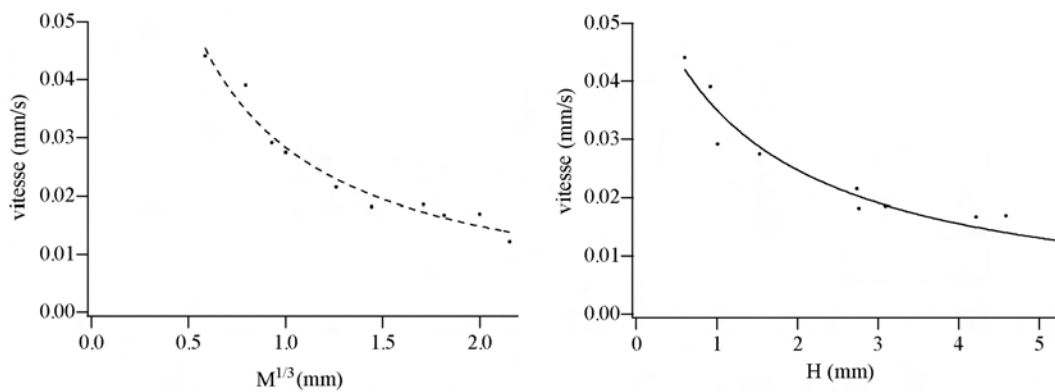


FIG. 2.35 – Dynamique des dunes en écoulement continu. La vitesse des dunes varie comme l’inverse de la hauteur, ou encore comme l’inverse de la racine cubique de la masse de la dune, exprimée en distance. On retrouve donc les mêmes lois dynamiques que dans le cas de l’expérience ”aquarium”.

0.5 g correspond à une dune de 2 cm de large pour 0.9 mm de hauteur et se déplace à 0.04 mm/s. Les dunes les plus lentes correspondent à des dunes de 10 g qui ont une taille de l’ordre de 6 cm de large pour 0.5 cm de hauteur et se déplacent à une vitesse de seulement 0.01 mm/s. Pour mémoire les dunes dans l’expérience ”aquarium” de masse équivalente se déplacent à des vitesses respectives de 0.075 mm/s et 0.033 mm/mn. Ainsi, même si cette expérience en canal fonctionne et permet (encore une fois) de rapprocher la physique des dunes éoliennes de celle des dunes aquatiques, l’expérience ”aquarium” permet d’obtenir des dynamiques plus rapides et une gamme de variation de paramètres plus large tout en

évitant les problèmes d'effet de surface.

### 2.6.2 Face d'avalanche et recirculation stationnaire

La différence la plus importante entre les deux types d'expériences concerne la forme de la face d'avalanche et la dynamique de la bulle de recirculation. En écoulement continu, la face d'avalanche semble mieux définie à tout instant que dans le cas de l'expérience "aquarium". Cette différence vient essentiellement du fait que la face d'avalanche dans l'expérience "aquarium" change légèrement entre la phase du mouvement aller et la phase du mouvement retour à cause de la phase de décélération qui, si elle n'est pas suffisamment lente provoque un contre écoulement qui vient légèrement adoucir la crête d'avalanche.

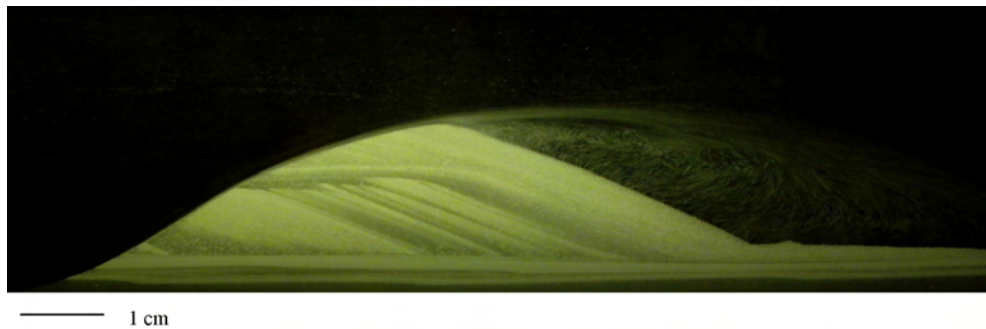
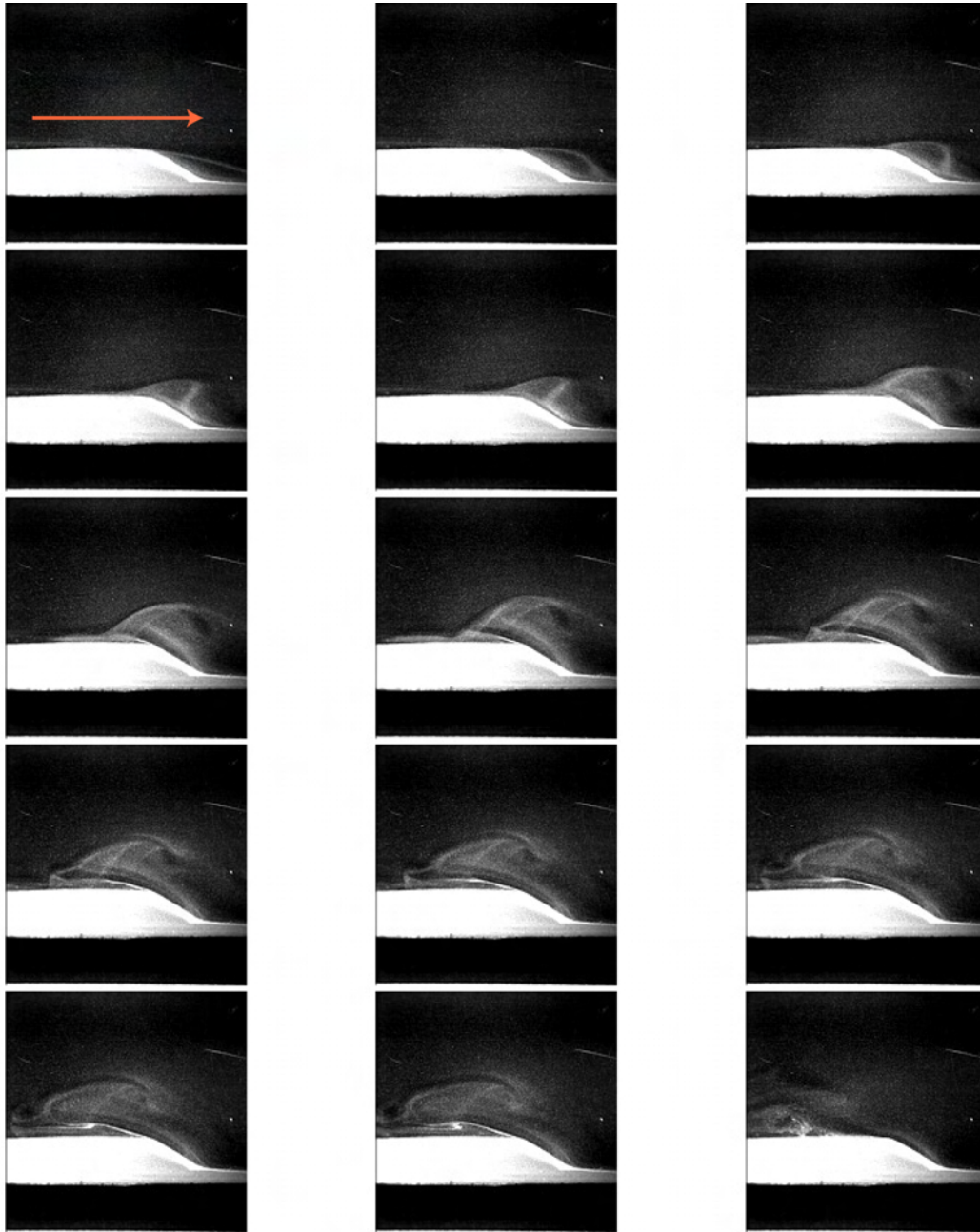


FIG. 2.36 – Dune bidimensionnelle formée dans une cellule de Hele et Shaw, dans lequel circule un écoulement intense de l'ordre de 30cm/s. On observe alors la formation d'une bulle de recirculation très intense. Remarquer au passage, les jolies strates de ségrégation granulaires, preuves physiques que cette expérience a été réalisée en utilisant plusieurs types de billes différentes!

Cet effet "adouçissant" est ainsi particulièrement fort pour une décélération très rapide : le tourbillon, concentré juste derrière la face d'avalanche, n'a pas le temps de se dissiper par viscosité et il ne reste pas fixe mais passe au dessus de la face d'avalanche en repartant en arrière (à contre courant!). Cet effet hydrodynamique instationnaire est notamment présent dans les rides tourbillons [71], qui se forment dans un écoulement instationnaire oscillant. Dans l'expérience "aquarium", nous avons pu mettre en évidence son effet destructeur sur la forme de la barchane sous marine : en regardant des décélérations brutales sur un temps  $\tau_d \sim 100 ms$ , le tourbillon non seulement détruit la face d'avalanche mais est suffisamment fort pour empêcher la formation d'une forme barchanique. Dans le cas de l'écoulement continu, cet effet est absent puisque la cellule de recirculation a tout le temps de se développer spatialement avant de devenir stationnaire : il n'y a pas d'interaction entre cette cellule de recirculation et la partie amont de la barchane. Encore une fois, la présence d'un écoulement instationnaire, qui permet de mettre en mouvement aisément les grains dans l'expérience "aquarium" révèle son influence considérable sur les formes sédimentaires. Cette évolution de la cellule de recirculation lors d'une phase de décélération du plateau, peut être très joliment observée dans le cas d'un écoulement continu brusquement stoppé dans une cellule de Hele et Shaw [80, 87]. Dans une telle cellule, il est possible de créer des dunes à deux dimensions présentant une belle cellule de recirculation (voir Fig. 2.36). La série d'image de la Fig. 2.37 montre ainsi l'évolution d'une telle cellule de recirculation grâce à de l'Iridine utilisée comme marqueur. La dynamique de ce vortex a fait l'objet récemment [88] d'une étude intéressante sur l'évolution dans le temps de ce vortex au dessus

d'un profil triangulaire solide oscillant. En effet, les effets instationnaires sont importants pour l'étude des rides tourbillons [89]. Il serait intéressant d'étudier de la même manière, à l'aide d'une barchane solide, la dynamique de ce tourbillon pour comprendre les différences entre le cas continu et le cas instationnaire en ce qui concerne la dynamique des barchanes notamment dans des situations plus complexes comme les interactions de dunes.



chaque image toutes les 20 ms (sauf la première)

FIG. 2.37 – Evolution de la bulle de recirculation formée derrière une dune bidimensionnelle en cellule de Hele et Shaw, lorsque l'écoulement est brutalement stoppé. Le vortex, ne se dissipe pas, mais au contraire se déplace en amont de la dune, et érode la face d'avalanche lors de son mouvement. Ceci explique la différence de netteté entre les faces d'avalanche des barchanes formées en courant continu, et celle réalisées par l'expérience "aquarium".

## 2.7 Les barchanes éoliennes étudiées en laboratoire?

Les expériences qui viennent de vous être présentées constituent le socle de cette thèse. En effet, nous venons de montrer qu'il existe un lien fort entre les barchanes éoliennes et les barchanes aquatiques. Dans deux situations expérimentales différentes en milieu aquatique, nous avons observé l'existence de structures présentant quantitativement les mêmes morphologies en croissant et la même dynamique que leurs jumelles éoliennes. Nous pensons qu'il est désormais possible d'étudier l'évolution et les propriétés des barchanes éoliennes dans des conditions contrôlées grâce à ces expériences aquatiques; le lien entre les situations éolienne et aquatique pouvant être fait à partir de la longueur d'inertie des grains,  $l_{drag}$  ou de la longueur de saturation du flux  $l_s$ . C'est pourquoi ces expériences sont importantes : elles permettent de ramener à un problème de petite échelle, celui de la compréhension des dunes éoliennes dont la physique est, en dépit de nombreux efforts, peu comprise. Cette constatation, donne un rôle majeur à la longueur de saturation du flux de sable,  $l_s$ , qui est proportionnelle à  $l_{drag}$  et par là même confirme les études théoriques sur ce sujets [32, 33, 57, 58].

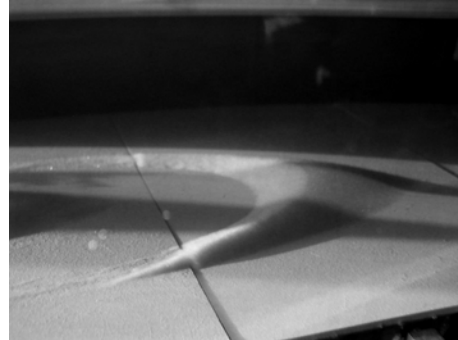


FIG. 2.38 – La plus "grosse barchane du monde" réalisée en laboratoire, avoisine les 15 cm de large pour plus d'un centimètre de hauteur! La barchane éolienne correspondante aurait une largeur de 2.4 km, pour 160 m de hauteur. De telles tailles n'ont jamais été rapportée.

La conclusion précédente peut paraître surprenante puisque l'on sait (et nous l'avons répété ici!) que le mouvement des grains dans l'eau et dans l'air sont différents. Il ne faut pas y voir là un obstacle majeur à la compréhension des dunes à l'aide de  $l_s$ . En effet, nous ne nous intéressons pas directement à la longueur de saltation, ni à celle de reptation, mais uniquement à la longueur d'adaptation du flux de sable. Cette adaptation doit avoir lieu dans tous les cas, quelques soient les modes de déplacement des grains. C'est là peut être le point essentiel : quelques soient la nature de la saturation et les mécanismes impliqués au niveau des grains, nos expériences suggèrent que c'est l'effet inertiel des grains qui domine dans l'air et dans l'eau, menant à construire la longueur de saturation sur la base de  $l_{drag}$  dans les deux cas.

Fort de cette réussite expérimentale, nous avons commencé à répondre à des questions encore vierges. Ainsi, nous avons étudié l'influence du mouvement du plateau (et donc de l'écoulement) sur la forme et la dynamique des barchanes. Ce type d'étude est l'exemple parfait de ce qu'il n'est pas possible de réaliser directement in situ. Nous retrouvons bien évidemment l'accroissement de la vitesse des barchanes par grand "vent" et l'existence d'une vitesse seuil de déplacement pour les dunes correspondant à un seuil de mise en mouvement pour les grains. De plus, l'influence de l'accélération et donc de l'instantanéité de l'écoulement s'est révélée particulièrement importante tant sur la morphologie des dunes que sur leurs dynamiques. En effet, en suivant une dune sous un écoulement lentement accéléré, nous avons montré que celle-ci s'étale en ralentissant, ce qui est incompatible avec la loi classique de propagation d'une dune en ( $c \sim q/h$ ). Au contraire, qui, prenant en compte les dépendances du flux de sable avec la forme de la dune, trouve une dépendance

de la vitesse en l'inverse de la longueur.

Nous avons également observé l'évolution "original" des objets barchanes à temps long. En particulier, nous avons montré que la morphologie des barchanes est dépendante *a priori* des conditions de flux et surtout de son histoire morphologique de la barchane. Ce point est particulièrement important puisqu'il suggère que les barchanes ne peuvent pas nécessairement être comprises comme des objets parfaitement définis par leurs tailles, mais que pour une même taille, plusieurs morphologies sont possibles! Ceci nous donne une piste pour comprendre la diversité des formes que nous avons souligné lors du Chapitre 1. Cette thématique sera suivie dans les chapitres qui viennent.

Comme l'expérience "aquarium" est une méthode intéressante et riche pour étudier les barchanes solitaires au laboratoire, nous devinons la potentialité de ce système expérimental pour étudier d'autres problèmes, comme les interactions entre barchanes ou les problèmes de nucléations de dunes.

Cependant, même si cette expérience nous a permis au fur et à mesure des observations de "sentir" comment une barchane se forme (croissance des cornes, développement de la face d'avalanche) nous n'avons pas réellement abordé un point essentiel: pourquoi la structure en croissant se forme et reste quasi stable? Nous allons essayer de répondre à cette question en développant un modèle numérique 3d, qui contient les effets physiques minimums pour comprendre l'origine de la forme en croissant des barchanes. Ce prochain chapitre terminera, ainsi, cette première partie sur les moyens d'études des barchanes en laboratoire.

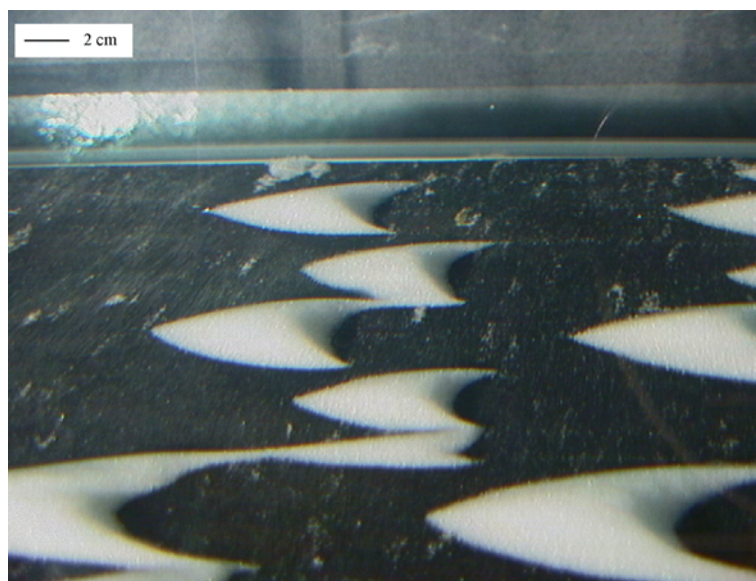
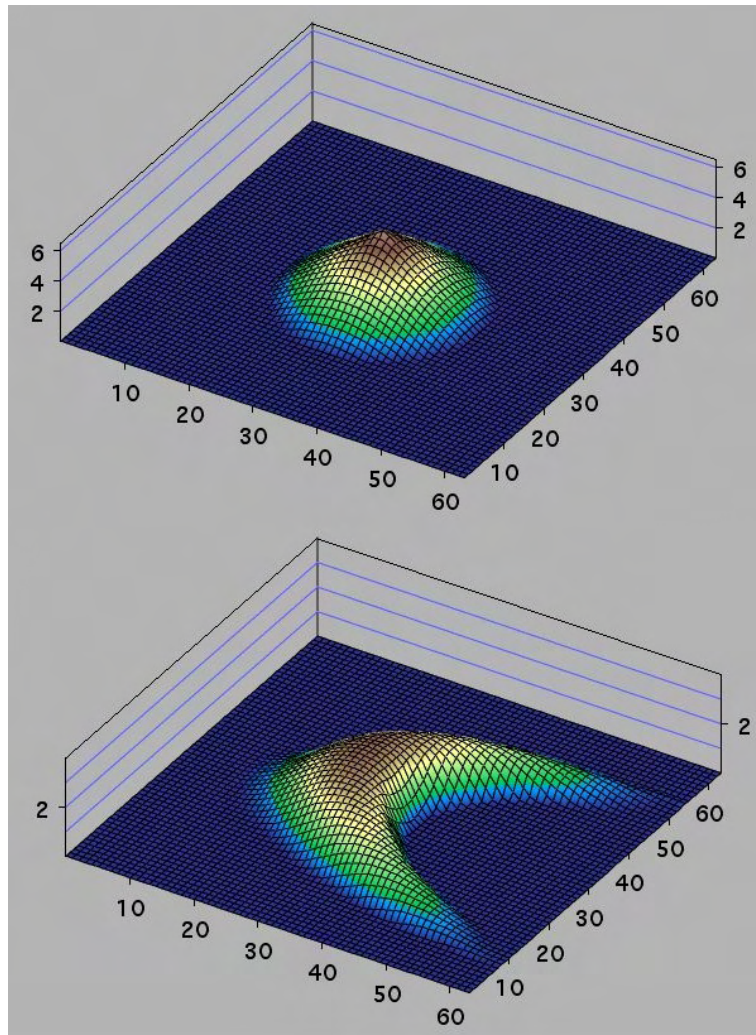


FIG. 2.39 – vue de côté de plusieurs barchanes miniatures dans l'expérience "aquarium". L'omniprésence de cette forme en croissant nous fera réfléchir au cours de cette thèse et jusqu'à la conclusion, à son éventuel comportement d'"attracteur" [90, 91].

### 3 Le $C_c^c$ modèle et l'approche numérique



D'un cône à une barchane

---

Le  $C_c^c$  en action

---

**Sommaire**


---

<b>3.1 Back to Basics...</b>	<b>95</b>
3.1.1 Ecoulement sur une bosse $2D$ de faible amplitude	95
3.1.2 Le modèle $2d$ de Sauermann, Kroy et Herrmann	98
3.1.3 La modélisation de type $C_c^c$	99
3.1.4 Résultats en deux dimensions.	100
<b>3.2 Généralisation à la troisième dimension</b>	<b>101</b>
3.2.1 Vers une description à $3d$	101
3.2.2 Origine du flux latéral	102
3.2.3 Conditions aux limites et résultats en $3d$	105
3.2.4 Pourquoi une forme en croissant?	105
3.2.5 Transitoires vers la forme d'équilibre	106
<b>3.3 Propriétés d'une barchane numérique</b>	<b>109</b>
3.3.1 Morphologie	109
3.3.2 Déplacement stationnaire	110
<b>3.4 Rôle de la diffusion et solutions de type dômes</b>	<b>112</b>
3.4.1 Influence de la diffusion	112
3.4.2 Les dômes de sable $3d$	114
<b>3.5 Conclusion et comparaison avec la modélisation expérimentale</b>	<b>117</b>

---

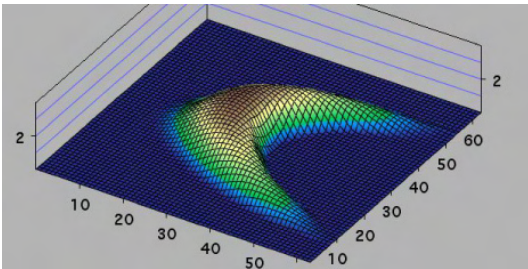


FIG. 3.1 – Modélisations d'une barchane obtenue avec le  $C_c^c$  modèle en trois dimensions. On retrouve les caractéristiques morphologiques classiques des barchanes: deux cornes, une face d'avalanche et un rapport d'aspect vertical relativement faible.

lisation de ce nouveau modèle numérique, appelé  $C_c^c$ , nous amènera à réfléchir sur l'origine de la forme en croissant des barchanes et ouvrira les portes d'une étude numérique des barchanes éoliennes. En particulier, nous montrerons que des solutions dômes en trois dimensions existent effectivement et pourraient être les précurseurs des barchanes. Finalement nous comparerons les résultats de cette modélisation avec l'expérience Aquarium et avec les données de terrain.

La modélisation et son traitement numérique est une autre façon de contourner les difficultés de terrain (météorologie, échelle spatiale et temporelle caractéristiques des dunes). Les modélisations de barchanes se sont succédées depuis les années 1980 [92–101] pour aboutir tout récemment à une modélisation adéquate en deux dimensions [32, 83, 102–104]. Dans cette partie, après avoir fait le point sur la modélisation  $2d$  proposée par H. Hermann *et al.*, nous développerons un modèle quasi-tridimensionnel de type  $2D + 1$  adapté du modèle  $2d$  de G. Sauermann, K. Kroy et H. Hermann [32, 83]. La construction et l'uti-

### 3.1 Back to Basics...

La description de l'interaction entre l'écoulement de l'air turbulent et la morphologie de la dune est la principale difficulté à laquelle doit faire face la prévision théorique de la forme des barchanes. Numériquement, il est possible de déterminer l'écoulement autour d'une forme quelconque, en utilisant des modèles de turbulence mais les temps de calculs sont considérables, surtout qu'il faut bien entendu réitérer le calcul du flot un grand nombre de fois en actualisant la forme à chaque étape. En principe, la forme s'adaptant par érosion à l'écoulement qui, lui même, réagit au relief, le système { dune + écoulement } doit converger vers un état stationnaire. Une alternative efficace et éclairante est d'utiliser le  $C_c^c$  modèle [83, 103, 104] qui décrit l'évolution d'une dune bidimensionnelle et qui par raison de symétrie doit s'appliquer au profil de la tranche central d'une barchane [83]. Commençons alors par rappeler rapidement l'origine de cette modélisation.

#### 3.1.1 Ecoulement sur une bosse 2D de faible amplitude

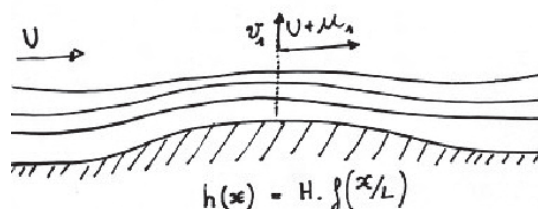


FIG. 3.2 – Ecoulement sur une bosse et pincement des lignes de courant. Pour un fluide parfait, sans frottement au niveau de la surface, il est possible d'estimer au premier ordre perturbatif le frottement pariétal le long de la dune

Le problème de départ est le suivant : comment décrire l'écoulement de l'air lorsqu'il passe sur une bosse 2d de faible rapport d'aspect vertical. En réalité, il nous suffit d'estimer le frottement pariétal,  $\tau$ , puisque c'est au niveau du sol qu'ont lieu les phénomènes d'érosions. Considérons donc un écoulement bidimensionnel, dont le champ de vitesse est défini par les composantes  $u$  et  $v$ , sur une bosse  $h(x) = Hf(x/L)$ . Les équations de Navier-Stokes s'écrivent alors :

$$u\partial_x u + v\partial_z u = -\frac{1}{\rho}\partial_x P + \nu\Delta u \quad (3.1)$$

$$u\partial_x v + v\partial_z v = -\frac{1}{\rho}\partial_z P + \nu\Delta v \quad (3.2)$$

où  $\nu$  est la viscosité cinématique. Dans le cas d'un fluide parfait, les termes de dissipation deviennent négligeables et il est possible de mener un calcul perturbatif au premier ordre en  $H/L$ .

**calcul à l'ordre 1** Considérons les composantes  $u = U(Z) + u_1(x,Z)$  et  $v = v_1(x,Z)$  où  $Z$  est la hauteur compensée  $Z = z - h(x,t)$ . La bosse est supposée suffisamment plate,  $H \ll L$ , pour que  $u_1 \ll U$  et  $v_1 \ll U$ . L'équation d'Euler linéarisée à l'ordre  $O(1)$  devient :

$$U\partial_x u_1 = -\frac{1}{\rho}\partial_x P \quad (3.3)$$

$$U\partial_x v_1 = -\frac{1}{\rho}\partial_y P, \quad (3.4)$$

et l'équation de continuité s'écrit :

$$\partial_x u + \partial_z v = 0 \quad (3.5)$$



En négligeant les termes d'ordres  $O(2)$  les équations précédentes se résument à résoudre :

$$\Delta v_1 = 0 \quad (3.6)$$

qui après résolution et utilisation de l'équation de continuité donne [105]

$$u_1 = \frac{U}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial_x h(x')}{x - x'} dx'. \quad (3.7)$$

Ainsi, il est relativement aisé d'obtenir la variation au premier ordre de la vitesse au niveau du sol pour un écoulement à grand nombre de Reynolds. Physiquement, cette perturbation dépend de la forme entière de la bosse ce qui s'exprime par un terme non local. La différence de vitesse entre le sommet de la bosse et son pied ne dépend alors que de la forme de la bosse et pas de sa taille, ce qui est cohérent avec un écoulement sans échelle caractéristique interne. En prenant en compte l'équation de la conservation de la masse  $\partial_t h + \partial_x q = 0$ , et en assimilant le flux saturé,  $q_{sat}$  au flux réel,  $q$ , l'évolution du relief d'une bosse bidimensionnelle, est alors régi par une équation du type :

$$\partial_t h = -Q \partial_x \left( \frac{A}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial_x h(x')}{x - x'} dx' \right). \quad (3.8)$$

La résolution de cette famille d'équations montre qu'une bosse sur un fond meuble se transforme en un train d'onde [105]. En d'autres termes, il y a un fort effet dispersif et la bosse, loin de se transformer en une dune compacte, s'étale. De plus contrairement aux observations de terrain (voir chapitre 1) la vitesse de l'écoulement est maximale au sommet de la dune. Ce petit calcul est donc trop léger pour pouvoir modéliser l'existence d'une solution stationnaire pour le relief.

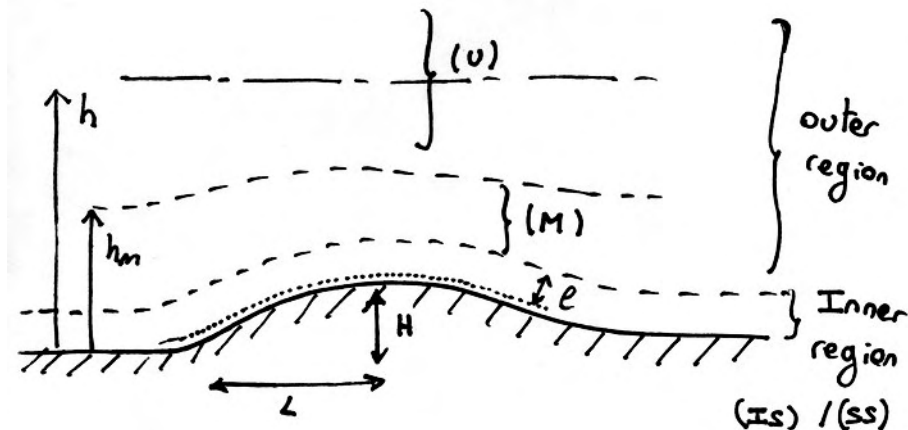


FIG. 3.3 – Principe du calcul de Jackson & Hunt [106, 107]. L'écoulement est étudié par domaines et les conditions aux limites entre chaque domaines, permettent in fine d'obtenir le profil des vitesses. En particulier, il est possible d'obtenir la vitesse du fluide dans la couche proche du sol (IS) où ont lieu les processus d'érosion. Ce calcul de type "matching asymptotique" est absolument non trivial.

**calcul évolué** Il est possible par des techniques de calcul plus complexes, de déterminer plus précisément la perturbation en vitesse induite par le défaut du relief. C'est notamment ce qu'ont réalisé Jackson & Hunt [106] puis Hunt *et al.* [52,107] (voir aussi [57,58,108]). Leur calcul repose sur la détermination de l'écoulement turbulent par domaine (voir Fig. 3.3). Le

travail de thèse novateur de Sauermann [32] a été d'extraire de ce calcul les effets physiques dominants et "d'oser" les utiliser au cas de la barchane, où d'une part le rapport d'aspect du relief est trop grand pour rentrer dans les approximations  $h/l \ll 1$ , et d'autre part où on observe l'existence d'une séparation de couche limite incompatible avec le calcul de Jackson et Hunt. L'expression du frottement pariétal perturbé par la dune s'écrit :

$$\frac{\tau}{\tau_0} = 1 + \frac{A}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial_\xi h}{(x - \xi)} d\xi + B \partial_x h(x) \quad (3.9)$$

Nous retrouvons le terme intégral de l'analyse précédente plus un nouveau terme, local,  $B \partial_x h$ , qui prend en compte la dépendance de la vitesse avec la pente locale. Ce dernier terme peut être interprété en disant que le fluide frotte plus sur la face aval (qui lui fait obstacle) que sur la face abritée, qui le laisse s'échapper. D'autres modélisations, dérivées différemment proposent de rajouter directement le terme en  $B \partial_x h$  au calcul d'ordre  $O(1)$  par des considérations d'efficacité d'érosion en fonction de la pente locale [109, 110], lorsque le relief s'oppose à l'écoulement l'érosion doit être plus importante [111, 112], d'où au premier ordre un terme supplémentaire, indépendant de l'accélération du fluide, et variant comme  $\partial_x h$ .

### Bilan du modèle de l'écoulement

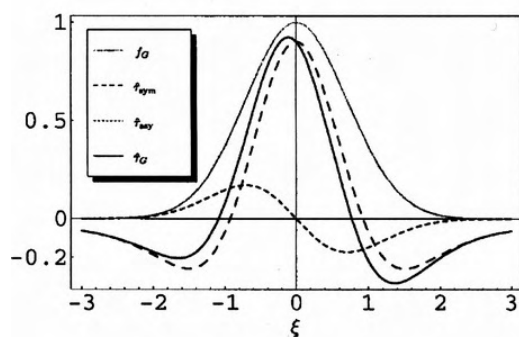


FIG. 3.4 – Frottement pariétal sur une bosse gaussienne. (a) partie symétrique issue du resserrement des lignes de courant (effet de pression). (b) partie dissymétrique. (c) profil global: le frottement pariétal est légèrement déphasé par rapport au profil de la dune, conformément aux observations de terrain. D'après [83]

Ainsi décrit, l'écoulement possède les mêmes propriétés de base que l'écoulement turbulent responsable de la formation des dunes dans le désert : il ne possède pas d'échelle de longueur interne et sa vitesse est maximale légèrement avant le sommet *pour une bosse symétrique*. Cette dissymétrie provient justement du terme de pente local, alors que le terme non local est lui symétrique et ne prend donc en compte que le pincement des lignes de courant au passage du relief. Par exemple, avec une bosse gaussienne,  $f(\xi = x/L) = \exp -\xi^2$ , l'expression du frottement pariétal (calculée par Kroy [83]) s'écrit :

$$\tau_G = \tau_0 \left( 1 + 2A \left( \frac{1}{\sqrt{\pi}} - \xi(B + \operatorname{erfi} \xi) f(\xi) \right) \right) \quad (3.10)$$

ce qui se décompose en une partie symétrique et une partie dissymétrique, comme le montre la Fig. 3.4. C'est ce déphasage entre le frottement pariétal et le relief qui fournit l'origine de l'instabilité d'un lit de sable soumis à l'action du vent [83, 104]. Remarquons que l'étude des instabilités granulaires sous-marines comme les rides montrent que le moteur de l'instabilité est également le déphasage entre le frottement pariétal, et le relief [57, 58, 70]. Cette remarque montre donc que le mécanisme d'instabilité pour les dunes est bien le même dans l'eau et dans l'air, ce qui nous permettra de comparer les résultats numériques avec les expériences.

### 3.1.2 Le modèle 2d de Sauermann, Kroy et Herrmann

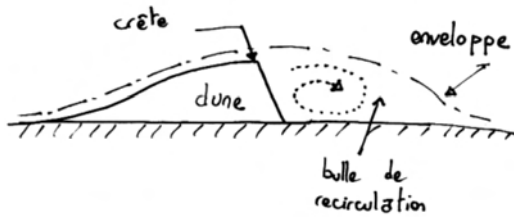


FIG. 3.5 – Dune, enveloppe et bulle de recirculation. En considérant l’enveloppe de la dune,  $h_e$ , plutôt que le relief de celle-ci,  $h$ , on s’affranchit du problème de séparation de la couche limite et de la connaissance de l’écoulement dans la bulle de recirculation.

En général, les dunes présentent une face d’avalanche très raide qui entraîne nécessairement l’existence d’un décollement de couche limite et par suite d’une bulle de recirculation. Suivant les travaux de Zeman [93], l’équipe de H. Herrmann, a résolu ce dilemme en considérant qu’on pouvait prolonger la dune par une ligne de courant comme le montre la Fig. 3.5. Cette ligne de courant, définit alors l’enveloppe de la dune,  $h_e$  et le problème de la séparation de couche limite au niveau de la face d’avalanche est levé! Cette idée ”traînait” déjà, comme beaucoup d’idée sur les dunes

et les formes désertiques, dans le traité de Bagnold [10]. Ainsi, dans son chapitre sur les barchanes<sup>1</sup> il écrivait :

” As far as the wind is concerned, therefore, we can regard the dune as a complete circular or elliptical mound whose surface is continued over the ’bite’ by an imaginary surface of discontinuity.” Bagnold, 1941.

Ce faisant, il propose de déplacer le problème puisque maintenant, la position de la face d’avalanche est inconnue. Maintenant, pour peu que l’on connaisse le lien entre le flux saturé  $q_{sat}$  et le taux de cisaillement  $\tau$ , et en ajoutant la conservation de la matière et le lien entre le flux saturé  $q_{sat}$  et le flux réel  $q$ , nous aboutissons à un système d’équation bouclée:

$$q_{sat} = \mathcal{G}\{\tau(\partial_x h)\} \quad (3.11)$$

$$\partial_t h + \partial_x q = 0 \quad (3.12)$$

$$\partial_x q = \mathcal{F}(q, q_{sat}, l_s) \quad (3.13)$$

La première équation indique que le flux saturé varie avec la vitesse du vent et donc avec la forme de l’obstacle. Ainsi, la valeur maximale du flux de sable augmente lorsque l’on monte sur le dos de la dune à cause de l’accélération du fluide. Il reste cependant à choisir explicitement le lien entre  $\tau$  et  $q_{sat}$ . A la suite d’une étude du phénomène de saltation, Sauermann *et al* [32] ont proposé que le flux de sable réel,  $q$ , soit relié au flux de sable saturé,  $q_{sat}$  par l’équation de charge suivante :

$$\partial_x q = \frac{q}{l_s} \left(1 - \frac{q}{q_{sat}}\right), \quad (3.14)$$

où  $l_s$  est la longueur de saturation du flux de sable. Cette équation est dérivé d’un modèle pour le transport des grains par saltation détaillé dans le travail de thèse de Sauermann [32]. Notons que le calcul de la perturbation  $\tau$  s’effectue sur l’enveloppe  $h_e(x, t)$ . Cette enveloppe prolonge continûment la dune à partir du point de détachement et rejoint le sol en aval. Cependant, l’adjonction de cette enveloppe présuppose l’existence d’un décollement de couche limite, il faut donc également savoir s’il y a, ou non, décollement. Comme il est commun de constater que les décollements apparaissent favorablement sur des reliefs escarpés, Hermann *et al.* ont utilisé un critère de pente. Leur modélisation, explicitée dans

1. Chapitre 14, p209.

la thèse de Sauermann [32], a ceci de surprenant, que malgré ses imperfections évidentes, elle donne de bons, voire de très bons résultats. Le manquement principal provient en réalité de la difficulté à généraliser ce modèle à trois dimensions, ce qui est, rappelons le, l'espace dans lequel les barchanes vivent et s'épanouissent. En particulier le problème du décollement de couche limite et de la création d'une enveloppe est difficilement abordable en trois dimensions! Dans la continuité du travail de Sauermann<sup>2</sup>, nous allons construire une modélisation quasi tridimensionnelle cohérente capable de reproduire et surtout de faire comprendre l'origine de la forme des barchanes.

### 3.1.3 La modélisation de type $C_c^c$

Andreotti et Claudin [104], avec une approche légèrement différente, ont proposé une version plus épurée du modèle précédent et l'ont appelé le modèle  $C_c^c$ <sup>3</sup>. La principale différence vient de la simplification de l'équation reliant le flux saturé et le flux de sable :

$$\partial_x q = \frac{q_{sat} - q}{l_s} \quad (3.15)$$

$$\partial_x q = 0 \text{ si } h(x,t) = 0 \quad (3.16)$$

Si l'on peut utiliser cette équation de charge très simple, c'est que la nature de la charge n'est pas primordiale pour la formation des dunes, ce qui compte *a priori* c'est la présence d'une taille caractéristique  $l_s$ , explicitant le retard entre  $q$  et  $q_{sat}$ . Ensuite, contrairement à Sauermann et al, qui dérivait le flux saturé d'un modèle de saltation raffiné [32], nous nous contenterons d'utiliser l'équation de Bagnold, valable asymptotiquement :

$$q_{sat} \propto (\tau_0(1 + \tau))^{3/2} \sim Q(1 + \frac{3}{2}\tau) \quad (3.17)$$

où,  $\tau$  est la modification du taux de cisaillement du au relief et  $Q$  le flux saturé sur sol plat. Ceci donne en utilisant l'équation 3.9:

$$\frac{q_{sat}(x)}{Q} = 1 + \frac{A}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial_\xi h_e}{(x - \xi)} d\xi + B\partial_x h_e \quad (3.18)$$

$$q_{sat}(x,t) = 0, \text{ pour } h(x) < h_e(x) \quad (3.19)$$

D'un point de vue technique, l'enveloppe est construite avec un polynôme du troisième degré en exigeant qu'il y ait continuité  $\mathcal{C}^1$  sur la dune au point de détachement et également au point de ré-attachement. En imposant de plus que la pente soit partout inférieure au seuil de détachement, nous déterminons de manière auto-consistante le point de ré-attachement  $x_r$  :

$$x < x_s : h_e = h \quad (3.20)$$

$$x_s < x < x_r : h_e = a + bx + cx^2 + dx^3 \quad (3.21)$$

$$(3.22)$$

Le point de départ de la séparation de couche limite est déterminée de manière heuristique par un critère de pente. Ainsi, si localement, on a

$$h(x_s) - h(x_b + dx) > \mu dx, \quad (3.23)$$

2. A la fin de sa thèse, il a proposé une extension à trois dimensions de son modèle.

3. La disposition des barchanes dans le désert prend souvent cette structure en vol de canards ou d'oies sauvages également appelée en échelon.

alors, il y a séparation et l'enveloppe est construite à partir de ce point. Dans le cas où une face d'avalanche existe le point de séparation correspond bien entendu au début de la face d'avalanche. Le flux de sable diminue rapidement à l'intérieur de cette cellule de recirculation :  $\partial_x q = -q$ . Enfin, la face d'avalanche, à l'intérieur de la bulle de recirculation doit, elle aussi, être prise en compte pour s'assurer que la dune avance! Sinon, le sable s'accumule au sommet et la dune grossit sans se déplacer! Plutôt que d'utiliser un modèle d'avalanche classique [19, 113, 114], nous utilisons l'astuce numérique suivante : si la pente du talus dépasse un certain seuil,  $\mu_a$ , le flux de sable est augmenté fortement dans le sens de la plus grande pente par une extra diffusion :

$$\vec{q}_a = E\delta\mu\vec{\nabla}h \quad (3.24)$$

$$\delta\mu = |\vec{\nabla}h|^2 - \mu_a^2 \quad (3.25)$$

Pour des grandes valeurs de  $E$ , le résultat ne dépend plus de  $E$  et on obtient des pentes d'avalanche de l'ordre de  $30^\circ$ . Notons, que la dynamique même de l'avalanche n'est pas importante pour étudier celle des barchanes, il suffit *a priori* de reproduire uniquement l'existence d'un transfert de masse selon la plus grande pente dans cette partie de la dune. Enfin, toutes les grandeurs dont nous parlerons par la suite sont adimensionnées avec les seules quantités dimensionnantes du problème : la longueur de saturation  $l_s$  et le flux de sable saturé sur sol plat  $Q$  loin de la dune. Ainsi, les flux sont exprimés en unités de  $Q$ , les longueurs en unités de  $l_s$  et les temps en unités de  $l_s^2/Q$ . Pour pouvoir retrouver des ordres de grandeurs compatibles avec le cas éolien, il faut alors utiliser les ordres de grandeurs suivant :

$$\text{unité de flux: } Q \simeq 100m^2.an^{-1} \quad (3.26)$$

$$\text{unité de longueur: } l_s \simeq 5m \quad (3.27)$$

$$\text{unité de temps: } \tau \simeq 2\text{mois} \quad (3.28)$$

### 3.1.4 Résultats en deux dimensions.

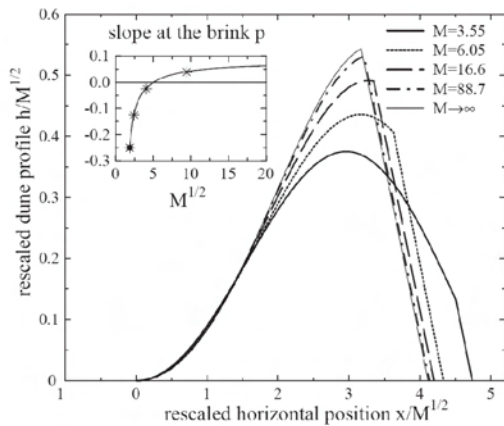


FIG. 3.6 – Solutions 2d du modèle  $C_c$ . D'après [104]. Les dunes ne sont pas isomorphes, ce qui est la trace de l'existence de la longueur de saturation du flux.

L'étude de ce modèle particulier montre l'existence de solutions stationnaires propagatives. Celles-ci ne sont pas invariantes d'échelles et font apparaître l'existence d'une taille minimale, liée à  $l_s$  [104]. En particulier, pour les petites dunes, la face d'avalanche démarre après le sommet alors que pour les grandes dunes la face d'avalanche et le sommet de la dune coïncident. D'autre part, les profils de dune obtenus, sont comparables aux profils des dunes réelles. En revanche, contrairement à la situation sur le terrain, les dunes numériques  $2d$  ne peuvent être étudiées qu'avec un flux incident nul. En effet, la face d'avalanche est un piège de sable parfait et de ce fait le flux de sortie est nul. Il existe également des solutions sans face d'avalanche qui ressemblent aux dômes. Pour ces solutions le flux de sortie n'est pas nul et il est nécessaire d'alimenter le

dôme pour qu'il survive à l'érosion.

La conservation de la masse intégrée permet de relier le profil de la dune avec le flux de sable :

$$q(x) = q_0 + ch(x), \quad (3.29)$$

et l'équation de charge du flux de sable impose

$$l_s \partial_x q = 0 = q_{sat}(x) - q(x). \quad (3.30)$$

Autrement dit, au sommet de la dune (ou plutôt au sommet de l'enveloppe de la dune) le flux saturé est égal au flux réel, et ce dernier est maximal : il n'y a ni dépôt, ni érosion.

Ceci n'est possible que si  $q_{sat}$  est en retard par rapport à  $q(x)$  et donc par rapport à  $h(x)$ . Nous retrouvons ce retard dans les simulations numériques  $2d$ . La dispersion des vitesses des dunes est également retrouvée avec cette modélisation. Ainsi, ce modèle simplifié contient les ingrédients nécessaires à la reproduction de dunes  $2d$ . L'étape suivante, qui a fait l'objet d'une bonne partie de cette thèse, a consisté à assimiler cette somme de travail et, en collaboration avec B. Andreotti, P. Claudin et K. Andersen, à construire sur des bases physiques une modélisation de barchanes en trois dimensions s'appuyant sur le modèle  $C_c^c$   $2d$ .

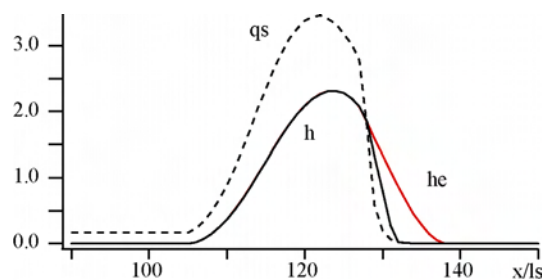


FIG. 3.7 – Forme du flux saturé et forme de la dune. Le flux saturé est maximum avant le sommet de la dune, autorisant la dune à se déplacer sans changer de forme.

## 3.2 Généralisation à la troisième dimension

### 3.2.1 Vers une description à 3d

Les simulations de dunes à deux dimensions n'offrent que deux types de solutions : les solutions de types dunes, avec une face d'avalanche, et les solutions de types dômes, sans face d'avalanche. Pour les solutions dunes- $2d$ , la face d'avalanche implique que le flux de sortie soit nul et la dune garde tout le sable incident. Les dunes- $2d$  ne peuvent donc pas se propager sans changer de forme, sauf dans le cas particulier d'un flux incident nul. C'est le contraire pour les dômes- $2d$  qui eux, perdent du sable et donc demandent un apport de sable pour conserver leur morphologie [104].

A la lumière de ces résultats, nous pouvons imaginer que dans le cas des barchanes réelles, qui sont des structures tridimensionnelles, les cornes servent à évacuer le surplus de sable, tandis que le centre lui possède une face d'avalanche qui piège tous les grains passant par

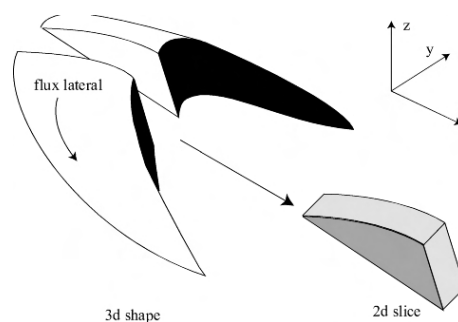


FIG. 3.8 – Découpage en tranche. Pour simuler numériquement l'évolution d'un tas de sable quelconque, il est possible de l'étudier par tranches  $2d$  en ajoutant un couplage latéral.

là. Ainsi, la barchane idéale serait une structure qui combine les deux solutions bidimensionnelles (le dôme  $2d$  et la dune  $2d$ ) et les fait coexister. Dans une situation standard, si la barchane se déplace de manière stationnaire, c'est que le tout le sable incident est dévié vers les cornes, pour ensuite être évacué de la dune. Dès lors, une possibilité pour obtenir un modèle  $3d$  est de simuler le comportement d'un tas de sable en le découpant en tranche : pour chaque tranche le modèle  $2d$  s'applique et donne l'évolution de cette partie de la dune (voir Fig. 3.8). Cependant, en raisonnant de cette manière, la stabilité structurale observée pour les dunes barchanes n'est pas automatique : pour un flux d'entrée donné, la partie centrale grossit alors que les cornes finissent par mourir. Il faut rajouter un mécanisme permettant d'évacuer tout le flux de sable incident en le transférant depuis le dos vers les cornes, c'est à dire un mécanisme créant un flux de sable latéral sur le dos des barchanes.

### 3.2.2 Origine du flux latéral

La question est donc de savoir quel est ce mécanisme? *A priori* il peut être dû à plusieurs phénomènes :

- 1. La déflexion latérale de l'écoulement entraîne les grains en saltation sur le côté, créant naturellement un flux latéral.
- 2. Les avalanches se développant en trois dimensions induisent également un flux latéral.
- 3. Les saltons, à chaque impact, peuvent être déviés latéralement, comme lorsqu'une bille rebondit sur une paroi non plane.
- 4. Les reptons sont quant à eux sensibles à la gravité et donc à la pente locale sur la dune.

Chacun de ces phénomènes mènent à l'existence d'un flux latéral et donc à un couplage entre les différentes évolutions des tranches  $2d$ . Une petite revue s'impose :

**1. Déflexion latérale:** Dans le modèle  $2d$ , l'influence de la forme de la dune sur l'écoulement latéral n'est pas pris en compte. Or, cette déflexion latérale de l'écoulement crée une composante latérale du flux de sable en saltation sur la dune. Néanmoins, des simulations numériques faites autour d'une dune barchane modèle [32] et des observations expérimentales [10, 62] montrent que cet effet reste faible. Quoi qu'il en soit, cette déflexion peut être facilement prise en compte (ce que nous ne ferons pas), en utilisant directement l'expression de  $\tau_y$  donnée par le calcul de Jackson et Hunt. C'est ce qu'ont proposé Hermann et al [115, 116], pour prendre en compte les instabilités secondaires dans les systèmes de dunes transverses.

**2. Avalanches:** Les avalanches, étant calculées en trois dimensions, elles peuvent induire une redistribution du sable latéralement. Ceci étant, comme les avalanches apparaissent dans la partie abritée de la barchane, leur rôle n'est pas, *a priori*, de répartir le flux de sable entre le dos et les cornes, mais de "faire avancer" la dune. D'ailleurs, les avalanches se développent vers l'intérieur du creux barchanique, c'est à dire des cornes vers le centre : ce n'est en aucun cas un moyen de faire évacuer l'excès de sable par les cornes. Ceci étant dit, il est possible d'imaginer des situations

exceptionnelles où les avalanches peuvent jouer le rôle de la répartition latérale du sable. En partant d'une forme initiale en cosinus carré que l'on appellera "cosbump" et

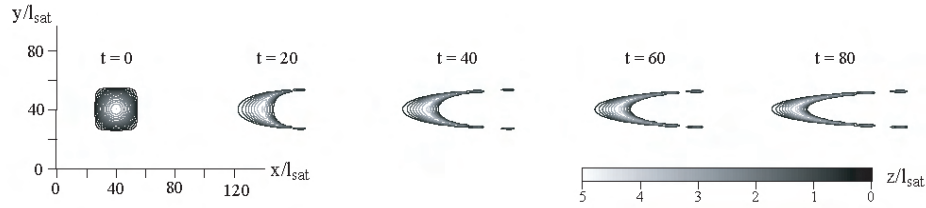


FIG. 3.9 – Evolution d'un tas "cosbump", en utilisant un découpage en tranche et le modèle  $C_c^c$  à 2d. Le seul couplage entre les tranches est celui du aux avalanches. Le tas commence par prendre la forme en croissant caractéristique d'une barchane, mais les cornes étant toujours plus rapides que les parties centrales, aucune forme stationnaire n'est atteinte.

décrite par l'équation suivante

$$h(x,y) = h_0 \cos\left(\frac{\pi x}{w_0}\right) \sin\left(\frac{\pi y}{w_0}\right), \quad (3.31)$$

il est possible d'en calculer numériquement l'évolution en utilisant le modèle  $C_c^c$  2d pour chaque tranche, et en ajoutant les avalanches comme seul couplage latéral. On observe l'évolution représentée sur la Fig. 3.9. Dans un premier temps, le tas prend la forme en croissant, ce qui s'explique facilement en se rappelant que les bords sont plus petits et donc vont plus vite que le centre. En revanche après un certain temps, on constate l'émission de petite dunes par les cornes : les tranches extrêmes sont tellement rapides qu'elles se séparent du reste du tas. Finalement, et contre toute attente, une forme stationnaire apparaît : la dune est tellement étirée que des avalanches nucléent sur sa face au vent, redistribuant le sable latéralement. Dans ce cas, la forme est plutôt celle d'une flèche et n'a rien à voir avec celle d'une barchane.

**3. Saltation et Reptation:** Finalement, la composante latérale du flux de sable peut provenir directement du mouvement des grains, qui sur une surface non plane, ne sauraient rester dans le plan contenant la direction du vent! Ainsi, les *saltons*, à chaque impact, rebondissent dans une direction dépendant de l'état de surface et en moyenne nous pouvons nous attendre à observer une déviation des trajectoires dans la direction de la plus grande pente. D'autre part, les *reptons* après avoir été délogés par un *salton* sont sensibles à la gravité et donc "dévalent" la dune selon la plus grande pente. Une latéralisation du flux s'en suit. C'est aux reptons que nous avons choisi de nous intéresser. En effet les rebonds défléchis des *saltons*, imposeraient soit d'utiliser un algorithme très détaillé de collisions, soit de considérer une déflexion moyenne qui peut se ramener comme nous le verrons à la même dérivation que le cas des reptons. Cette approche en terme de reptons n'est pas innocente. Nos missions dans le désert et certains articles de la littérature [25, 117, 118], indiquent la sensibilité des rides de sable à la pente locale. Ainsi, les rides sur une dune ne sont pas toutes orientées perpendiculairement au vent! Une description naïve de la situation consiste alors à écrire que le flux de *reptons* est un flux proportionnel aux flux de *saltons* et dirigé selon la plus grande pente, soit :

$$\vec{q}_{rep} = \alpha q_{sal} \vec{e}_x - \beta \alpha q_{sal} \vec{\nabla} h. \quad (3.32)$$

Evidemment il s'agit encore une fois d'une approche linéaire du problème. Le flux de sable total vérifie la conservation de la matière et on peut écrire :

$$\partial_t h + \partial_x (1 + \alpha) q_{sal} - \alpha \beta \vec{\nabla} (\vec{q}_{sal} \vec{\nabla} h) = 0 \quad (3.33)$$



De plus, comme les reptons sont une espèce dépendant de la saltation, le flux de reptons est supposé être toujours saturé ou du moins sa distance de saturation est supposée être négligeable devant  $l_s$ . L'équation de charge demeure donc inchangée:

$$\partial_x q(1 + \alpha) = \frac{q_{sat} - q}{l_{sat}}(1 + \alpha) \quad (3.34)$$

Si, maintenant, on appelle  $\hat{q}$ , la partie du flux qui ne dépend pas de la pente locale on a, par définition :

$$\hat{q} = (1 + \alpha)q, \quad (3.35)$$

et nous obtenons en définitive un jeu d'équations identique au cas bidimensionnel mais, avec un terme d'échange latéral (qui pour une tranche peut être vu comme le terme source d'une équation de diffusion), dont l'importance est reliée au paramètre de diffusion  $D$  :

$$\partial_t h + \partial_x \hat{q} - D \vec{\nabla}(\vec{q} \vec{\nabla} h) = 0 \quad (3.36)$$

$$\text{avec, } D = \frac{\alpha\beta}{1 + \alpha} \text{ et aussi:} \quad (3.37)$$

$$\partial_x \hat{q} = \frac{\hat{q}_{sat} - \hat{q}}{l_{sat}} \quad (3.38)$$

Le problème tridimensionnel peut donc se ramener en première approximation à un problème bidimensionnel couplé. Numériquement cela revient à calculer l'évolution de plusieurs dunes  $2D$  accolées qui s'échangent du sable selon leur différence de hauteur locale. Mathématiquement, cela revient à un mécanisme de diffusion non linéaire qui tend à éliminer les singularités du relief et donc à assurer une certaine "consistance" à la forme finale.  $D$  n'est pas réellement le coefficient de diffusion. En effet, dimensionnellement le coefficient de diffusion est donné par  $D\hat{q}(x,t)$ , ce qui est raisonnable puisque proportionnel au flux de sable [113].

Si maintenant nous reconsidérons le cas des saltons, il est raisonnable de penser, qu'en moyenne la déviation se fait dans la même direction qu'un grain rebondissant sur un plan incliné. En particulier, la déviation latérale doit dépendre au premier ordre de la pente :

$$\Delta\theta = -2a \arctan(\partial_y h) \quad (3.39)$$

, où le facteur  $a$  prend en compte l'effet de moyennage sur les différentes déviations possibles. Le système d'équations peut alors être généralisé en ajoutant le flux de *salton* latéral :

$$\vec{q}_{sal,y} = -2aA \tan(\partial_y h) q_{sal,x} \vec{e}_y \simeq -2a q_{sal,x} \partial_y h \vec{e}_y \quad (3.40)$$

ce qui transforme l'équation de conservation de la matière comme suit :

$$\partial_t h + \partial_x \hat{q} - D \vec{\nabla}(\vec{q} \vec{\nabla} h) - D_s \partial_y(\hat{q} \partial_y h) = 0 \quad (3.41)$$

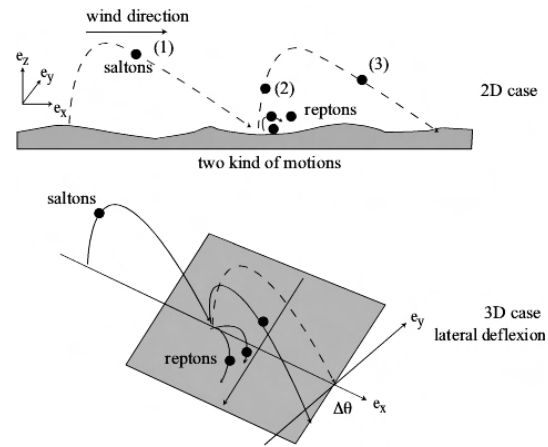


FIG. 3.10 – Saltation et Reptation : déflexion latérale. A chaque rebonds, les saltons repartent avec une direction latérale qui est fortement dépendante de l'état de surface. Au contraire, les reptons, qui roulent sur la surface, sont toujours déviés selon la plus grande pente.

avec  $D_s = 2a/(1+\alpha)$ . Nous retrouvons alors le même type de problématique mais avec deux paramètres  $D$  et  $D_s$ . Il existe d'autres méthodes pour obtenir un couplage des différentes tranches de dunes. Par exemple, à la fin de sa thèse, Sauermann utilise une modélisation complexe du mouvement des grains en saltation et prend en compte l'effet de la pente locale, comme étant la force que la dune exerce sur les grains (ce qui revient à considérer des collisions). Notre approche montre cependant l'importance directe des *reptons* ce qui, comme nous allons le voir, permet de mieux comprendre l'origine de la forme en croissant.

### 3.2.3 Conditions aux limites et résultats en 3d

A partir d'un cône ou d'un "cosbump" ( $h(x,y) = h_0 \cos(\pi x/w_0) \cos(\pi y/w_0)$ ) et avec des conditions aux bords quasi périodiques (toute la masse qui sort de la boîte de calcul est réinjectée de manière homogène sous forme de flux d'entrée nous obtenons "rapidement" des structures barchaniques, comme le montre la Fig. 3.11. Ces conditions aux limites, introduites par Sauermann [32] sont particulièrement importantes pour réaliser les simulations numériques dont nous parlerons dans la suite de ce chapitre. Il faut en effet bien comprendre qu'elles permettent de forcer l'évolution d'une forme initiale vers la **forme barchanique d'équilibre** correspondant au volume de sable de départ. Sans ces conditions aux limites, nous ne serions pas en mesure, *a priori* de définir le flux de sable entrant permettant équilibrant les pertes de sable par les cornes, et il nous serait alors difficile d'obtenir ces formes d'équilibre. En revanche, à cause de l'utilisation de ces conditions, nous ne pouvons pas espérer atteindre des ordres de grandeurs de temps d'évolution en harmonie avec ceux de l'expérience lors du régime transitoire, puisque le flux entrant ne cesse de changer. Néanmoins, il est maintenant possible de se pencher sur la compréhension de l'origine de la cohérence de la forme en croissant que nous obtenons dans la phase stationnaire de ces simulations numériques.

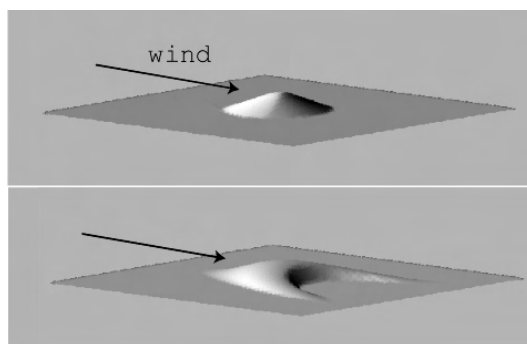


FIG. 3.11 – Barchane numérique. A partir d'un cône, le code numérique  $C_c^c$  3d génère de belles formes barchaniques en trois dimensions. Celles-ci se déplacent et leurs propriétés sont qualitativement identiques aux dunes barchanes rencontrées dans les déserts littoraux.

### 3.2.4 Pourquoi une forme en croissant?

En effet, la visualisation des différentes étapes de formation permet de mieux comprendre la cohérence de cette forme barchanique. En effet, nous avons déjà vu sur la Fig. 3.8, que même sans couplage latéral la dispersion des vitesses entre les tranches donne naturellement la forme en croissant. Cependant, cet effet doit être contrebalancé pour que la dune n'éclate pas en morceaux. Avec le mécanisme de couplage proposé il est possible de converger vers une forme stationnaire (voir Fig. 3.12). La diffusion apparaît ainsi comme le mécanisme limitant la décomposition de la dune. De plus, ce couplage latéral permet de rediriger tout le flux de sable incident (voir Fig. 3.12) vers les cornes où il peut quitter la dune : les cornes et les parties centrales coexistent malgré leurs différences!

Nous pouvons préciser ce dernier point. Etant donné une tranche longitudinale de la

dune, le flux de sable passant au sommet est pour partie composé de sable érodé,  $q_e$ , pour partie de sable amené avec le vent  $q_{in}$  et pour partie de sable provenant du flux de reptons arrivant latéralement,  $q_x$ . Or, ces trois grandeurs ne peuvent pas fluctuer librement, puisqu'en tout point de la dune il existe un flux saturé. Cette contrainte se traduit, en notant  $q_{max}$  la valeur maximal du flux sur la dune, par :

$$q_{in} + q_x + q_e < q_{max} \quad (3.42)$$

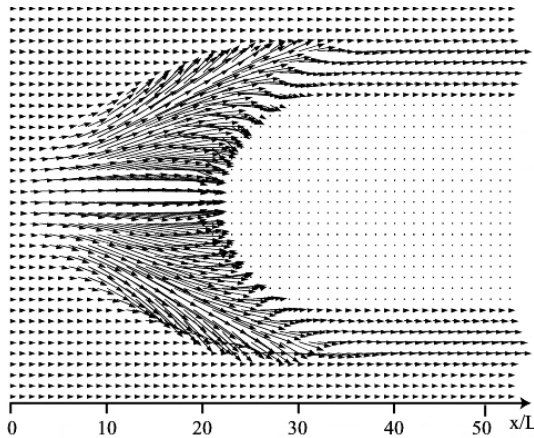


FIG. 3.12 – Déviation du flux. Les flèches représentent l'intensité et la direction du flux total. Pour plus de visibilité, l'angle de déviation des flèches a été magnifié par un facteur 3.

C'est cette inégalité qui permet d'expliquer la cohérence de la forme en croissant de la barchane et l'existence de solutions propagatives stationnaires. En effet, si le flux latéral,  $q_x$ , augmente, le flux érosif,  $q_e$  diminue, ce qui ralentit la tranche considérée. Ceci est d'autant plus vrai que l'on s'intéresse à une tranche loin du centre : l'érosion est de plus en plus faible quand on s'éloigne du centre. Grâce à cela, il est possible d'avoir la même vitesse de déplacement partout sur la dune : les cornes se déplacent, finalement, à la même vitesse que le centre et la barchane numérique se propage sans changer de forme. On notera donc que le couplage latéral remplit deux rôles : homogénéiser les vitesses des tranches et permettre à des solutions incompatibles (dômes  $2d$ /dunes  $2d$ ) de co-exister. Ces deux

qualités se rejoignent uniquement à cause de l'existence d'une contrainte sur le flux : sans cette contrainte, l'érosion serait la même partout, les vitesses ne seraient pas homogènes sur la dune et les formes en croissant seraient instables.

### 3.2.5 Transitoires vers la forme d'équilibre

Sur la Fig. 3.13 on assiste à la création des cornes et à la formation d'une barchane dans des conditions quasi périodiques. Ces barchanes, s'adaptent donc à l'écoulement de l'air et équilibrent leurs formes avec le flux entrant. C'est ce qu'on observe pendant ce transitoire, où la hauteur, la largeur et la longueur s'adaptent doucement. Dans ce processus de mise à l'équilibre, il faut cependant bien garder à l'esprit que les conditions aux bords quasi-périodiques, ont un rôle très important. En effet, le flux d'entrée réagit pour tenter d'équilibrer le flux de sortie, ce qui permet de trouver le flux d'équilibre de la barchane que l'on ne connaît pas initialement. Ce transitoire n'a donc aucune raison de correspondre à une situation réelle. Il permet juste de comprendre comment en adaptant sa forme, une barchane peut trouver un équilibre entre le flux entrant et le sable redirigé vers les cornes.

D'autre part, la partie (b) du graphique Fig. 3.13 représente l'évolution à partir d'une forme légèrement plus compliquée, un "bicône", qui possède initialement deux sommets. Cette forme évolue elle aussi vers une barchane ce qui montre bien que la diffusion joue un rôle stabilisant : le mouvement des *reptons*, dans le sens de la plus grande pente, tend à combler les creux et les défauts de la surface. Le mécanisme de couplage par les *reptons*

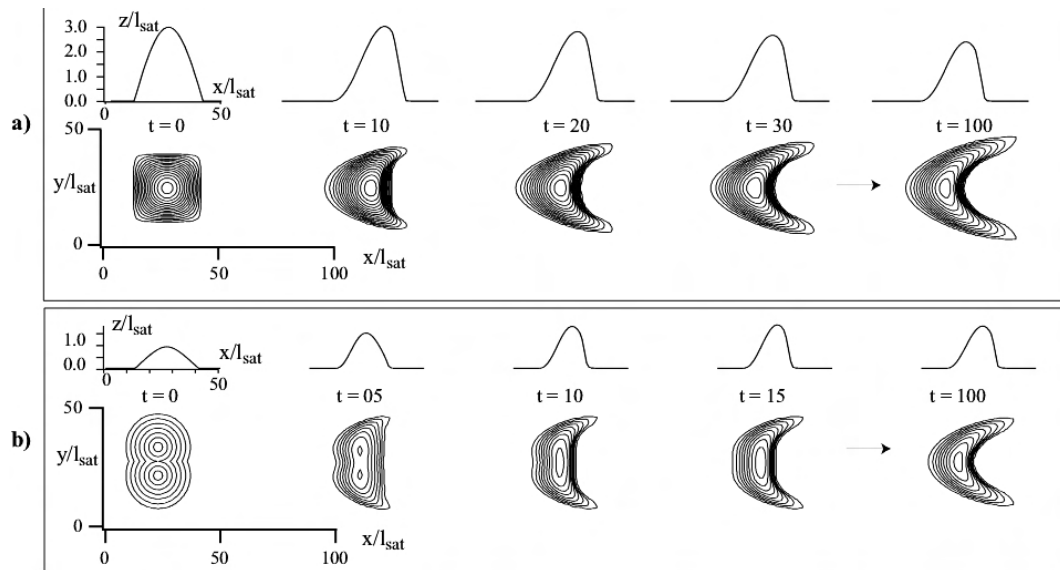


FIG. 3.13 — Régime transitoire. a) évolution d'un tas initialement défini par  $h(x,y) = h_0 \cos\left(\frac{\pi x}{w_0}\right) \cos\left(\frac{\pi y}{w_0}\right)$ , jusqu'à la forme barchanique finale. b) évolution d'une forme présentant deux sommets. La diffusion, joue un rôle stabilisant qui permet à la dune de se reconstituer en une forme avec un seul sommet. Les paramètres de cette simulation sont  $A = 9.0, B = 5.0, D = 0.5$  et  $w_0 = 30, h_0 = 30$ .

est ainsi (comme on s'y attendait) un mécanisme stabilisant vis à vis des perturbations de formes. Nous pouvons y voir une explication de la cohérence des formes barchaniques sur le terrain.

Finalement, nous nous sommes assurés que la forme finale obtenue ne dépendait pas de la forme initiale pour un volume donné, en considérant diverses situations initiales. C'est ce que montre la Fig. 3.14.

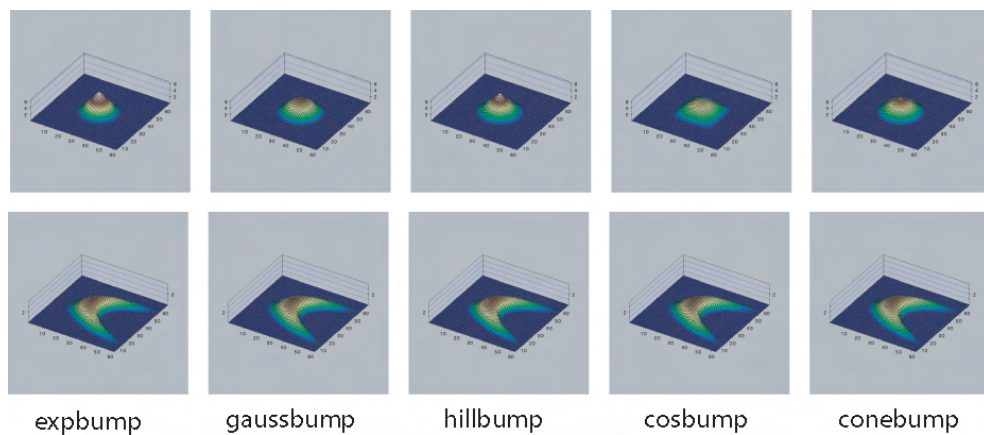


FIG. 3.14 — Partant de différentes conditions initiales, on obtient toujours la même forme d'équilibre pourvu qu'on utilise les conditions aux bords quasi périodiques. Ceci confirme le rôle "d'attracteur" de la forme barchanique dans des conditions de vent mono directionnel.

les différentes formes de départ sont données par les équations suivantes:

- (a) expbump :  $h(x,y) = h_e(1 - \exp(1 - (2r/w_0)))/(1 - e)$
- (b) gaussbump :  $h(x,y) = h_g(1 - \exp(1 - (2r/w_0)^2))/(1 - e)$
- (c) hillbump :  $h(x,y) = h_h(\frac{2}{1 + 2r/w_0} - 1)$
- (d) cosbump :  $h(x,y) = h_{cs} \cos(\pi x/w_0) \cos(\pi y/w_0)$
- (e) conebump :  $h(x,y) = h_{co}(1 - 2r/w_0)$

Les formes initiales précédentes ont toutes le même volume et la même largeur  $w_0$  et des hauteurs différentes. De ce fait, les taux d'érosion initiaux ne sont pas les mêmes et les temps pour atteindre la forme d'équilibre sont plus ou moins longs. La forme en cosinus carré (cosbump), très aplatie et avec des pentes importantes sur les bords est celle qui semble converger le plus vite. C'est cette forme que nous utiliserons par la suite comme situation de référence.

*En conclusion, nous avons montré que la forme en croissant des barchanes trouve une explication rationnelle entre un effet déstabilisant (la dispersion des vitesses des tranches) qui forme le croissant et un effet stabilisant (l'émergence d'un flux latéral) qui harmonise les vitesses des différentes tranches et redirige le flux incident vers les cornes pour l'évacuer. Ces mécanismes sont particulièrement simples et se retrouvent dans l'eau et dans l'air, quelles que soient les formes de départ, ce qui explique assez naturellement que des formes initialement isolées prennent naturellement une forme en croissant sous l'action d'un fluide. La barchane peut ensuite se stabiliser si le flux incident est suffisant pour compenser les pertes de sable par les cornes. Maintenant nous allons vérifier que les barchanes numériques ont des propriétés identiques, au moins qualitativement, aux données de terrain.*

### 3.3 Propriétés d'une barchane numérique

Comme le modèle  $C_c^c$  donne de bons résultats, il est légitime de regarder si les principales propriétés des dunes barchanes éoliennes sont retrouvées, à savoir, les relations affines entre  $h$ ,  $w$  et  $l$  et la relation affine entre  $c$  et  $1/h$ . Pour les résultats de cette section, les différentes configurations utilisées sont récapitulés dans le tableau suivant 3.3.

$A = 4.7$	effet de courbure	$\mu_a = 0.5$	pente d'avalanche
$B = 5.0$	effet de pente	$\mu_s = 0.25$	pente de séparation
$D = 0.1$	effet de diffusion	$dt = 0.001-0.1$	résolution temporelle
$E = 50-200$	paramètre d'avalanche	$dx = 0.25 -1.0$	résolution spatiale
$N_x = 64 - 1024$	taille de la grille		

#### 3.3.1 Morphologie

Pour ce jeu de paramètres particulier, toutes les propriétés des barchanes énoncées dans le premier chapitre sont retrouvées. Ainsi, la hauteur, la largeur et la longueur sont reliées de manière affine. En particulier, le rapport d'aspect vertical est de l'ordre de  $1/10$ , tandis que le rapport d'aspect entre longueur et largeur est de l'ordre de l'unité. Ceci reste vrai tant que les barchanes considérées sont grandes devant la longueur de saturation  $l_s$ . L'existence d'une taille minimale est également observable : pour des longueurs de quelques  $l_s$  la hauteur des formes d'équilibre obtenues est nulle : aucune solution n'est stable.

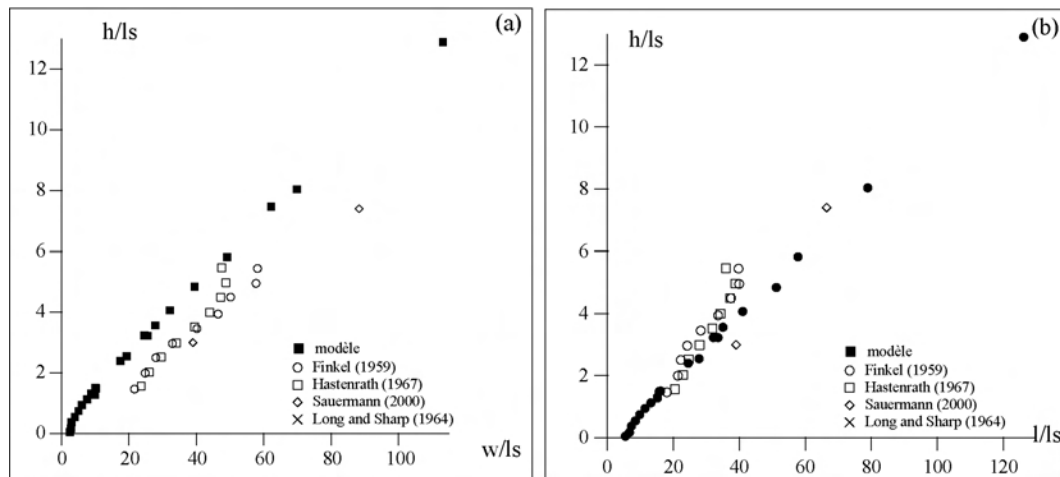


FIG. 3.15 – *Forme des barchanes pour  $A = 4.7, B = 5.0, D = 0.1$ . (a) hauteur en fonction de la largeur. (b) hauteur en fonction de la longueur. Pour les dunes grandes devant la taille minimale, on retrouve une relation affine entre  $h$ ,  $w$ , et  $l$ .*

De même le graphique suivant montre que la longueur et la largeur sont reliées de manière affine et que le volume des dunes varie asymptotiquement comme  $w^3$ , comme pour le cas éolien [23]. En effet, l'expression suivante reproduit bien le volume des barchanes numériques :

$$V = bw^2(w + w_v) \simeq bw^3 \quad (3.43)$$

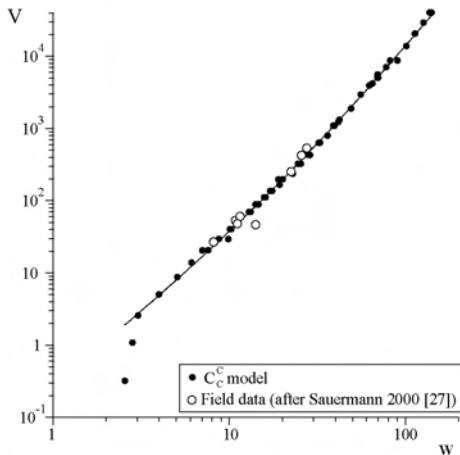


FIG. 3.16 – *Volume des barchanes numérique.* Le volume varie comme le cube de la largeur pour des dunes assez grandes. La non invariance d'échelle des barchanes est visible pour les petites dunes.

de volume en fonction de la largeur, mesurées par Sauermaun *et al* [23] sont cependant en bon accord avec les résultats du modèle  $C_c^c$ .

### 3.3.2 Déplacement stationnaire

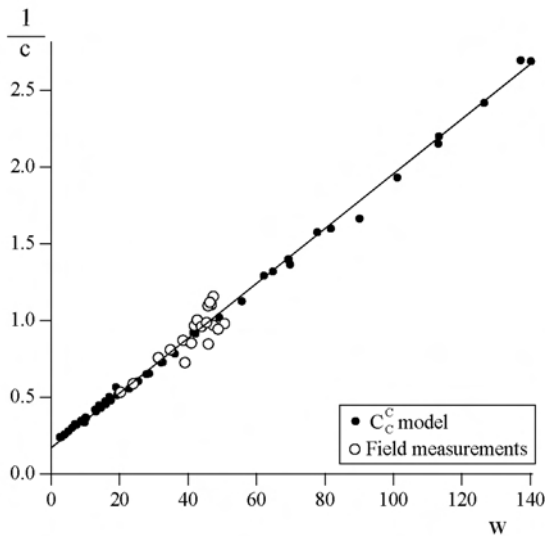


FIG. 3.17 – *Propagation des barchanes.* La vitesse dépend visiblement de la largeur de façon hyperbolique. Il en est de même pour la hauteur, puisque les grandeurs sont toutes reliées de manière affines.

ont été renormalisées sur le graphique Fig. 3.16.

Notons que la conservation de la masse en trois dimensions ne permet pas de relier aussi facilement qu'en deux dimensions, le flux de sable à la crête, la hauteur de la dune

avec  $b \simeq 0.011$  et  $w_v = 22.9$ . Notons au passage que l'on retrouve le comportement non homothétique des dunes au voisinage de la taille minimale dans l'analyse du volume. Même si nous ne connaissons pas *a priori* la longueur de saturation, celle-ci doit être de l'ordre de quelques mètres. Ainsi, les données de terrain, déjà utilisées pour valider l'approche expérimentale, ont été reportées sur les graphiques de la Fig. 3.15 en considérant que  $l_s \sim 1m$ . Les rapports d'aspects sont effectivement du même ordre, mais en revanche les courbes  $h = f(w)$  se comparent mal. Ceci tient probablement au fait, qu'il faut "régler" le coefficient de diffusion  $D$ , pour obtenir une meilleure adéquation entre le modèle numérique et les mesures de terrain. En utilisant  $l_s = 3.5m$  (voir plus bas), les données

Enfin, il est naturel de vérifier que les barchanes se déplacent avec une vitesse inversement proportionnelle à leur dimensions (largeur, hauteur ou longueur) et font apparaître comme pour les données de terrain une vitesse limite pour un tas de hauteur nulle. Ainsi, la meilleure régression linéaire donne une relation de la forme.

$$c = \frac{aQ}{w + w_c} \sim \frac{aQ}{w} \quad (3.44)$$

où  $a = 56$  et  $w_c = 9.5m$ . Dans la région de Tarfaya, une analyse du déplacement de plusieurs dunes [123] permet d'estimer  $Q \sim 66m^2/an$ . Les vitesses des barchanes de cette région se comparent alors bien aux vitesses des barchanes numériques, pourvu que  $l_s \sim 3.5m$ . C'est avec cette valeur que les données de volume de Sauermaun

et la vitesse de celle-ci. Cette difficulté vient du fait que maintenant une partie du flux de sable ne sert pas à faire avancer la dune mais à évacuer vers les bords l'ensemble du sable incident. En effet, en considérant une forme propagative et stationnaire,  $h(x-ct, y, t)$ , l'équation de conservation de la matière s'écrit :

$$c = \frac{\partial_x q_x + \partial_y q_y}{\partial_x h} \quad (3.45)$$

ce qui en utilisant notre description du flux latéral peut se réécrire :

$$c = \frac{\partial_x \hat{q} - D \vec{\nabla}(\hat{q} \vec{\nabla} \hat{h})}{\partial_x h} \quad (3.46)$$

L'intégration de l'équation de conservation de la masse sur l'axe de symétrie de la barchane donne en éliminant les termes en  $\partial_y h$  (nuls par symétrie):

$$cH = q_c - q_{in} - D \int_{-\infty}^{x_c} q(x) \partial_{yy} h dx \quad (3.47)$$

ce qui en terme de comportement varie comme :

$$cH \simeq (q_c - q_{in}) \left(1 - \frac{Dhl}{w^2}\right) \simeq (q_c - q_{in})(1 - D/10) \quad (3.48)$$

Ainsi, pour les grandes barchanes la vitesse varie effectivement comme l'inverse de sa hauteur. Ce résultat est parfaitement compatible avec la discussion que nous avons eu sur le lien entre l'inverse de la longueur d'une barchane et sa vitesse. En effet, ici nous nous intéressons à des barchanes à l'équilibre et qui sont toutes isomorphes en première approximation (en tout cas pour les dunes grandes devant  $l_s$ ), de ce fait le rapport d'aspect

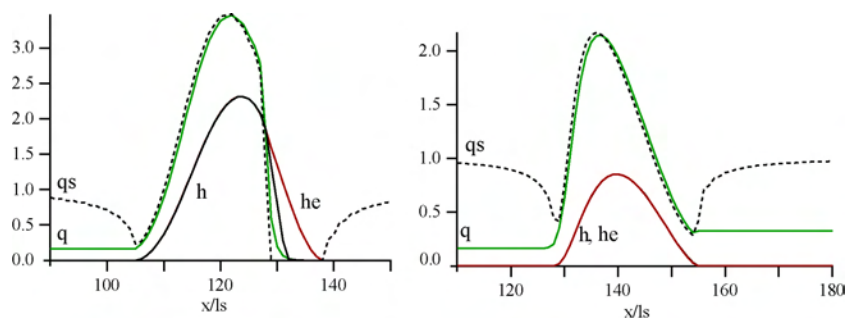


FIG. 3.18 – Profil de la dune,  $h$ , enveloppe,  $h_e$ , flux de sable,  $q$  et flux saturé  $q_{sat}$ . (a) tranche centrale de la barchane :  $q$  est en retard sur  $q_s$ , une cellule de recirculation et une face d'avalanche sont présentes, le flux d'entrée  $q_{in}$  est non nul, alors que le flux de sortie est nul pour cette tranche. (b) tranche d'une corne : le flux est toujours en retard sur le flux saturé mais il n'y a pas de décollement de couche limite. Le flux de sortie est non nul pour cette tranche. Dans les deux cas, le flux  $q$ , est maximum avant le sommet.

$h/l$  est identique pour toutes les tailles de dunes, et il est possible ici de prendre n'importe quelle grandeur ( $h$ ,  $l$  ou  $w$ ) pour caractériser la vitesse. Autrement dit, à morphologie comparable, la distinction entre  $l$  et  $h$  que nous avons présenté dans le chapitre 2 n'a plus lieu d'être. De plus, par rapport au modèle bidimensionnel, il est à présent possible de prendre en compte l'existence d'un flux incident : plus le flux incident est grand, plus la barchane est lente. Ce constat est en parfait accord avec l'existence d'un flux saturé : à même vitesse de vent, l'érosion doit être d'autant plus faible que le flux incident est grand.



L'équation de conservation de la masse montre enfin que  $q$  n'a plus aucune raison d'être maximal au sommet de la dune! Au contraire, il est bien légèrement en retard par rapport au flux saturé mais son maximum est atteint avant le sommet comme le montre la figure Fig. 3.18. Nous pouvons nous en convaincre en explicitant la dérivée du flux réel au sommet à partir de l'équation précédente :

$$\partial_x q|_{x_s} = Dq|_{x_s} \Delta h|_{x_s} \quad (3.49)$$

or au sommet de la dune  $\Delta h < 0$  et le flux de sable est bien maximum avant le sommet de la dune. Ce décalage est d'autant plus grand que le coefficient de diffusion local effectif  $Dq|_{x_s}$  est grand et d'autant plus faible que la dune est étalée.

### 3.4 Rôle de la diffusion et solutions de type dômes

Les résultats précédents sont encourageants mais la comparaison quantitative précise avec les données de terrain reste délicate pour la morphologie. Le choix des paramètres  $A$ ,  $B$  et  $D$ , doit permettre d'améliorer la comparaison directe. Plutôt que d'essayer de les estimer numériquement, nous avons pris le parti de les considérer comme étant variables, leurs éventuelles variations représentant l'influence de l'interaction entre la dune et l'écoulement, ce qui peut de ce fait modéliser les mêmes formes dans des contextes différents (sous l'eau, en atmosphère raréfié (mars)). L'étude paramétrique concernant  $A$  et  $B$  est présentée dans l'Annexe B. En revanche, nous présentons ici l'étude de l'influence de  $D$ , qui contrôle l'effet que nous avons introduit pour créer un modèle 3d.

#### 3.4.1 Influence de la diffusion

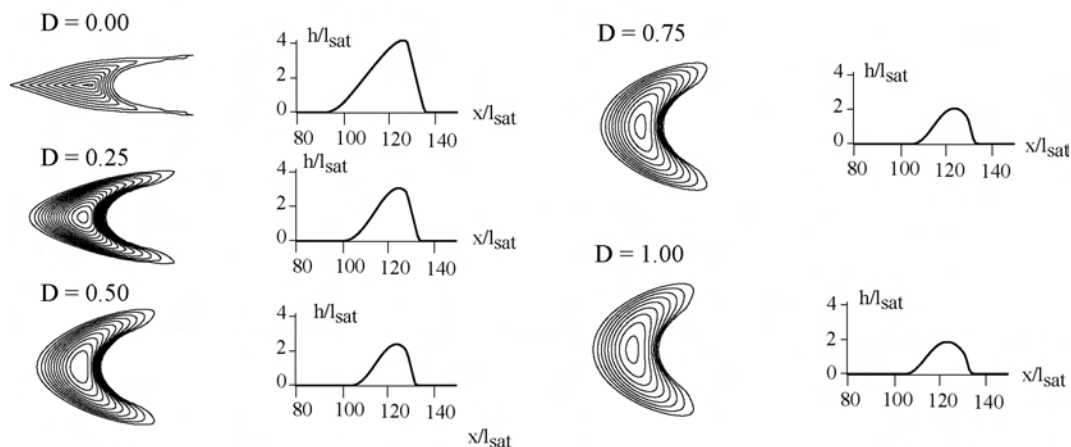


FIG. 3.19 – Influence de la diffusion 1. Différentes formes d'équilibre obtenues en changeant le paramètre de diffusion  $D$ , avec le même état initial. L'état de départ est défini par une fonction "cosbump" avec une largeur de  $W_0 = 30$  et une hauteur de  $H_0 = 3.0$ . Les profils centraux des barchanes sont donnés en regard des formes des dunes. La morphologie reste en forme de croissant dans tous les cas, mais les changements sont significatifs.

Grâce à ce modèle numérique, il est très facile d'observer l'effet du paramètre  $D$  sur lequel repose la cohérence du modèle en 3d. Le graphique Fig. 3.19 montre différentes dunes barchanes obtenues pour différentes valeurs de  $D$  à partir des mêmes conditions initiales

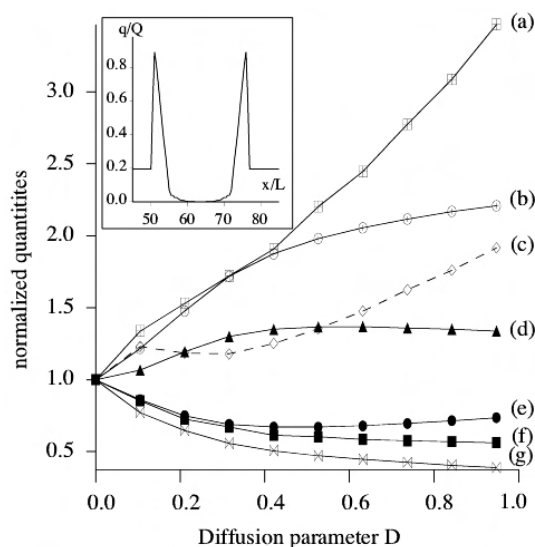


FIG. 3.20 – Evolution des principaux paramètres morphologique, lorsque le coefficient  $D$  varie. (a) largeur des cornes, (b) largeur totale, (c) flux d'équilibre, (d) vitesse de la dune, (e) longueur totale, (f) longueur de la tranche centrale, (g) hauteur de la dune. L'encart supérieur représente le flux de sortie en fonction de la position latérale sur la dune. La largeur des cornes est alors définie par rapport à la largeur sur laquelle sort le flux de sable.

et avec  $A = 9.0$  et  $B = 5.0$ . L'influence de  $D$  est remarquable. Plus  $D$  est grand, plus la dune est basse et étalée et plus ses cornes sont larges et courtes. En réalité, ce type de dépendance peut s'expliquer "avec les mains" en terme de déviation latérale des *reptons* et de flux saturé, les mêmes arguments qui nous ont servi à comprendre la forme en croissant de la barchane. Ainsi, pour des faibles valeurs de  $D$ , le flux latéral est relativement faible initialement et comme il faut de grandes pentes pour maintenir un flux latéral important, la forme met du temps à s'adapter. Ainsi, le transitoire est assez long pour que les cornes s'éloignent du centre franchement. La forme finale est allongée avec des pentes latérales importantes.

A l'inverse, pour un flux latéral fort ( $D$  grand), les cornes sont vite ralenties et la barchane adopte une forme plus trapue. La largeur des cornes, elle, augmente avec la déviation latérale : si le flux latéral devient très important, il faut des cornes de plus en plus larges pour l'évacuer, à cause de l'existence du flux saturé. Ce dernier point peut éventuellement servir à déterminer le coefficient de diffusion  $D$ , par la mesure de la largeur des cornes. Il en est de même pour toutes les grandeurs caractérisant la barchane : le flux de sortie augmente aussi légèrement avec  $D$  ce qui correspond à l'accroissement de la largeur de la barchane. Comme la barchane capte plus de sable, elle doit nécessairement avoir un flux de sortie plus important que dans le cas d'une dune plus fine pour rester à l'équilibre.

Il est remarquable de constater que la vitesse de la dune varie à l'opposé du flux d'entrée d'équilibre, rappelant que c'est le flux érosif qui contrôle la vitesse. De même la hauteur diminue et la largeur augmente. Ces évolutions correspondent bien à la nature d'un phénomène diffusif, c'est à dire de diminuer les effets qui cause la diffusion : les pentes en  $h/w$  ont ainsi tendance à être gommées lorsque  $D$  augmente. Enfin, nous trouvons que la largeur des cornes augmente plus vite avec  $D$  que la largeur de la dune.

En définitive,  $D$  contrôle simplement la diffusion des *reptons* selon la plus grande pente à la surface de la dune. Cette diffusion tend alors naturellement à atténuer les pentes et ainsi à adoucir les reliefs des barchanes.

### 3.4.2 Les dômes de sable 3d

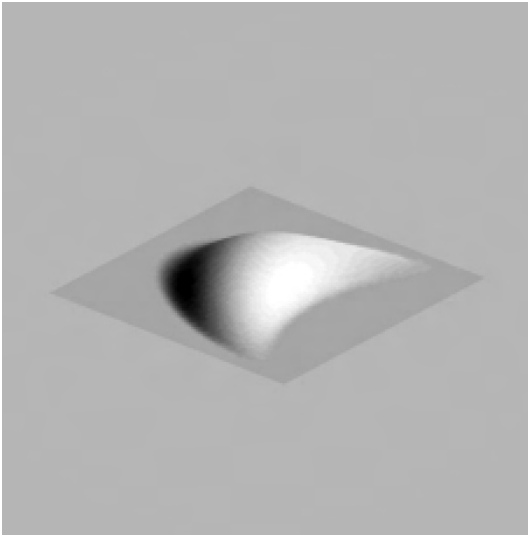


FIG. 3.21 – Dôme 3D. Pour certaines valeurs de  $D$ , le  $C\xi$  modèle donne aussi des solutions d'équilibre ouvertes ou il n'y a pas de face d'avalanche. Le flux de sable est alors non nul sur toute la largeur de la dune, même s'il reste minimal dans la zone la plus abritée de la dune.

de leurs possibles précurseurs, les dômes. Les différences entre ces deux "états" morphologiques sont importantes, comme le montre la Fig. 3.22, notamment en ce qui concerne le flux de sable quittant la dune, sa répartition spatiale et le flux de sable nécessaire à leurs maintient.

Dès lors, nous pouvons nous demander comment la barchane réagit quand la diffusion devient suffisamment importante pour que la face d'avalanche ne se forme pas. Autrement dit, est-il possible de trouver des solutions en forme de dômes 3d? et si oui, dans quelles conditions? D'un point de vue pratique, il n'y a plus de face d'avalanche lorsque les deux cornes se rejoignent, c'est à dire quand la largeur total vaut deux fois la largeur d'une corne. Dans notre cas, ceci correspond à un coefficient de diffusion important, de l'ordre de  $D \sim 2$ . Nous obtenons alors une solution de type dôme stationnaire qui se propage sans changer de forme, mais qui perd du sable sur toute sa largeur : évidemment, les cornes émettent plus de sable que la partie centrale puisque le flux est toujours en partie dévié vers les bords par la forme de la dune. Le modèle  $C\xi$  rends donc compte, non seulement des formes barchaniques mais, également

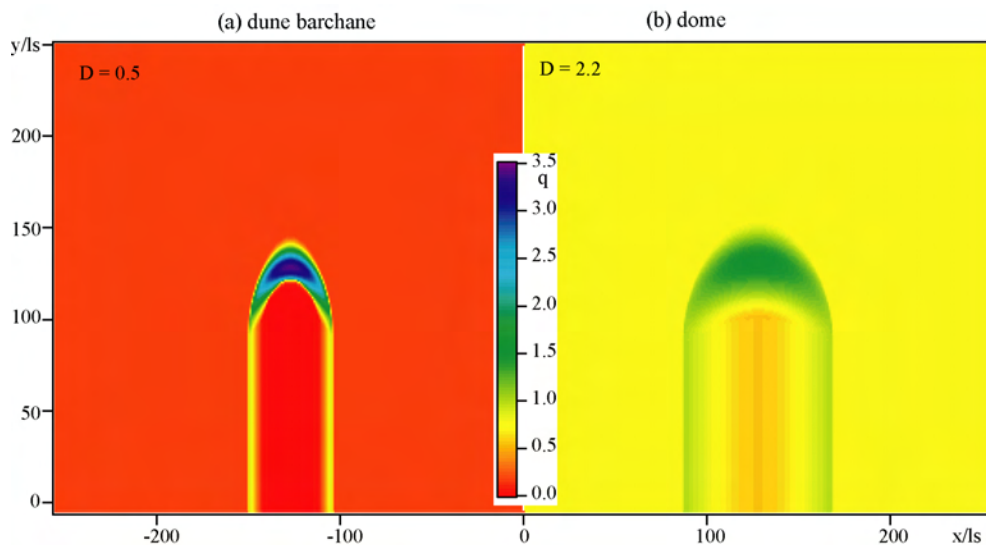


FIG. 3.22 – Comparaison domes/dunes. a) Barchane : le sable ne s'échappe que par les cornes. b) Dôme : le sable s'échappe de toute la largeur de la dune. Il faut alors un flux d'entrée plus important pour obtenir un dôme équilibré.

La figure Fig. 3.23 montre l'évolution de la largeur  $w$ , de la hauteur,  $h$ , de la vitesse  $c$  et du flux de sortie moyen  $q_{out}$  en fonction du paramètre de diffusion  $D$ . Tous ces résultats concernent toujours la même forme initiale ( $w_0 = 30 l_s$ ,  $A = 9.0$ ,  $B = 5.0$ ) avec des conditions quasi périodiques. Les commentaires précédents déduits de l'analyse qualitative de l'effet de la diffusion restent valables pour des coefficients de diffusion légèrement plus importants. Ainsi, la hauteur diminue progressivement avec  $D$ . La vitesse, elle, commence par augmenter avec  $D$ , confirmant le lien entre la vitesse et la hauteur de la dune, pour finalement diminuer, exprimant alors, que l'effet dominant n'est plus la diminution de la hauteur (de plus en plus lente) mais l'accroissement du flux d'entrée équilibrant, qui domine. Nous remarquons que pour des  $D > 3.0$ , le flux de sortie tend vers  $q_{out} = 1$ , ce qui revient à dire qu'aucun flux d'entrée ne peut alors compenser la perte de sable! Dans ce cas, il n'y a plus de solution stationnaire, et le tas ne fait que s'étaler : il s'agit de dômes instables.

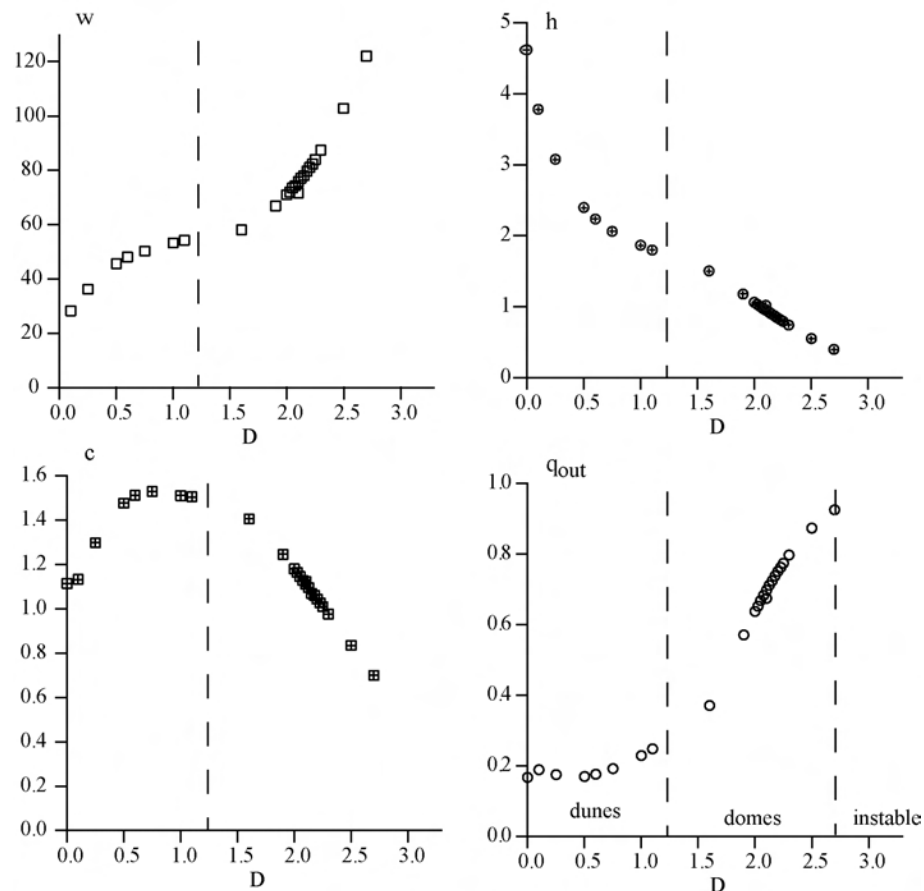


FIG. 3.23 – Evolution des paramètres standards avec  $D$ . Pour des grandes valeurs de  $D$ , on observe une transition entre les solutions dunes et les solutions dômes, qui mène aux solutions dômes instationnaires pour les trop grandes valeurs de  $D$  ( $D > 3$ ).

Néanmoins, ils ne disparaissent pas pour la simple raison que les simulations sont faites à volume constant. Laissés en condition ouverte, ils disparaîtraient rapidement. Dans notre situation, il ne font que s'étaler jusqu'à occuper toute la boîte de calcul sur une épaisseur très faible. En réalité, les dômes sont également visibles à coefficient de diffusion constant pour des conditions initiales de petite taille. C'est par exemple le cas pour les paramètres

$A = 9.0$ ,  $B = 5.0$  et  $D = 0.5$  pour les dunes inférieures à  $w_c = 15 l_s$ , le flux de sortie n'est plus nul juste derrière la barchane, il s'agit donc de dôme. Il est donc possible de passer continûment des solutions dômes aux solutions dunes. C'est d'ailleurs la raison du comportement critique de la hauteur lorsque la taille des dunes diminue comme nous l'avons observé sur la Fig. 3.15.

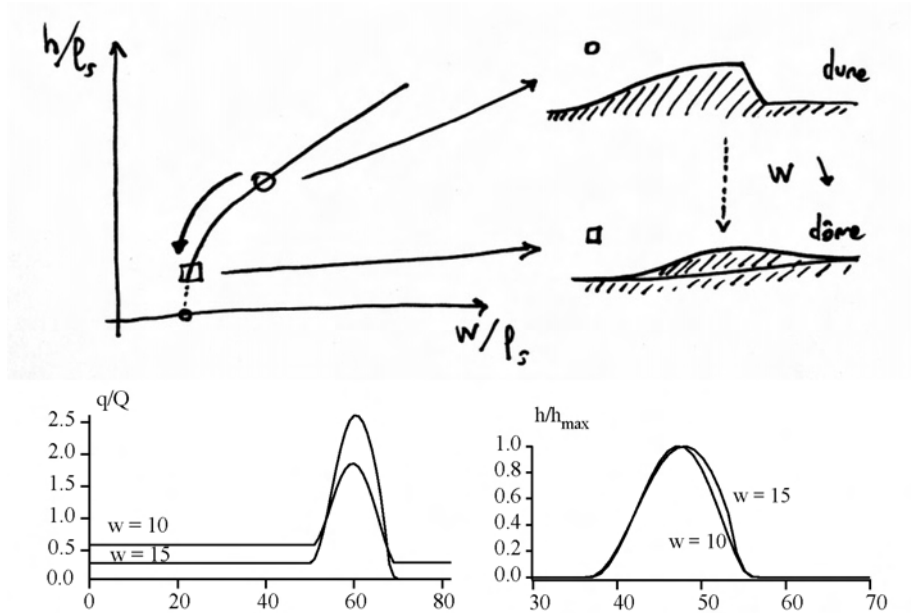


FIG. 3.24 – Transition dunes-dômes avec la taille. Les petites structures obtenues par le  $C_c$  présentent les caractéristiques des dômes, contrairement aux dunes de taille supérieure où une face d'avalanche efficace se développe et redonne le mécanisme de formation/propagation des barchanes classiques. En particulier avec  $A = 9.0$ ,  $B = 5.0$  et  $D = 0.5$  les dômes stationnaires apparaissent pour des tailles comprises entre  $w = 15l_s$  et  $w = 10l_s$ . Une face d'avalanche apparaît timidement pour  $w = 15l_s$ .

Nous pouvons ainsi séparer les deux espèces dunes et dômes simplement à partir des valeurs de  $q_{out}$ . Il est de plus possible d'imaginer que dans le cas où le coefficient  $D$  varie avec les conditions extérieures (humidité, tailles des grains, force du vent, nature du sol), la forme passe d'une situation de dôme étalé à une situation de barchane avec une face d'avalanche bien développée pour une même taille de dune. L'inverse est également envisageable. A ce propos, il est même facile de prévoir pourquoi la diffusion change avec par exemple la vitesse de l'écoulement. Si le vent souffle de plus en plus fort, la vitesse des *saltons* augmente mais pas celle des *reptons* ! Le flux de saltons devient alors dominant et on peut s'attendre à avoir un coefficient de diffusion qui diminue quand la vitesse du vent augmente. Consécutivement, la forme de la barchane est alors plus allongée. C'est également ce qu'avait proposé Wipperman, auteur de l'une des premières simulations numériques de dunes convaincantes [92]. La Fig. 3.25 récapitule l'éventuel passage d'un dôme à une dune pour une diminution de la vitesse du vent.

L'argument semble intéressant, mais n'oublions pas qu'il est construit uniquement à partir des formes d'équilibre et rien ne garantit que cette trajectoire soit effectivement une trajectoire possible ! En particulier, cette trajectoire implique que la largeur diminue, que la hauteur augmente et que le flux d'entrée diminue. Ceci paraît peu probable. Il est alors



FIG. 3.25 – Transition dôme-dune. Une diminution du paramètre de diffusion  $D$ , pour des raisons quelconques, entraîne le changement de la seule forme d'équilibre acceptable vers une solution de type dune. Cette transition est d'autant plus facilitée, que la quantité relevante, le flux de sable d'équilibre varie rapidement quand  $D$  varie faiblement au voisinage des solutions de dômes stables.

plus facile d'envisager des transitions de ce type accompagnés d'un changement de volume de la dune. On passerait ainsi d'un dôme d'une taille donnée, à une dune plus large par exemple. Cette dernière transition doit également être possible à partir du moment où le flux de sable fait grossir un dôme par exemple. Ainsi, les dômes semblent être réellement les précurseurs des barchanes!

### 3.5 Conclusion et comparaison avec la modélisation expérimentale

La construction et l'utilisation de ce modèle numérique se sont ainsi révélées particulièrement éclairantes. Nous avons en effet amélioré notre compréhension de l'origine de la forme en croissant des barchanes et de la possibilité d'avoir des formes stationnaires. En résumé, cette forme est issue de la compétition entre un effet déstabilisant, la dispersion de vitesse de la surface de la dune (les parties basses étant plus rapides) et un effet stabilisant, le mouvement des *reptons* selon la plus grande pente à la surface de la barchane, qui dirigent le flux incident vers les cornes et en conséquence, les ralentit et évacue le surplus de sable.

Un autre point important revient au rôle que nous avons fait jouer à la longueur de saturation  $l_s$  qui est proportionnelle à la longueur inertielle  $l_{drag}$ . Comme dans l'expérience, ces résultats montrent l'importance de ces deux longueurs dans la compréhension de la physique des barchanes et des dunes en général. D'un point de vue plus général, la comparaison des phénomènes et des évolutions entre le modèle  $C_c^c$  et l'expérience "aquarium" est remarquable. Nous aurons l'occasion par la suite de continuer à comparer les résultats de ces deux méthodes d'analyse dans des situations plus complexes. Remarquons d'ores et déjà que le bon accord entre simulations et expériences est évidemment souhaitable puisque nous "clamons" l'existence d'un lien fondamental entre les dunes éoliennes et les dunes aquatiques: la modélisation doit pouvoir s'appliquer dans les deux cas. La comparaison entre certaines données de terrain et la simulation numérique donne une longueur de saturation de l'ordre de  $l_s \sim 3.5m$ . La taille minimale avec  $A = 4.7$ ,  $B = 5.0$ , et  $D = 0.1$  est alors  $l_m \sim 5 l_s$ , ce qui nous donne bien une taille minimale de l'ordre de  $15 - 20m$ . Avec cette longueur de saturation nous obtenons  $l_s \simeq 6 l_{drag}$ . Dans l'eau, la longueur de saturation est alors  $l_s \simeq 2.25 mm$  et la taille minimale est de l'ordre de  $l_m \simeq 1.35 cm$ .

Evidemment, il ne s'agit que d'estimation, mais nous retrouvons la correspondance entre les ordres de grandeurs éolien et aquatique.

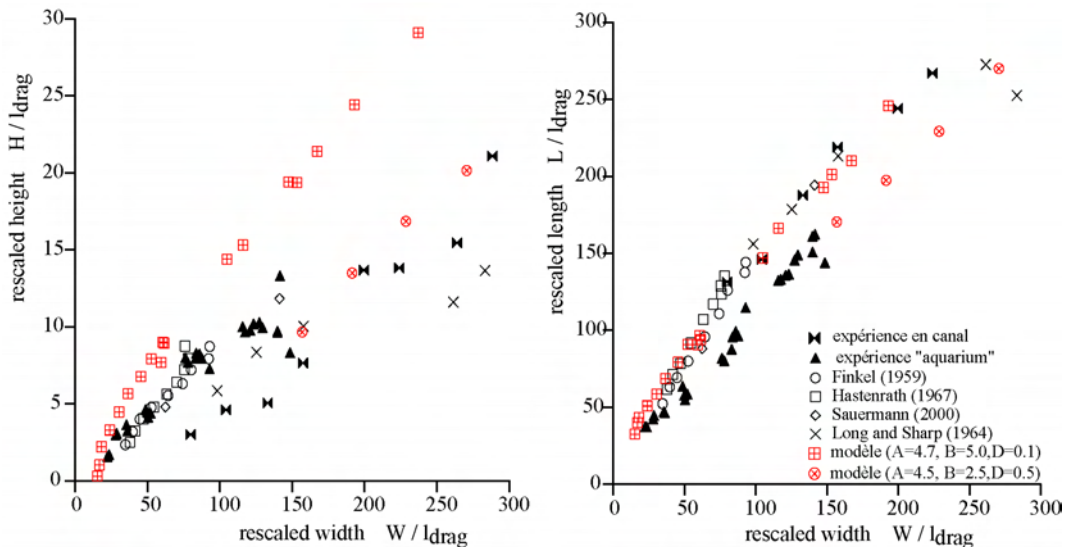


FIG. 3.26 – Comparaison des différentes méthodes de reproduction de barchanes en laboratoire. Les différentes méthodes donnent toutes des barchanes avec un rapport d'aspect horizontal globalement identique et de l'ordre de  $w/l \sim 1$ . La comparaison du rapport d'aspect vertical  $h/w$  est plus délicate. Les mesures en canal sous estime la hauteur (a priori à cause d'un effet de surface). Les simulations numériques laissent penser qu'un jeu de paramètres voisin de  $A = 4.7$ ,  $B = 5.0$ ,  $D = 0.1$  fonctionnerait correctement. Dans tous les cas, la taille minimale est de l'ordre de  $15 - 20 l_{drag}$ , ce qui confirme les liens entre  $l_s$ ,  $l_{drag}$  et  $l_m$ .

Enfin en étudiant l'influence de la diffusion dans le modèle  $C_c^c$ , nous avons mis en évidence l'existence de solutions dômes à trois dimensions. Ces solutions se retrouvent, soit pour des petites tailles, soit pour des grandes valeurs de  $D$ . Nous avons alors montré comment il est possible en imaginant une perturbation extérieure sur le vent, de passer d'une solution dôme à une solution barchane. Ceci confirme ce que nous avons énoncé dans le chapitre 1, à savoir que les dômes sont les précurseurs des barchanes. Encore faut-il comprendre comment les dômes apparaissent. Ainsi, la question de la nucléation des barchanes réapparaît! Le chapitre qui suit sera dédié à la compréhension et l'étude des différentes sources de barchanes, notamment en utilisant les moyens expérimentaux dont nous disposons.

Ainsi se termine cette première partie. Les méthodes que nous avons développées se sont montrées convaincantes dans leur capacité à reproduire des barchanes dans un laboratoire. Par la suite, nous utiliserons ces modélisations (expérimentales et numériques) afin d'analyser le comportement dynamique des barchanes. En particulier, le modèle  $C_c^c$  nous permettra d'atteindre une donnée très difficile à mesurer sur le terrain : la dépendance du flux de sortie d'une dune en fonction de sa taille. Ce paramètre est pourtant d'une importance cruciale pour tenter de comprendre comment une dune barchane réagit à des fluctuations du flux incident.

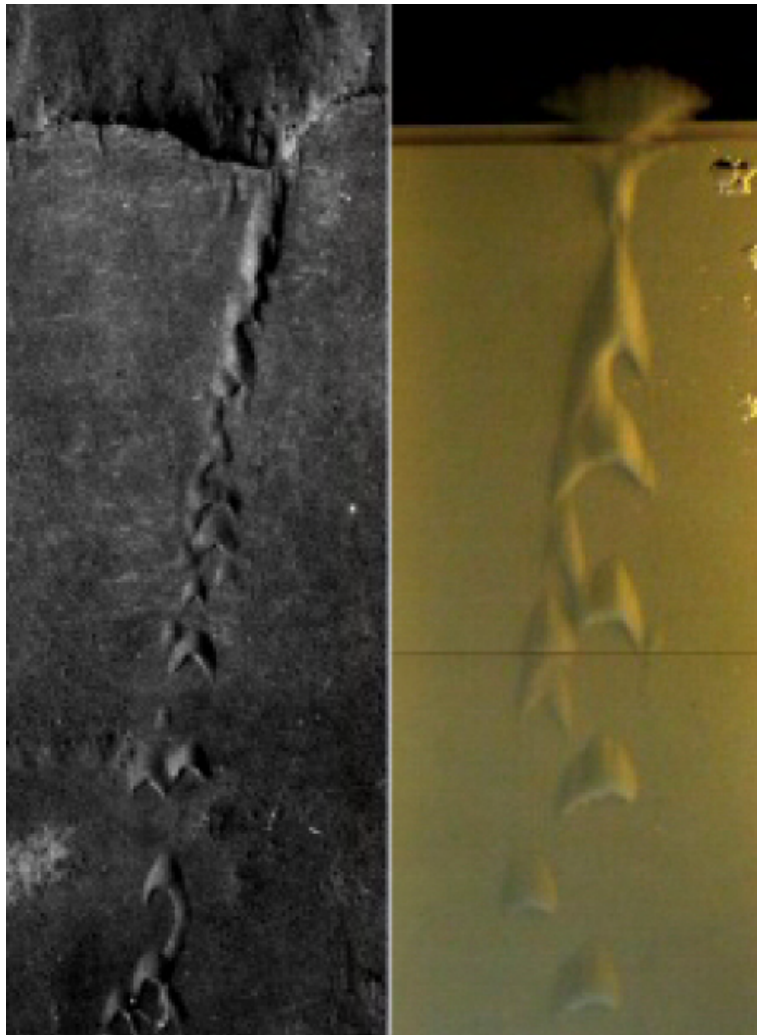
## *Deuxième Partie*







## 4 Naissance des barchanes



Nucléation de dunes après un obstacle topographique dans la région de Tarfaya et au laboratoire

---

IGN Marocain, et expérience  
"aquarium"

---

## Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Genèse des barchanes : un problème ouvert? . . . . .</b>	<b>123</b>
4.1.1	Les nebkas initiatrices des barchanes? . . . . .	123
4.1.2	Exploration expérimentale de la formation des barchanes . . . . .	123
4.1.3	Analyse de stabilité linéaire du modèle $C_{\xi}^c$ . . . . .	126
<b>4.2</b>	<b>Sélection de taille dans le mécanisme de formation des barchanes? . . . . .</b>	<b>128</b>
4.2.1	La sélection en largeur . . . . .	128
4.2.2	La sélection en longueur . . . . .	131
<b>4.3</b>	<b>Les sources de dunes dans le désert et en laboratoire. . . . .</b>	<b>133</b>
<b>4.4</b>	<b>Formation des dunes, sélection de tailles et instabilité de cornes</b>	<b>135</b>

---



FIG. 4.1 – Cette barchane apparaît juste derrière une falaise, montrant que le sable est capable de franchir des obstacles important et ensuite de se déposer pour donner naissance à des dunes.

Les quelques remarques sur la possibilité de passer des dunes barchanes aux dômes et réciproquement relancent une des questions fondamentales de la dynamique des barchanes : comment apparaissent-elles?

Pour mémoire, il n'existe pas de barchane "mature" de taille inférieure à  $10m$  de long et de large pour  $1 m$  de hauteur. Ceci implique que les barchanes soient issues de la transformation de dôme ou de zones d'accumulation de sable. L'analyse de stabilité linéaire du  $C_{\xi}^c$  modèle permet d'aborder le problème en terme de déstabilisation d'un lit de sable et donc de comprendre l'origine de cette taille minimale sous un nouveau jour et de la relier à la taille caractéristique

des instabilités survenant à la surface d'un lit du sable. Par ailleurs, la transformation de dôme en dune, ou plus généralement d'une zone d'accumulation de sable en plusieurs barchanes, pose la question importante de la sélection de taille de ces objets. Nous verrons alors qu'il existe une sélection de taille des barchanes qui est fonction de la hauteur de l'amas de sable, source de barchanes.

## 4.1 Genèse des barchanes : un problème ouvert ?

### 4.1.1 Les nebkas initiatrices des barchanes ?

Une des questions fondamentales, dont la réponse n'est pas encore complètement formulée, et qui a des répercussions importantes dans la gestion socio-économique des zones désertiques, concerne les conditions d'apparition, ou plutôt de nucléation des barchanes. L'idée naturelle que les dunes naissent sur des petits obstacles, puis grossissent avec le temps n'est en effet pas très convaincante. Considérons, un lit de sable homogène, soumis à l'action d'un vent chargé en sable et supposons l'existence d'un petit défaut de surface, comme par exemple l'existence d'un arbuste de faible taille. Le vent ralentit au passage de l'obstacle, forçant ainsi un dépôt de sable à l'arrière de l'obstacle. L'accélération en amont de l'obstacle entraînant également un léger creusement du lit de sable. On peut reconnaître ici le mécanisme de formation des nebkas<sup>1</sup>. Avec le temps, l'amas de sable grossit derrière l'obstacle et donc le défaut s'amplifie.

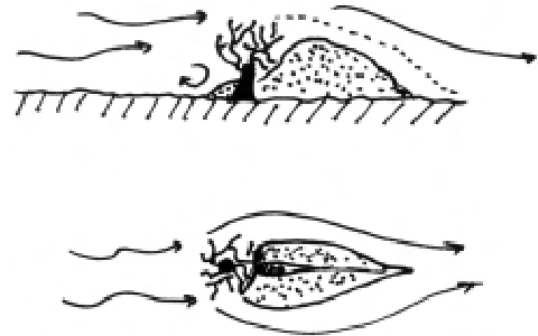


FIG. 4.2 – Influence d'un obstacle sur un lit de sable homogène. Du sable est piégé dans la partie abritée de l'obstacle et on observe l'apparition d'une nebka. Celle-ci a une taille maximale fixée par celle de l'obstacle, n'est pas propagative et ne résiste pas à une inversion de vent, montrant son caractère fondamentalement différent d'une dune barchane.

Dans la région de Tarfaya, au Sud Ouest du Maroc, les nebkas sont légions tout comme les barchanes, et il est tentant d'imaginer que ces barchanes proviennent de ces nebkas. Cette vision ne correspond pas à la réalité, puisqu'il n'y a pas de barchanes plus petites qu'environ 10m de long et de large ce qui est bien supérieure à la taille des nebkas (typiquement de 1 cm à 2 m de longueur). Une étude attentive des nebkas in situ [119] montre que l'amas de sable atteint assez vite une taille limite, donnée par la hauteur de l'obstacle, et la taille de son sillage. Il y a donc saturation et le mécanisme d'instabilité s'arrête. Le point essentiel est alors que le sable ne se sépare pas de l'obstacle qui lui a donné naissance sans raison ! Il n'y a donc pas a priori d'émission de dune à partir du sable emmagasiné derrière les obstacles végétaux. C'est d'ailleurs sans compter le fait, qu'il faudrait encore trouver une raison pour que ce tas de sable grossisse ! Pour toutes ces raisons, l'hypothèse de la formation des barchanes à partir des nebkas ne tient pas. Au contraire, nous allons montrer qu'il n'est pas nécessaire d'avoir de germe pour voir apparaître spontanément des dunes. A commencer par le cas d'un lit de sable homogène soumis à l'action du vent.

### 4.1.2 Exploration expérimentale de la formation des barchanes

L'expérience "aquarium" dont nous avons déjà longuement parlé a été construite dans le but d'étudier la physique des barchanes directement au laboratoire. Les questions comme la nucléation des barchanes, difficile d'accès directement sur le terrain, font donc partie des interrogations que nous souhaitons analyser grâce à cette expérience. Le principe de l'expérience reste le même, excepté que cette fois un lit de sable plat et homogène est déposé sur la plaque. Plus précisément, le plateau est recouvert d'une épaisse couche de sable, et ensuite la hauteur voulue est obtenue en arasant le surplus de sable grâce à un râteau : il

1. voir Chapitre d'introduction: premier pas vers les dunes.

ne reste qu'une surface "lisse" et d'épaisseur constante. Ce type d'étude se rapproche des études expérimentales de seuil d'instabilité pour les rides sous marines [70, 72, 73]. Cependant, ici, il n'est pas question de se lancer dans la détermination de ce seuil de l'instabilité (ce qui représenterait une thèse en soi), mais simplement d'observer le comportement du lit de sable au cours du temps. Notons que compte tenu de notre système expérimental, il n'est pas évident d'assurer une préparation reproductible du lit de sable<sup>2</sup> ce qui peut

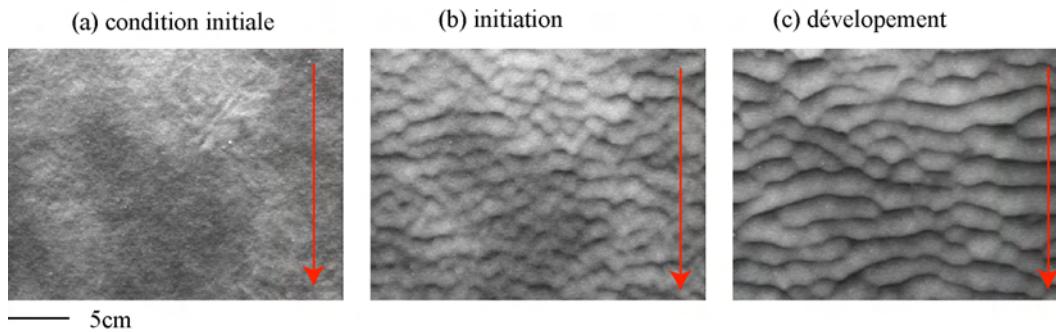


FIG. 4.3 – *Déstabilisation d'un lit de sable homogène. (a) Initialement le lit de sable est plat. Après quelques allers retours une instabilité apparaît (b) et se développe (c). La longueur d'onde initiale est de l'ordre de 1.5 – 2 cm*

influencer énormément l'initiation de l'instabilité. Partant d'une épaisseur de l'ordre de 5 mm avec des billes de verre de diamètre 106 – 212  $\mu\text{m}$ , une très belle instabilité se développe partout sur le plateau, comme le montre la Fig. 4.3. La longueur d'onde augmente lentement et génère un bon nombre de dislocation. Ainsi, les grandes longueurs d'ondes se déplaçant plus lentement ont tendance à absorber les plus rapides par coalescence, ce qui les rend plus hautes et donc entretient la croissance de la longueur d'onde moyenne par coalescence. L'estimation de la longueur d'onde moyenne donne initialement  $\lambda_m \sim 2 \text{ cm}$ .

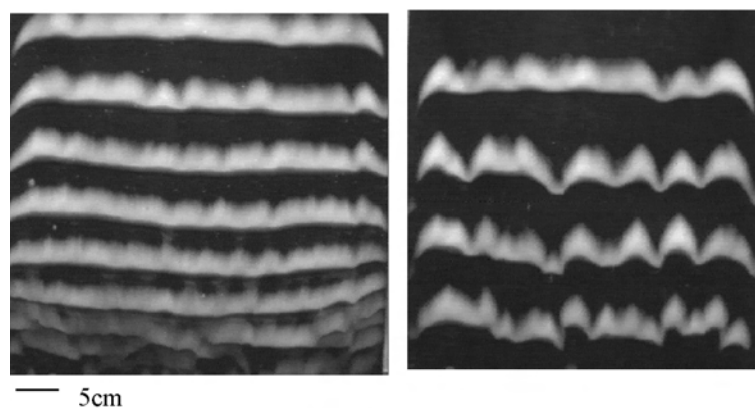


FIG. 4.4 – *Suite de l'évolution du lit de sable. Une seconde instabilité génère des barres sur la plaque. Ces barres se forment les unes après les autres induites par les cellules de recirculation des barres amont. Enfin, elles se déstabilisent latéralement et produisent des barchanes.*

2. Une méthode probante de préparation du lit de sable consiste à imposer une mise en suspension des grains pour les laisser ensuite sédimenter lentement sur le fond [71, 120].

Si l'expérience est poursuivie pendant encore une vingtaine de minutes (soit une soixantaine d'aller-retours), une barre de sable, plus imposante que les autres, se forme dans la zone amont de la plaque. Elle est le résultat de la présence d'une zone de recirculation au niveau du bord d'attaque de la plaque. Cette "barre" finit par influencer tout le champ de dune en produisant plusieurs barres de sable, de 1 cm de haut pour 5 cm de longueur dans le sens du vent et qui s'étendent sur toute la largeur de la plaque. Ces barres se

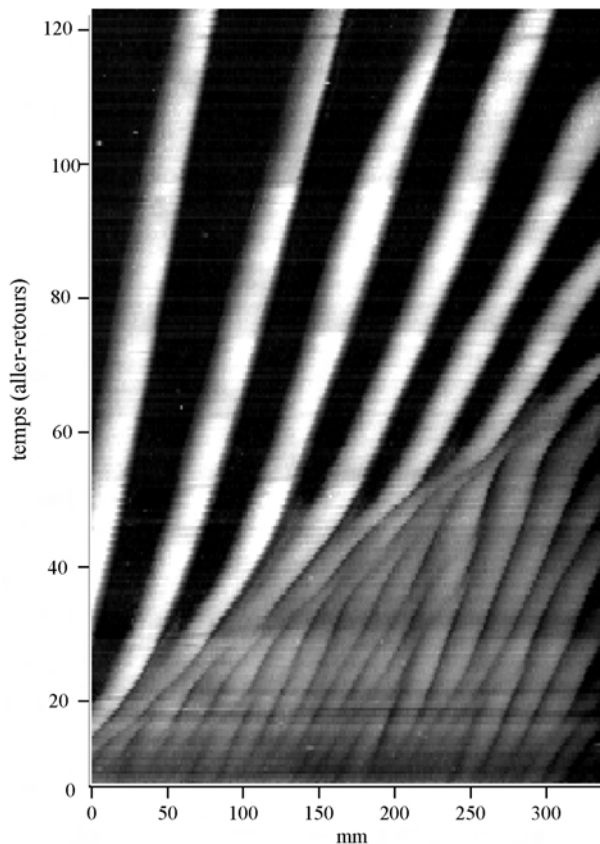


FIG. 4.5 – Spatio temporel : évolution de la tranche longitudinale centrale du lit de sable avec le temps. Le lit de sable est déstabilisé initialement avec l'apparition d'une belle longueur d'onde, puis des barres envahissent le plateau. On observe sur cette image l'effet de la dispersion en vitesse des barres : les barres en aval, plus petites sont plus rapides que les barres amont. Enfin, il apparaît clairement que les barres se forment les unes après les autres, et que de ce fait, ce sont des instabilités induites par la première barre.

propagent dans la direction du vent apparent et elles sont comparables à des dunes transverses. Par rapport à l'instabilité précédente le sol est mis à nu entre deux dunes. La Fig. 4.1.2 présente un diagramme spatio-temporel longitudinal du lit de sable. L'évolution de la longueur d'onde moyenne  $y$  est particulièrement visible, ainsi que la croissance des barres qui viennent envahir tout le plateau. La longueur d'onde finale est de l'ordre de 5 cm et elle est visiblement fixée par la hauteur des barres. Si on laisse évoluer encore un peu ces barres (pendant encore une vingtaine d'allers et retours), une nouvelle instabilité se développe : les barres ondulent transversalement (voir Fig. 4.4). Nous venons donc de mettre en évidence, l'existence d'une instabilité qui transforme un système de barres transverses en un système de barchanes, c'est à dire l'existence d'un mode de formation des barchanes à partir d'une dune transverse! Ce n'est pourtant pas tout à fait ce qu'on pouvait espérer de cette expérience. En effet, dans l'optique où la barchane est la structure élémentaire des dunes se formant sous écoulement directionnel, nous aurions été heureux de voir apparaître directement des formes barchaniques. C'est la présence du bord d'attaque du plateau qui a favorisé le rassemblement du sable et généré la première barre de sable déstabilisante, empêchant ainsi d'observer une éventuelle déstabilisation directe du lit de sable en barchanes. Mais revenons à l'initiation de l'instabilité pour l'instant. L'exploration expérimentale précédente montre que le système est effectivement instable dès

les premiers instants, en tout cas dans la direction du vent apparent. C'est également ce qu'on obtient dans le modèle  $C_c^c$ .

### 4.1.3 Analyse de stabilité linéaire du modèle $C_c^c$

Dans un article récent [33], la question de la nucléation des dunes a été abordée pour le  $C_c^c$  modèle à  $2d$ . Nous allons rapidement reprendre ce calcul dans le cas de notre modèle avec diffusion. Considérons une surface de sable plane,  $h(x,y,t)$  sur lequel souffle un vent à la limite de la saturation  $q(x,y,t)$  et développons ces grandeurs linéairement autour du point d'équilibre  $h_0 = 0^3$  et  $q_0 = Q$ . En introduisant les premiers ordre perturbés  $h_1$  et  $q_1$ , et après avoir adimensionné le système par  $Q$  et  $l_s$ , nous avons les relations suivantes :

$$h = h_1(x,y,t) \quad (4.1)$$

$$q = 1 - q_1(x,y,t) \quad (4.2)$$

Le système d'équations du modèle  $C_c^c$  devient alors, en négligeant les termes d'ordres  $O(2)$  :

$$\partial_t h_1 + \partial_x q_1 - D(\Delta h_1) = 0 \quad (4.3)$$

$$\partial_x q_1 = q_s - q_1 \quad (4.4)$$

$$q_s = 1 + \frac{A}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial_\xi h_1}{(x - \xi)} d\xi + B \partial_x h_1 \quad (4.5)$$

Nous écrivons alors dans l'espace de Fourier :

$$h_1 = h_1^\circ \exp(\sigma t - i\omega t + ik_x x + ik_y y) \quad (4.6)$$

$$q_1 = q_1^\circ \exp(\sigma t - i\omega t + ik_x x + ik_y y) \quad (4.7)$$

et après avoir transformé l'intégrale en son équivalent dans l'espace de Fourier [32], la relation de dispersion entre le taux d'accroissement  $\sigma$  et le nombre d'onde  $k$ , et celle entre  $\omega$  et  $k$  s'écrivent :

$$\sigma = -D(k_x^2 + k_y^2) - \frac{3k_x^2(A|k_x| - B)}{2(1 + k_x^2)} \quad (4.8)$$

$$\omega = \frac{3k_x|k_x|(A - B|k_x|)}{2(1 + k_x^2)} \quad (4.9)$$

Nous retrouvons la même expression que dans le cas de l'analyse de [33], à l'exception du terme diffusif  $-Dk^2$ , qui rappelle simplement que la diffusion non linéaire est bien entendu un terme qui amortit les perturbations, quelles que soient leurs tailles. En particulier, il n'y a pas d'instabilités latérales amplifiées, puisque seule la diffusion joue un rôle latéralement sur un lit de sable. Nous poserons alors  $k_y = 0$  et  $k_x = k$  dans la suite. En revanche, dans la direction du vent il existe des modes instables. Les conditions extrême,  $k \rightarrow 0$  et  $k \rightarrow +\infty$  sont de plus convenablement définies : les longueurs d'ondes très petites sont en effet amorties  $\sigma \rightarrow -\infty$ , et les longueurs d'ondes infinies ne croissent pas  $\sigma \rightarrow 0$ . Enfin pour les grandes longueurs d'ondes ( $k \ll 1$ ) la vitesse de phase est donné par  $c(\lambda) \propto \frac{QA}{\lambda}$  : la vitesse des ondes de surface est d'autant plus rapide que celles ci sont de petites taille, ce qui n'est pas sans rappeler le résultat expérimental reliant la vitesse d'une dune barchane à sa longueur.

3. la référence en hauteur est arbitraire, et on pourrait vérifier que si le flux est égal au flux saturé, un fond plat est bien une solution du système d'équations du modèle  $C_c^c$ .

Plus précisément, la figure Fig. 4.6, représentant l'évolution du taux de croissance  $\sigma$  en fonction du mode de l'instabilité montre l'existence d'un mode de coupure  $k_c$  et également d'un mode de croissance privilégié,  $k_m$ . Dans le cas purement  $2d$  où  $D = 0$  la transition modes stables/modes instables, a lieu pour  $k_c = B/A$ , soit en revenant aux unités physiques, une taille minimale pour l'instabilité de nucléation de dunes bi-dimensionnelles :

$$\lambda_c = \frac{2\pi l_s A}{B} \quad (4.10)$$

Avec  $A = 4.7$ ,  $B = 5.0$ , nous obtenons une longueur minimale de l'ordre de 7 fois la longueur de saturation,  $l_s$ , ce qui est légèrement plus grand que ce que nous avons obtenu dans le chapitre 3. De plus la taille minimale des barchanes simulées avec le  $C_c^c$  modèle dépend des paramètres  $A$  et  $B$  : les grandes valeurs de  $A$ , ont tendance à l'augmenter ce qui correspond à un rôle stabilisant pour le paramètre  $A$ , tandis que si  $B$  augmente, cette taille minimale diminue, indiquant que le système est plus instable qu'auparavant [104]. Enfin, en supposant que  $k^3 \ll k$ , la longueur d'onde du mode le plus instable est [33] donnée par :

$$\lambda_m \simeq \frac{3\pi l_s A}{B} \quad (4.11)$$

Ce mode étant celui que l'on doit voir grossir le plus vite. Ce type d'estimation peut être adapté au cas où  $D$  n'est pas nul. Il faut alors résoudre des équations d'ordre 4 pour accéder à une solution analytique exacte et si on ne s'intéresse qu'à des modes selon  $x$  avec  $k_y = 0$ , on obtient :

$$\lambda_c^D = \frac{4D}{3A(\sqrt{1 + (8BD)/(3A^2)} - 1)} \quad (4.12)$$

$$\lambda_m^D \simeq \frac{9\pi l_s A}{(3B - 4D)} \quad (4.13)$$

Cette fois ci, pour des coefficients de diffusion de plus en plus importants, la longueur d'onde seuil  $\lambda_c^D$  augmente. Ceci est en accord avec l'étude du modèle  $C_c^c$  : pour des coefficients de diffusion de plus en plus important il est possible d'observer des solutions dunes, puis dômes stables, et enfin dômes instable. La longueur minimale des barchanes calculées avec le modèle  $C_c^c$  est donc fonction des trois paramètres  $A$ ,  $B$  et  $D$ . Ce dernier calcul montre qu'il est possible de considérer seulement deux paramètres  $B/A$  et  $D/A$ . Ce dernier constat n'est plus valable pour des instabilités s'étendant dans la direction perpendiculaire au vent où dans ce cas, le paramètre de diffusion  $D$  a un rôle particulier de couplage entre les modes  $x$  et  $y$ . Ainsi, dans le cadre du modèle  $C_c^c$ ,  $A$  est le terme stabilisant longitudinalement, tandis que  $B$  est un terme déstabilisant. La diffusion, contrôlée en partie par  $D$  est également stabilisante et tend donc à réduire les défauts à la surface. Comme le modèle  $C_c^c$  est une version hybride entre  $2d$  et  $3d$ , il n'y a pas d'effets déstabilisants dans la direction perpendiculaire au vent, mais simplement un terme stabilisant en  $-Dk_y^2$ . Il ne peut donc décrire directement le passage d'une barre de sable à plusieurs

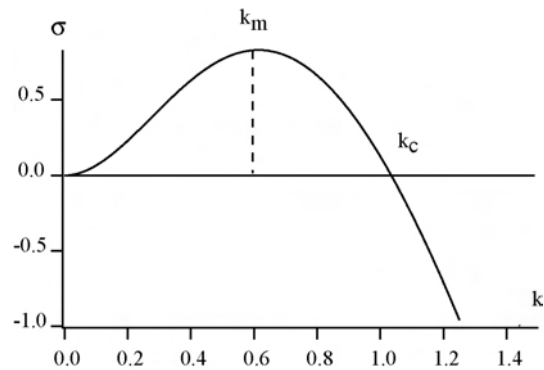


FIG. 4.6 – Taux de croissance sigma en fonction du nombre d'onde  $k$ . Les petites longueurs d'ondes ( $k \rightarrow +\infty$ ) sont toutes stables, tandis que l'instabilité démarre à partir d'une longueur minimale,  $\lambda_c$ .



barchanes, comme nous l'avons vu dans l'expérience "aquarium". Ce manquement constitue le principal défaut du modèle  $C_c^4$ . Néanmoins ce défaut disparaît à partir du moment où l'on ne se sert du modèle  $C_c$  que pour étudier des formes solitaires comme les barchanes.

Quoiqu'il en soit, cette analyse théorique est un moyen pour déterminer, à partir des expériences précédentes, la longueur de saturation dans notre expérience, en utilisant les paramètres  $A = 4.7$  et  $B = 5.0$  qui décrivent déjà correctement la morphologie et la dynamique des premiers instants de l'instabilité. Avec une longueur d'onde mesurée de l'ordre de  $\lambda_m \sim 1.5 - 2 \text{ cm}$ , nous obtenons<sup>5</sup> une longueur de saturation dans l'expérience "aquarium" de :

$$l_s \simeq \frac{B\lambda_m}{3\pi A} \simeq 0.165 - 0.22 \text{ cm.} \simeq 4.5 - 6 l_{drag} \quad (4.14)$$

L'estimation précédente confirme le lien entre la longueur de saturation du flux et la longueur de mise à l'équilibre d'un grain par rapport à l'écoulement déjà obtenue à partir de la comparaison directe du cas éolien dans le chapitre précédent. Cependant, nous constatons sans peine que comme il n'y a pas de mécanisme d'instabilité latéralement, il n'est pas possible pour notre modèle de comprendre la formation de barchane, ni depuis un fond homogène, ni depuis une barre transverse.

## 4.2 Sélection de taille dans le mécanisme de formation des barchanes ?

Ce constat soulève la question de la sélection de la largeur des barchanes. En effet, dans toutes les expériences et les simulations numériques que nous avons réalisées auparavant, la condition de départ est une forme axisymétrique dont la largeur et la longueur sont déjà équivalentes! Il n'est donc peut-être pas étonnant que la forme finale soit dans le même rapport d'aspect. Posons nous donc la question de savoir s'il y a, ou non, un mécanisme qui permet de sélectionner la morphologie de la barchane. Pour tester l'existence d'une sélection de taille, une possibilité consiste à partir avec une barre de sable et de regarder la taille des barchanes que l'on obtient. Cette expérience nous permettra de plus de revenir sur le mécanisme de passage entre une barre et des barchanes.

### 4.2.1 La sélection en largeur

Commençons par comprendre comment une barre, d'extension latérale donnée, finit par se couper en différents endroits pour donner plusieurs barchanes. Pour ne pas mélanger les effets, il est nécessaire de partir avec des barres de sable au même endroit de la plaque et avec le même rapport d'aspect dans le sens du vent<sup>6</sup>. Le paramètre de contrôle est dans ce cas, la hauteur  $H$  de la barre de sable qui est préparée grâce à des cornières en métal de rapport d'aspect connu (voir Fig. 4.2.1). La plus petite cornière mesure  $0.8 \text{ cm}$  de hauteur, pour  $1.6 \text{ cm}$  de large, alors que la plus grande est 5 fois plus grande. Ces cornières servent à former une barre de sable, qui est toujours placée à la même distance

4. Il est néanmoins possible d'étendre ce modèle à trois dimensions, en utilisant la perturbation de l'écoulement calculée en trois dimensions [116]

5. Comme  $D$  est faible devant  $B$ , prendre en compte ne change pas le résultat suivant.

6. Fixer le rapport d'aspect dans le sens du vent est important, puisque l'on sait que l'action du fluide sur le tas initial dépend justement de ce rapport d'aspect.

du bord d'attaque, environ 10 cm. Une fois le mouvement de la plaque démarré, la barre se déstabilise latéralement, comme les expériences précédentes pouvait le faire pressentir.

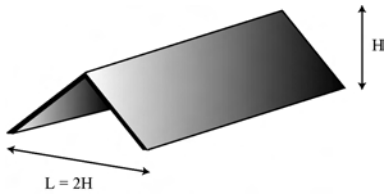


FIG. 4.7 – Cornières servant à préparer les barres de sable. Elles ont toutes le même rapport d'aspect  $h/l$ , et l'on dispose de cornières allant de 8 mm à 40 mm en hauteur. Les barres produites ont une hauteur variant entre 2 mm et 10 mm, en effet, lorsque l'on retire la cornière, le sable s'étale jusqu'à ce que l'angle de talus retrouve sa valeur critique de l'ordre de  $24^\circ$ . De plus en utilisant un "stylo à billes" il est possible de faire une ligne de grain, de hauteur approximative 0.5 mm.

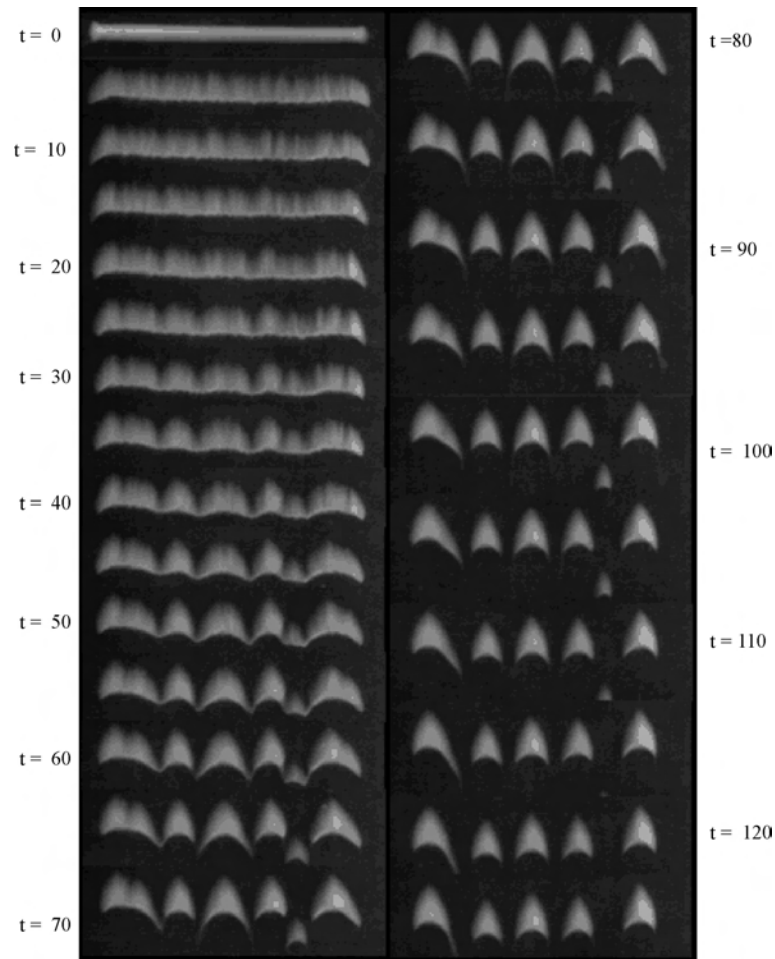


FIG. 4.8 – Evolution d'une barre transverse au vent de hauteur  $h = 1.6$  cm. Une instabilité transverse se développe et finit par couper la barre en plusieurs barchanes. Ces barchanes ont toutes la même largeur et la même longueur en moyenne, ce qui montre l'existence d'une sélection de taille. Notons, que les barchanes extrêmes sont légèrement plus grosses que leurs voisines à cause des effets de bords de la barre. Elles vont donc moins vite. Remarquons, également, que la dispersion en vitesse est un formidable moyen pour déterminer si des barchanes ont une taille identique ou pas.

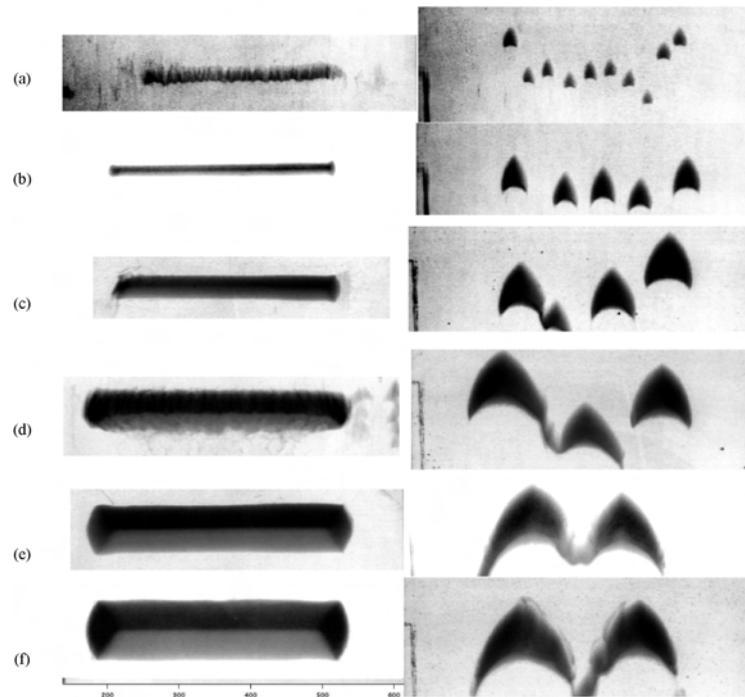


FIG. 4.9 – Evolution de barre transversale. (a) lignes de grains, (b)  $h = 0.8$  cm, (c)  $h = 1.6$  cm, (d)  $h = 2.4$  cm, (e)  $h = 3.2$  cm, (f)  $h = 4$  cm. Le nombre de barchane produite est d'autant plus grand que la hauteur initiale est faible. La taille des barchanes produites est elle d'autant plus grande que la hauteur initiale est grande.

En particulier l'image de la Fig. 4.8 présente l'évolution d'une barre de 1.6cm de hauteur. Après seulement quelques aller-retours le front amont de la barre est déstabilisé avec une longueur d'onde qui est petite et de l'ordre de quelques millimètres. Petit à petit, la barre initialement rectiligne se transforme en faisant apparaître une oscillation très marquée. Ces défauts dans la structure de la barre ne font que s'amplifier avec le temps pour conduire finalement à l'apparition de forme en croissant. Enfin, après un certain temps, les formes en croissant se séparent et se propagent dans le sens du vent. Mis à part l'éjection d'une toute petite barchane, qui dépasse ses voisines et disparaît, les barchanes formées ont sensiblement la même taille. Les barchanes aux extrémités sont cependant légèrement plus grosse et donc légèrement distancées par les autres barchanes. Il est possible de faire le même type d'expérience avec d'autre cornières, nous obtenons alors les résultats de la Fig. 4.9:

Il semble que la longueur d'onde latérale, c'est à dire la largeur des barchanes ainsi formées dépendent de la hauteur du tas initial. Ainsi, pour juste une ligne de quelques grains, une dizaine de barchanes, d'environ 1 cm de large, naissent, alors que pour la plus grosse barre de billes de verres, on observe, *in fine*, uniquement deux barchanes qui sont d'ailleurs mal séparées. Le fait que les dunes ont approximativement la même taille est confirmé par le fait qu'elles se déplacent ensemble!

La figure Fig. 4.10 montre ainsi que la longueur et la largeur des barchanes sont dans des proportions, désormais classique, avec  $w \sim l$  et  $h \sim 0.1w$ : on retrouve la même morphologie de barchane que lors de l'étude de la déformation de cône dans l'expérience "aquarium"

ou que dans les simulations numériques. Il y a donc bien sélection de taille des barchanes par rapport à la hauteur de l'amas de sable initial.

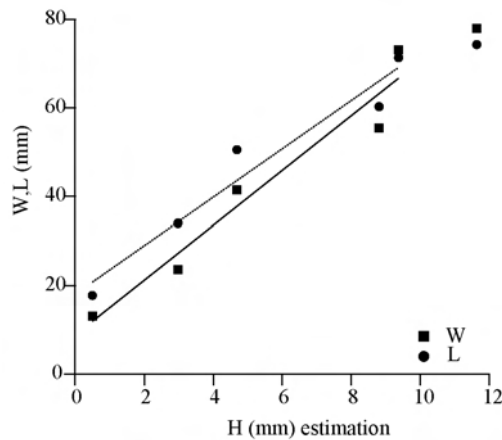


FIG. 4.10 – Sélection de largeur et de longueur. Des barchanes sont formées à partir de barre transverse à l'écoulement. La sélection de taille en longueur et en largeur est manifeste. Les barchanes formées ont la morphologie usuelle des barchanes de l'expérience "aquarium".

La taille dépend de la hauteur de la barre de sable est une des pistes possibles, comme l'analyse de la déformation d'un cône dans le chapitre 2 l'indique.

#### 4.2.2 La sélection en longueur

L'expérience précédente montre qu'il doit exister un mécanisme de sélection de la largeur, qui par sa nature transverse, n'est pas incorporé dans le modèle  $C_c^c$  actuel. Elle montre également, que l'on obtient les mêmes types de barchanes à partir de configuration "barre" ou à partir de forme initialement conique. Considérons maintenant une barre de sable orientée longitudinalement et analysons sa déformation dans le temps. Sur cette barre, une longueur d'onde se développe très vite (comme dans le cas d'un fond plat bien entendu) et assez rapidement elle se découpe en trois blocs. Cependant la longueur de ces blocs est bien plus grande que la longueur d'onde  $\lambda_m$ , du mode le plus instable apparaissant dans l'étude de l'instabilité sur fond homogène. Au contraire, la longueur des blocs semble être liée à la hauteur initiale de la barre. Le régime de la sélection de taille chez les barchanes, n'est donc pas issu des mêmes mécanismes que les instabilités sur fond plat! Au contraire, la sélection de taille finale est étroitement reliée à l'existence et à l'apparition d'une cellule de recirculation, dont la force et la taille dépendent de la hauteur et du profil longitudinal amont de la barre de sable. Très vite le relief est susceptible de faire apparaître des recirculations, et ensuite un mécanisme de développement de l'instabilité, essentiellement porté par l'existence d'une bulle de recirculation qui creuse en aval, et donc change la forme du lit de sable de proche en proche, comme on peut l'observer sur la Fig. 4.11. C'est ce que nous avons déjà pressenti lors de l'étude des premières déformations d'un cône dans l'expérience "aquarium". Ainsi, la hauteur du lit de sable initial (ou de la forme initiale) conditionne la taille des barchanes qui vont apparaître.

En conclusion, il existe bel et bien une instabilité transversale qui permet de passer d'une barre de sable, ou d'une dune bidimensionnelle, vers un cortège de barchanes. C'est cette instabilité qui impose la taille des barchanes à temps court, et en particulier leur largeur. A temps longs cette taille peut ensuite évoluer selon la valeur du flux de sable local. Ce type d'expérience doit être un bon test pour vérifier la capacité de prédiction des modèles de barchanes prenant en compte l'écoulement en trois dimensions : ils doivent pouvoir retrouver une sélection de taille latérale variant comme la hauteur initiale. De plus, et c'est là un point important, les études théoriques à venir doivent également mettre en évidence un mécanisme physique permettant de comprendre ce lien entre largeur et hauteur. L'existence de la cellule de recirculation, dont l'intensité et

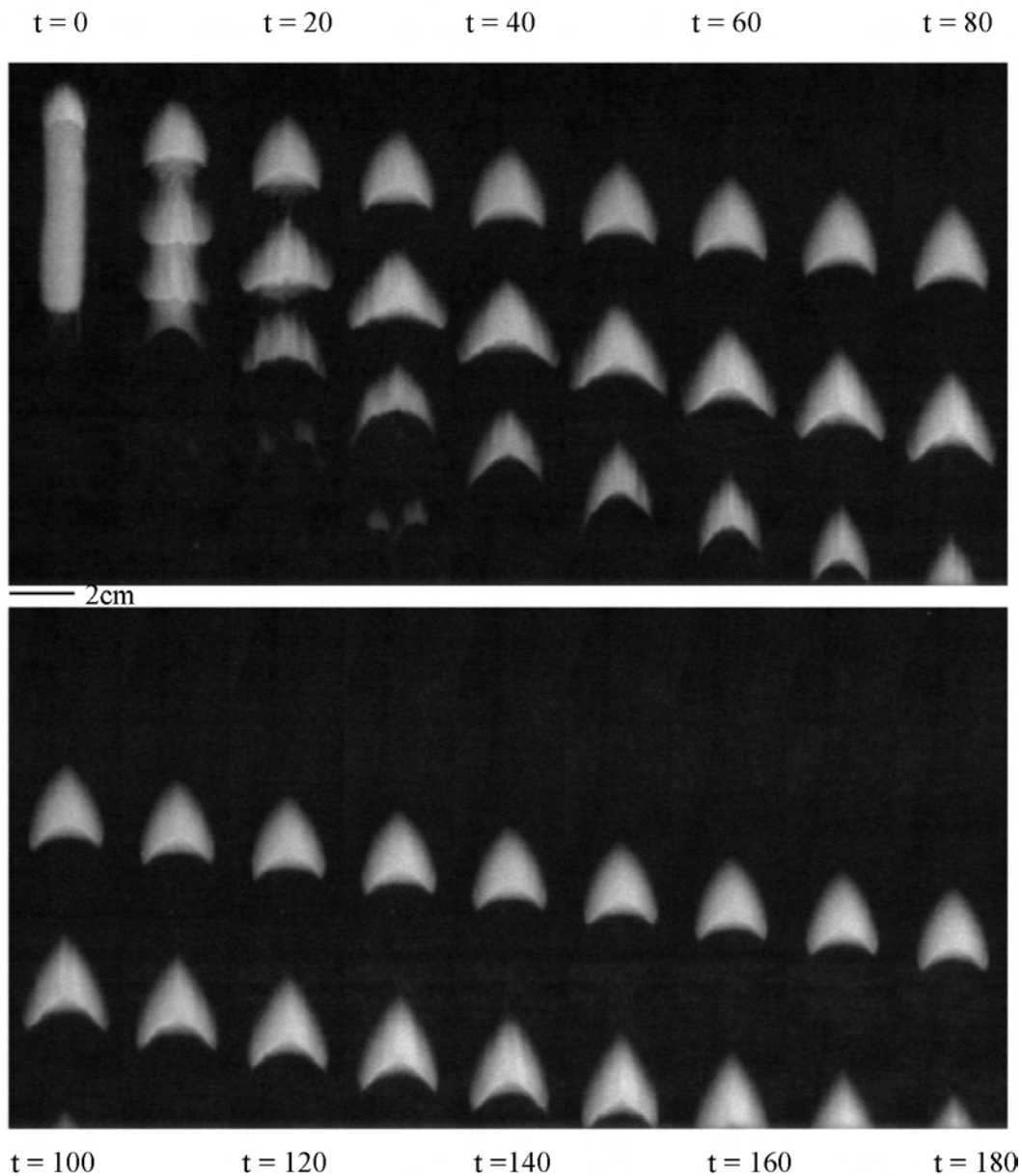


FIG. 4.11 – Evolution d'une barre longitudinale au vent. L'instabilité à l'entrée de la barre vient très vite à former une zone de recirculation, qui ne fait que s'accroître. Plus précisément, au point de recollement, le fluide creuse la surface, ce qui d'une part forme la face d'avalanche, et d'autre part prépare à la création de la dune suivante.

Ce constat met ainsi fin à l'étude qualitative de la naissance de barchanes sur fond plat. Nous y avons vu en particulier, que les premiers instants de l'expérience ou de la simulation  $C_c$  étaient bien décrits par une analyse de stabilité linéaire. Cependant, la sélection de taille en largeur et en longueur n'est pas retrouvée de manière convaincante par l'approche linéaire puisque dans cette approche la hauteur du lit de sable n'est absolument pas prise en compte. Concevoir la formation des barchanes avec cette analyse de stabilité linéaire, est donc intéressant du point de vue du transport sédimentaire, mais un peu limité pour

comparer avec des situations concrètes de terrains. L'apport essentiel de cette analyse de stabilité linéaire est cependant de faire comprendre qu'un déphasage entre le flux de sable (et donc l'écoulement) et le relief du lit de sable, suffit à générer une instabilité. Ainsi, il est plus tentant d'envisager un mécanisme en deux temps : d'abord, l'apparition d'un dépôt de sable étendu, soit par l'effet de l'instabilité précédente, soit par un effet hydrodynamique (comme par exemple le ralentissement du vent après un obstacle topographique important) puis, la décomposition de ce tas en barchanes individuelles, qui se propagent dans le sens du vent.

### 4.3 Les sources de dunes dans le désert et en laboratoire.

Les expériences précédentes partent du principe que les barchanes apparaissent sur les plages, à partir d'un lit de sable. Ce n'est pourtant pas le seul endroit où les barchanes se forment. En particulier, dans la région de Tarfaya, de nombreuses barchanes apparaissent à cause d'un changement brutal du relief. Comme l'illustre la photographie aérienne de couverture de ce chapitre Fig. 4 ou la Fig. 4.12, le sable peut être transporté par le vent d'une zone basse (le fond de la sephra "Tah" près de Tarfaya par exemple) vers le plateau continental. En particulier, dans les zones d'accélération du vent comme par exemple des brèches resserrées sur une falaise, le sable est transporté depuis le bas de la falaise, jusqu'au plateau supérieur. La vitesse du vent retombant juste après la falaise, le vent sursaturé doit nécessairement larguer une grosse quantité de sable, et donc des zones d'accumulation de sable importantes nucléent. Mais ce n'est pas tout ! Cette zone d'accumulation est instable pour les mêmes raisons que les barres de sable sont instables ! Cet amas relativement allongé se comporte alors comme une source de barchanes : il relargue des barchanes.

Vue d'une image aérienne (voir la figure Fig. 4.13), les zones d'accumulation sont relativement concentrées et c'est pourquoi on parle de "points" sources. Plus précisément sur cette image aérienne nous distinguons nettement des points sources (ronds oranges) et un système de dune en contrebas, indiquant qu'il y a dans la sephra un apport de sable important. Le point rouge indique ce qu'on pourrait qualifier de vestige de couloir créé par un point source. En effet, on distingue bien une zone dense en barchanes et étirée dans la direction du vent, cependant, il n'est pas possible de "remonter" jusqu'à un point source défini, c'est à dire jusqu'à un amas de sable. Le point source, a semble-t-il cessé d'être alimenté en sable, et les barchanes ont continué leur propagation. Il doit être possible de recréer des points sources à l'aide de l'expérience "aquarium". Pour ce faire, nous avons simplement<sup>7</sup> utilisé l'expérience "aqua-

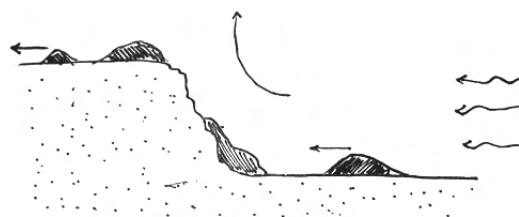


FIG. 4.12 – Principe des "points sources". Dans la région de Tarfaya, il existe de grandes sephras, que l'on peut comparer à une zone plate mais en contrebas du plateau continental. Lorsque du sable traverse cette zone, il finit par s'accumuler au pied de la "falaise" séparant les deux plateaux. Dans ce cas, à la faveur de tempête, ou plus simplement de brèche permettant l'accélération du vent le sable peut être transporté du bas vers le haut. On remarquera également sur cette photographie aérienne que la direction des couloirs n'est pas alignée avec l'effet moyen du vent, traduisant peut être l'importance des vents locaux saisonniers.

7. mille mercis à Philippe Claudin, pour avoir suggéré et motivé cette expérience; et pour ces quelques heures de manip exploratrices.

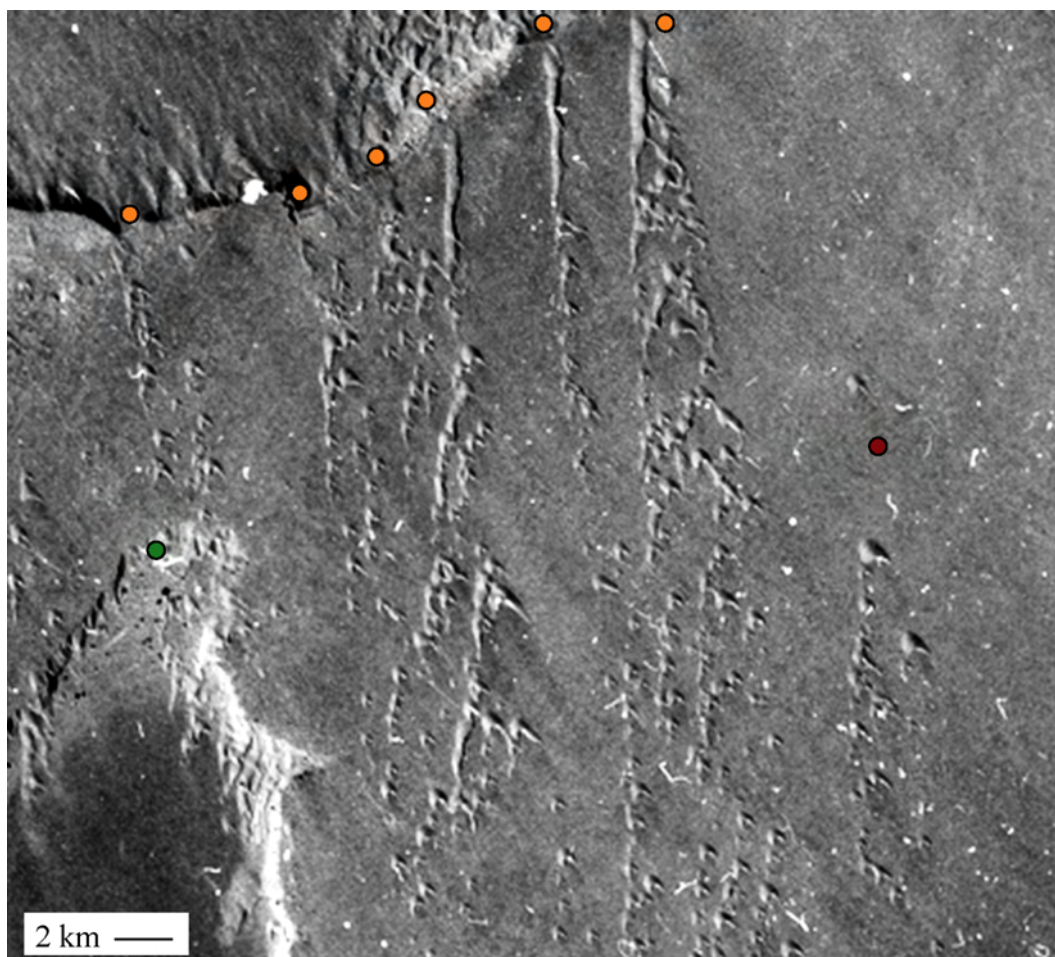


FIG. 4.13 – Points source dans la région de Tarfaya. Les points oranges indiquent l'existence de point source : à partir d'un dépôt de sable, un essaim de barchanes se développe. Le point vert, indique, lui, que les barchanes sont détruites, puis reconstruites à la traversée d'un passage {plateau vers sephra}. Enfin, le point rouge indique l'existence de quelques barchanes visiblement issues d'un ancien point source maintenant tari. ©IGN Marocain.

rium" avec le mouvement standard en rajoutant un dénivelé sur la plaque mobile. Ce différentiel d'altitude de  $1\text{ cm}$ , est constitué de deux paliers de  $5\text{ mm}$ , pour éviter d'être trop brutal. L'idée est alors la suivante : deux masses de sable (de  $6\text{ g}$  ce qui correspond à une barchane d'environ  $3.5\text{ cm}$  de large) sont placées juste en contrebas de cette "falaise artificielle" et tout les 20 allers retour, une masse de  $1\text{ g}$  est rajoutée à un tas, tandis que l'autre se voit augmenté de  $2\text{ g}$ . De plus, comme les tas de sable ont naturellement tendance à s'étaler, ce qui réduit leur hauteur et donc la quantité de sable susceptible de passer l'obstacle topographique, nous les "reconcentrons" à chaque nouvel apport de sable grâce à un "moule" en forme de "U" de  $3.5\text{ cm}$  de large. Après 6 ajouts de sable (soit 120 aller-retours), le tas le plus alimenté a généré un dépôt de sable sur le plateau supérieur qui lui même s'est décomposé en plusieurs barchanes (voir Fig. 4.14), avec un processus *a priori* du même ordre que celui de la déstabilisation d'une barre de sable. A l'inverse l'amas de sable le moins alimenté ne donne pas de barchanes. Cette expérience, atteste ainsi l'hypothèse que nous avons faite précédemment : des barchanes peuvent nucléer à partir d'une quantité importante de sable déposé par le vent pour des raisons topographiques.



FIG. 4.14 – Couloirs de dunes créés à partir du point source le plus alimenté dans l'expérience "aquarium". On observe l'apparition de barchanes directement derrière l'amas de sable qui se crée sur le plateau supérieur. L'image de couverture de ce chapitre provient de ce même couloir de dune en vue de dessus. Il ressemble particulièrement aux corridors de dunes de la figure Fig. 4.13, mais à une échelle centimétrique.

#### 4.4 Formation des dunes, sélection de tailles et instabilité de cornes

Revenons à notre question de départ : d'où viennent les barchanes? D'après l'étude succincte précédente, nous pouvons apporter des éléments de réponse. Le premier point, c'est qu'une surface de sable initialement plate se déstabilise et amène à la création de structure dunaire, comme le montre l'analyse de stabilité linéaire du modèle  $C_c^c$  et l'expérience "aquarium" avec un lit de sable plat comme condition initiale. Cependant, cette explication, satisfaisante pour comprendre la taille minimale, n'est pas facilement transposable à la situation de terrain.

En revanche, les expériences précédentes ont montré qu'un amas de sable quelconque<sup>8</sup>



FIG. 4.15 – Emission de barchanes de tailles relativement identique au bout de la corne d'une méga barchane de Fom' Agoutir au Sud Ouest Marocain. La photo est prise en altitude depuis le bras de la méga barchane, et les barchanes émises font typiquement 30m de long et de large.

donne des dunes dont la morphologie est sélectionnée par la hauteur de cet amas, ce qui revient à dire que c'est l'interaction relief/écoulement qui sélectionne directement la taille des barchanes. Cela explique pourquoi il est usuel de trouver des dunes barchanes de tailles équivalentes dans un même endroit, comme dans les couloirs de barchanes par exemple. Ces mêmes couloirs peuvent trouver une origine dans l'existence de zone d'accumulation de sable qui larguent des barchanes. C'est le cas en particulier des points sources sur le

8. Cet amas de sable doit évidemment être bien plus grand que la taille minimale pour pouvoir générer des barchanes.



terrain. C'est également ce qui se produit dans l'expérience "aquarium" quand on force une zone d'accumulation de sable à apparaître. Les zones d'accumulation peuvent, bien entendu, apparaître pour d'autres raisons que des raisons topographiques. Une plage par exemple accumule du sable humide qui, lorsqu'il est séché superficiellement peut être entraîné par le vent et former des barchanes ou des dômes.

Bagnold [10] avait proposé une autre raison pour la présence de zone d'accumulation

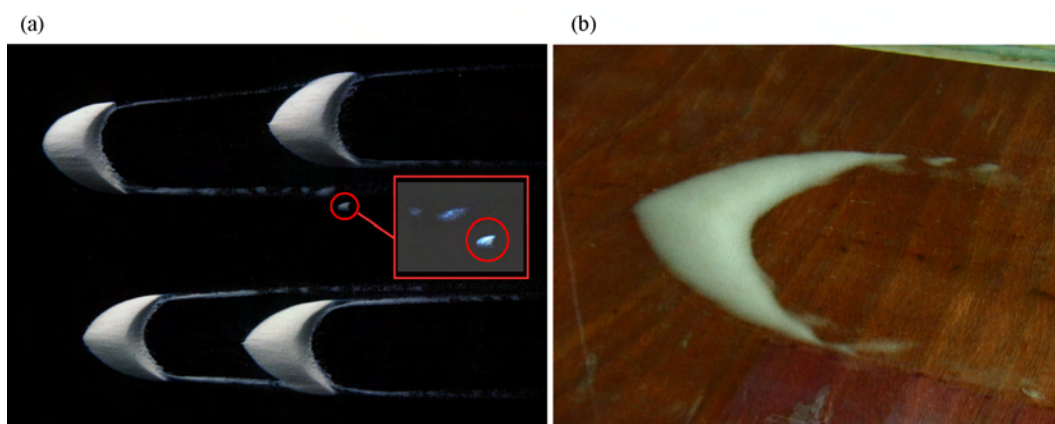


FIG. 4.16 – Emission de barchanes au bout des cornes. (a) expérience "aquarium" avec des billes de céramique, chaque barchane mesurant 5 cm de large. On distingue la déposition de petit tas de sable dans le prolongement des cornes, et en particulier la création d'une petite barchane (dans le cercle rouge) dont la taille doit être voisine de la taille minimale. (b) Même situation dans l'expérience "aquarium" mais avec une barchane réalisée à partir de billes de verre dont la largeur est de l'ordre de 15 cm. Là encore des petits dômes de sable sont visibles dans le prolongement des cornes.

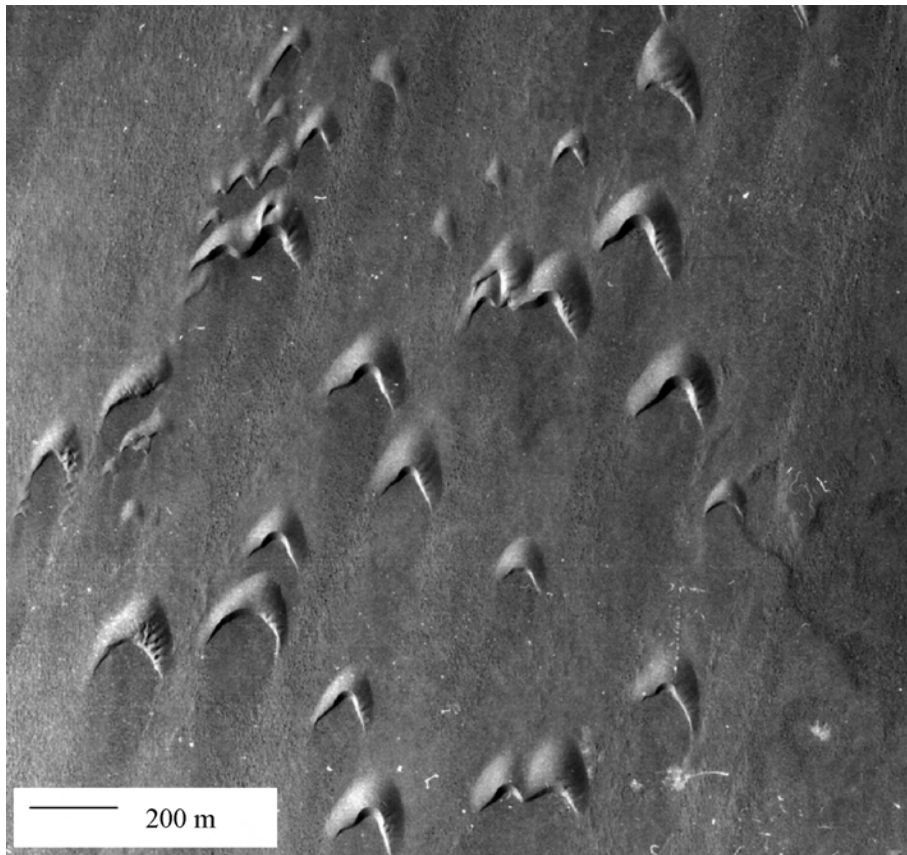
réduite comme les dômes de sable. Il remarquait que le transport est plus élevé sur sol dur que sur un sol mou et donc qu'un petit dépôt de sable pouvait générer une zone d'accumulation qui ensuite pouvait se transformer en barchane. Ce qui revient à utiliser l'idée du passage d'un dôme à une dune, que nous avons vu dans le chapitre précédent. Dans cette idée de production des barchanes à partir de la déstabilisation des zones d'accumulations, nous pouvons également inclure l'émission de dunes au bout des cornes des barchanes de grandes tailles. La méga barchane de Foug Agoutir, sur laquelle nous avons réalisé l'étude du chant des dunes dont nous parlerons à la fin de ce manuscrit (Chapitre 8), présente en effet cette caractéristique. Sa hauteur atteint 50 m et sa largeur et sa longueur sont de l'ordre du kilomètre. Sur cette dune, nous observons d'une part l'instabilité de type déformation d'une surface plane, puisque son dos est très "tourmenté" et que de nombreuses formes barchanoïdes s'y développent et, d'autre part, l'existence de nombreuses barchanes de taille identique qui sont situées dans l'axe de l'une de ses cornes (voir figure Fig. 4.15). Le modèle  $C_c^c$  ou l'expérience "aquarium" nous montre qu'au niveau des cornes le flux de sable est presque saturé. Ainsi, de simples fluctuations du flux de sortie de ces grosses barchanes, peuvent provoquer des dépôts de sable. Ces dépôts, s'ils sont suffisamment grands, peuvent ensuite se transformer en plusieurs barchanes. La corne qui relargue barchane après barchane peut donc être vue comme une zone d'accumulation alimentée, puisque du sable nourrit la méga barchane constamment. Ce type de mécanisme repose sur la taille de la barchane mère puisque la taille des cornes augmente avec la taille de la dune. En effet, il a été possible de reproduire le même phénomène avec l'expérience pour des barchanes relativement larges comme le montre la Fig. 4.16.

---

En résumé, à partir de zones d'accumulation, quelles qu'elles soient, des barchanes sont nucléées et leurs tailles caractéristiques semblent dépendre essentiellement de la hauteur de cette zone d'accumulation. En parallèle les grandes structures peuvent, pour les mêmes raisons, larguer des barchanes de tailles plus modestes. Dans les deux cas, une zone dense en barchane apparaît et se propage dans le sens du vent. Un "corridor" de barchanes est ainsi créé. Ce type de macro-structure soulève des interrogations fondamentales qui ont trait à la stabilité des barchanes et aux interactions inter dunes. C'est l'objet de la partie suivante.



## 5 Stabilité des barchanes et existence des corridors



Couloir de barchanes dans la région de Tarfaya

---

**Sommaire**


---

<b>5.1</b>	<b>Les Corridors de barchanes</b>	<b>141</b>
<b>5.2</b>	<b>Instabilité fondamentale des barchanes solitaires</b>	<b>144</b>
5.2.1	Résultats du modèle $C_c^c$	144
5.2.2	Evolution du flux de sortie avec la taille des barchanes	146
5.2.3	L'instabilité des barchanes	147
5.2.4	Temps de retournement	149
5.2.5	Temps d'interaction inter dunes	150
5.2.6	Estimations et ordres de grandeur	150
<b>5.3</b>	<b>Instabilité par le flux : le cas du champ de dunes</b>	<b>151</b>
<b>5.4</b>	<b>Instabilité par les collisions</b>	<b>153</b>
5.4.1	Collisions absorbantes	153
5.4.2	Collisions complexes?	154
<b>5.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>158</b>

---

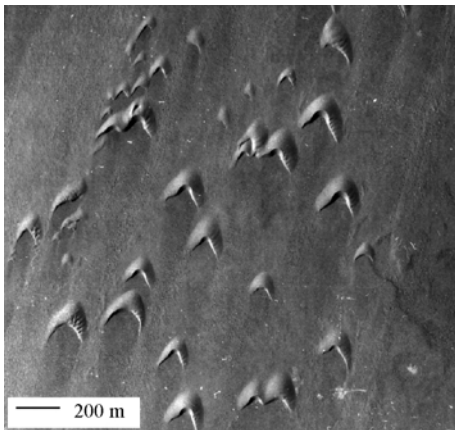


FIG. 5.1 – Agrandissement d'une zone de grande densité de barchanes. Région de Tarfaya. Les barchanes ont sensiblement la même taille dans une même région. ©IGN Marocain.

sation  $C_c^c$  n'est pas en mesure de reproduire un corridor stationnaire pour une raison très simple et trop souvent omise dans l'étude du comportement des barchanes : une barchane isolée est un objet instable. Le socle théorique que nous avons construit s'effondre quelque peu... Pour notre plus grand plaisir, puisque les chapitres suivants révéleront des comportements encore inexplorés et passionnants comme les collisions de dunes. La physique des dunes est une science ouverte.

L'étude précédente sur la nucléation des barchanes nous suggère que les barchanes ne sont pas des dunes isolées, mais qu'au contraire elles sont généralement intégrées dans des structures de plus grande échelle : les couloirs de dunes. A l'intérieur de ces couloirs, les barchanes se déplacent, interagissent avec leurs voisines directes, fusionnent, disparaissent. Nous sommes loin de l'étude de laboratoire que nous avons effectuée dans les chapitres 2 et 3. Partant d'une configuration donnée, comment évolue une barchane dans un champ de dunes? Et comment évolue l'ensemble du corridor? La modélisation  $C_c^c$  a-t-elle tous les ingrédients pour reproduire l'existence de tels corridors de dunes? Une fois n'est pas coutume, nous allons montrer que la modéli-

## 5.1 Les Corridors de barchanes

Les barchanes sont généralement incluses dans un système de dunes de plus grande échelle : les couloirs de dunes. Ceux ci, d'après les nombreuses photos aériennes présentées dans cette thèse, sont caractérisés *a priori* par un nombre restreint de paramètres : leurs largeurs, leurs longueurs, la densité de dunes et les statistiques des tailles de ces dunes. D'un couloir à l'autre ces propriétés peuvent varier considérablement notamment en ce qui concerne la densité et la taille moyenne des dunes. Par exemple sur la Fig. 5.2 les tailles des dunes moyennes varient facilement d'un facteur 4, allant de barchanes de 20 mètres de large à des barchanes de plus de 100 mètres de large. En revanche à l'intérieur d'un même couloir la dispersion des tailles est plus faible et la gamme de taille des barchanes va seulement du simple au double. Sur la Fig. 5.2, on peut observer des densités très

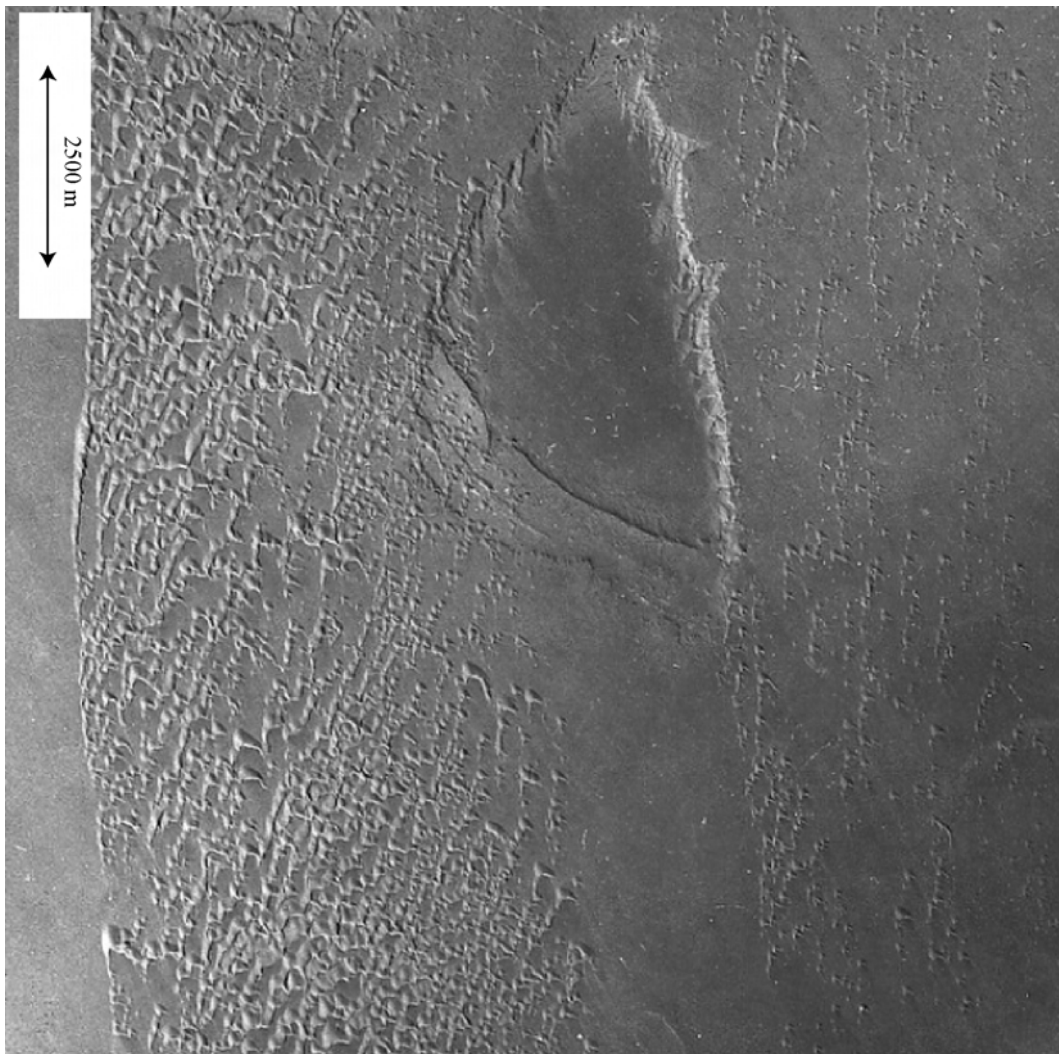


FIG. 5.2 – Corridors de barchanes du Sud-Ouest marocain. Selon le corridor les densités de dunes peuvent être très différentes.

élevées sur la partie gauche du corridor et il est même difficile de distinguer nettement les barchanes les unes des autres. Il s'agit en fait plutôt d'un champ barchanoïde. Sur la droite de cette photographie, les densités de dunes sont beaucoup plus faibles. Pour une barchane prise dans un couloir de dune le flux d'entrée,  $q_{in}$  est imposé par les dunes en amont. En

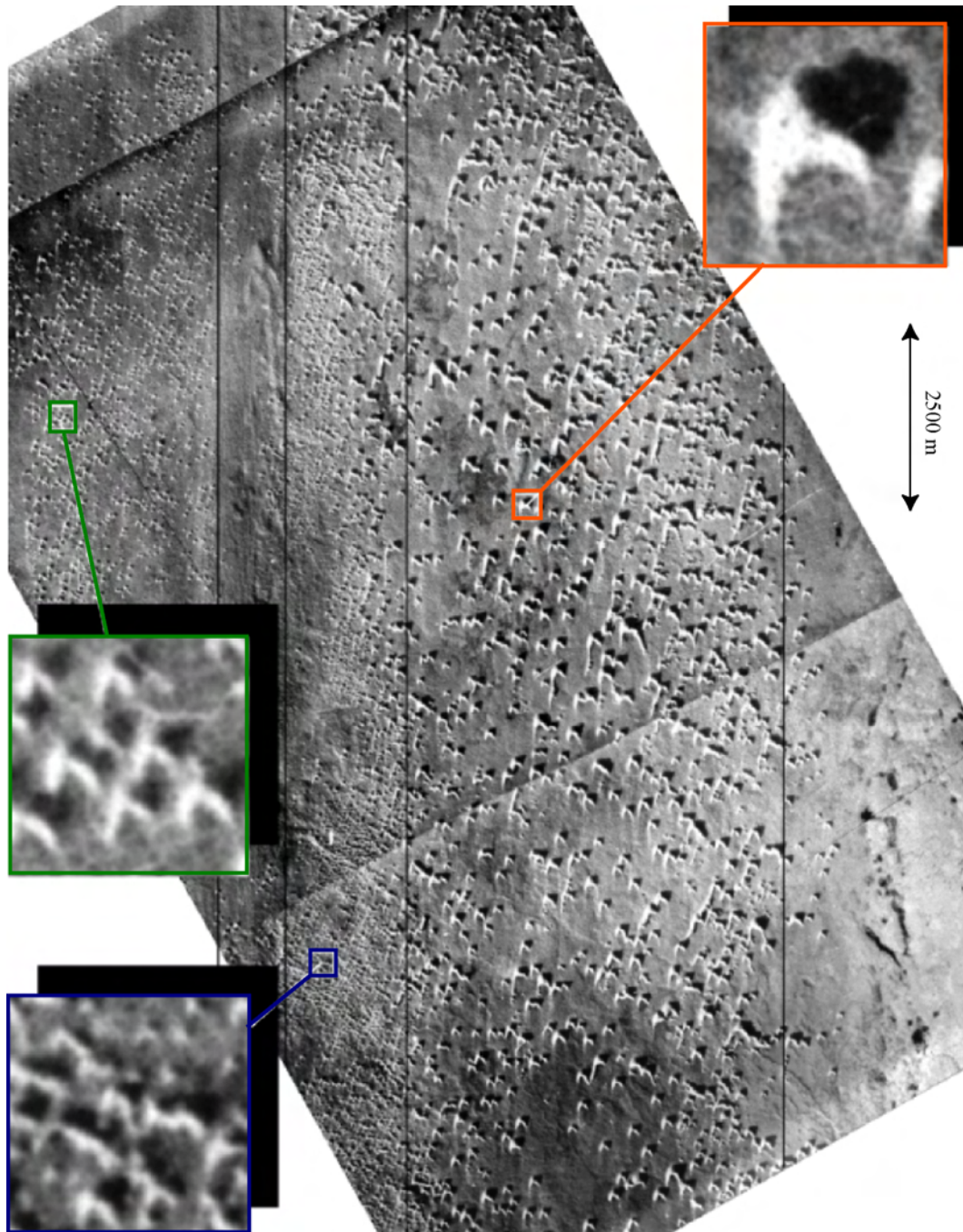


FIG. 5.3 – Corridors de barchanes dans le Sud-Ouest marocain. Ces corridors s'étendent sur environ 300km dans la direction des alizés. Dans chacun des 4 couloirs, les propriétés intrinsèques peuvent varier considérablement. C'est notamment le cas de la densité de dunes et de la taille moyenne des barchanes. Courtesy of P. Rognon.

effet, les agencements de barchanes en échelon indiquent que chaque barchane alimente directement une barchane en aval. Il est alors tentant d'imaginer que cet agencement définit un flux moyen,  $q_\infty$  qui équilibre l'ensemble du motif et qui maintient une densité de dune et une taille moyenne des barchanes constante dans le temps. Cette taille moyenne des barchanes pouvant être reliée d'après le chapitre précédent aux caractéristiques de la source du corridor. Cependant la sélection de taille ne peut être parfaite et la dispersion en vitesse des barchanes entraîne nécessairement l'apparition d'une ségrégation de taille le long du couloir si rien ne s'oppose à son développement. Ce n'est pourtant pas ce qu'on observe sur les photographies aériennes (voir Fig. 5.2 et Fig. 5.4) où la taille moyenne ne semble pas évoluer le long du couloir. Comme l'existence de ces couloirs de dunes peut être estimée à environ 10000 ans [121], une telle séparation d'échelle devrait avoir eu le temps de se développer. C'est pourquoi les couloirs de dunes semblent être stables spatialement et temporellement, du moins à des échelles géologiques courtes.

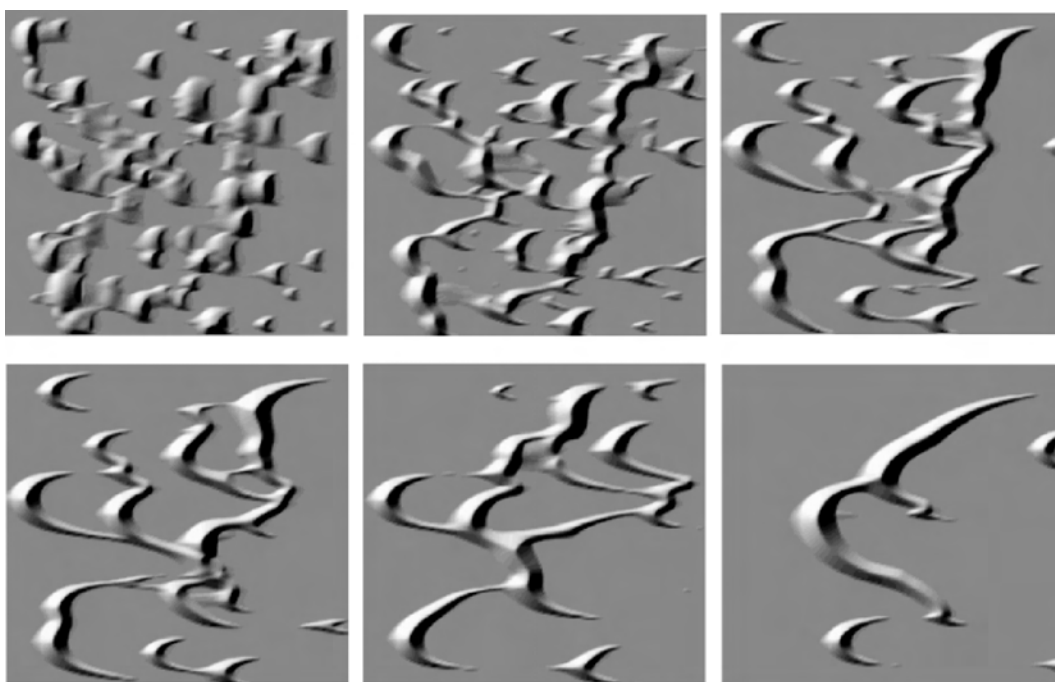


FIG. 5.4 – Simulation de couloirs de dunes. A partir d'une configuration initiale quelconque, le  $C_\xi$  modèle est utilisé pour essayer de capturer l'existence d'une macro structure stable, où chaque barchane nourrit sa suivante. Le résultat escompté est totalement absent! Au contraire, il ne reste qu'une grosse barchane formée par coalescence. La durée entre chaque image correspond à  $t = 50 l_s^2/Q$  et la taille de la boîte de calcul est de  $512 l_s$ . Ceci correspond, avec les paramètres donnés dans le texte, à  $t \simeq 9$  ans et une taille du champ de dune de l'ordre de 1km.

L'utilisation du modèle  $C_\xi$ , à partir d'une distribution aléatoire de barchanes de taille moyenne initiale  $30 l_s$ , ne permet pas de retrouver des macro-structures ressemblant à un couloir! Au contraire la dispersion en vitesse des barchanes n'est pas contrebalancée par les variations de flux à l'intérieur de ce couloir et les dunes de tailles différentes se séparent spatialement. De plus une des barchanes absorbe les barchanes "incidentes" et finalement le corridor de dune tant attendu se résume à une seule et unique gigantesque barchane! Il y a donc, *a priori* un (ou des) mécanisme(s) qui nous a(ont) échappé(s).



En réalité, depuis le début de cette thèse, nous parlons régulièrement de formation de barchane, tout en supposant implicitement que leur existence à long terme est une évidence, c'est à dire en les supposant stables et étant placées dans des conditions d'équilibre. L'expérience "aquarium" nous a pourtant montré que, dans des conditions de flux nul, les barchanes étaient vouées à disparaître lentement à cause de la perte de sable par les cornes. De même les expériences sur la nucléation des barchanes suggère que celles ci existent également dans des conditions de flux intense. Naturellement, pour obtenir une barchane qui ne se déforme pas, il est nécessaire d'avoir un bilan de masse nul et donc que les flux incident et sortant soient équilibrés. Prenons donc une dune dans cette situation, isolée de toutes perturbations extérieures. Elle se déplace tranquillement sans changer de forme, et le système perdure. Maintenant si, à cause d'une autre perturbation (petit buisson, squelette de chameau, ...) le flux de sable incident est diminué, la barchane "voit" un flux de sable plus petit et "ses besoins" ne sont plus satisfaits. Comme elle continue à perdre du sable par ses cornes sa taille diminue. Le "buisson" étant maintenant loin, le flux de sable retrouve sa valeur d'origine et on aimerait que la dune se mette à grossir afin de revenir à sa position d'équilibre. Mais qu'en est il vraiment?

## 5.2 Instabilité fondamentale des barchanes solitaires

### 5.2.1 Résultats du modèle $C_c^c$

L'étude numérique du modèle  $C_c^c$  permet de déterminer les propriétés d'une barchane solitaire à l'équilibre (le flux de sable sortant,  $q_{out}$ , étant exactement compensé par le flux de sable entrant  $q_{in}$ ). Les résultats suivants (déjà présentés dans le 3<sup>me</sup> chapitre) précisent les paramètres du modèle  $C_c^c$  que nous utiliserons dans ce chapitre. En particulier, la vitesse

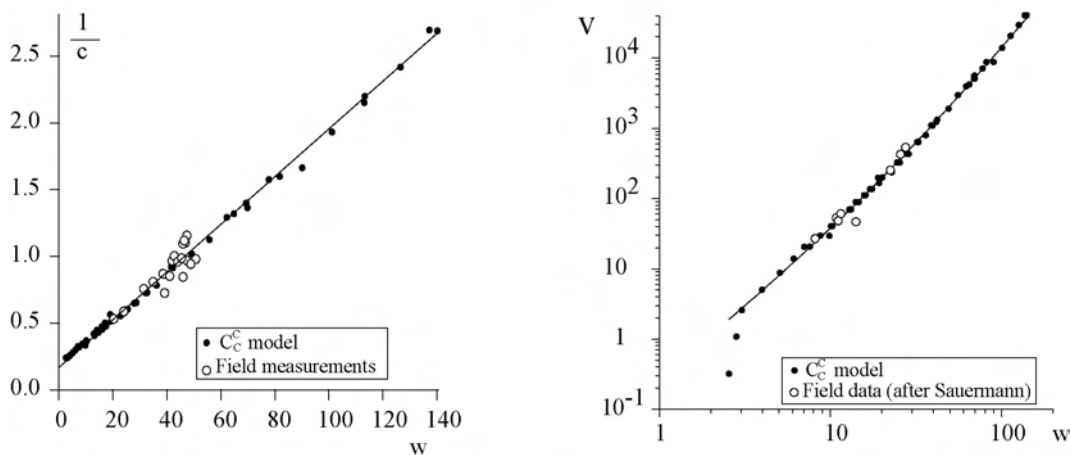


FIG. 5.5 – Variation de la vitesse et du volume des barchanes simulées par le modèle  $C_c^c$ . A partir de ces données il est possible de déterminer les paramètres,  $a$ ,  $Q$  et  $l_s$  (voir texte) reliant le modèle aux données de terrains de Sauermann [32] (cercles) qui correspondent aux barchanes de notre région d'étude de Tarfaya/La'ayoune.

varie comme l'inverse de la largeur à l'équilibre,  $w_{eq}$  et le volume varie comme une loi de

puissance quasi cubique en fonction cette même largeur :

$$c = \dot{x} \simeq \frac{aQ}{w + w_c} \simeq \frac{aQ}{w} \quad (5.1)$$

$$V = bw^2(w + w_v) \simeq bw^3 \quad (5.2)$$

où  $b \simeq 0.011$ ,  $w_c = 9.5$ ,  $w_v = 22.9$  et  $a = 56$ . De plus,  $Q = 66 \text{ m}^2/\text{an}$  et  $l_s = 3.5 \text{ m}$  [123], ce qui correspond approximativement à ce que nous avons estimé dans le premier chapitre ( $l_s \sim 5 - 7.5 \text{ m}$ ). L'estimation du paramètre  $b$  semble correcte puisque en approximant une barchane à une demi pyramide de hauteur  $h \simeq 0.1 w$ , le volume est  $V \simeq w^3/60 \simeq 0.015 w^3$ . Les données de terrain indiquent un accroissement de la vitesse du vent d'un facteur 1.4 environ ce qui est en accord avec la valeur de  $a$ . En effet, le flux saturé au sommet s'exprime comme  $q_s \simeq a/10Q$ , soit un accroissement du flux saturé d'un facteur 5.6 soit, en terme de vitesse un accroissement d'un facteur  $\sim 1.8$ . Ces données sont obtenues en forçant la forme initiale à converger vers la forme barchanique d'équilibre grâce à des conditions aux bords quasi-périodiques (voir chapitre 3).

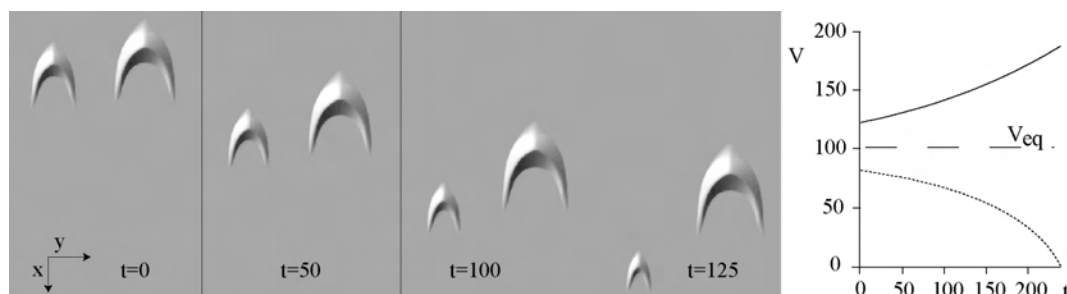


FIG. 5.6 – Evolution de barchanes avec le  $C_c$  modèle. Initialement, le  $C_c$  modèle est utilisé pour créer deux dunes de tailles différentes et également de flux d'équilibre légèrement différent,  $q_- \sim 0.10 Q$  et  $q_+ \sim 0.12 Q$ . Ensuite on utilise le  $C_c$  modèle pour regarder leur évolution en régime ouvert et avec un flux incident imposé  $\bar{q} = 0.11 Q$ . Les barchanes montrent alors un comportement instable. L'évolution du volume en fonction du temps est décrit dans le graphique à droite par rapport au volume de la dune dont  $Q$  est le flux d'équilibre :  $V_\infty$ .

Sur le terrain les barchanes n'ont aucune raison d'être dans leurs états d'équilibres et le flux reçu en amont peut être supérieur ou inférieur au flux perdu par la dune. Si on considère deux dunes à l'équilibre de tailles différentes dont les flux d'équilibre sont  $q_+$  et  $q_-$  et qu'on leur impose un flux d'entrée  $q_{in}$  intermédiaire  $q_{in} = (q_+ + q_-)/2$ , on observe alors que les dunes ont un comportement instable : la plus petite, maintenant sous alimentée, rapetisse en accélérant tandis que la plus grosse, maintenant suralimentée, grossit de plus en plus (voir Fig. 5.6 et Fig. 5.7). Cette instabilité a priori surprenante, est directement la conséquence du fait que le flux d'équilibre d'une barchane est une fonction décroissante de sa taille, comme nous le montrons dans la sous-section suivante. Les barchanes ne sont donc pas des objets stables qui adaptent leurs formes à un changement de conditions extérieures. Pourtant, il aurait été agréable d'imaginer que les deux dunes se réadaptent à une taille intermédiaire correspondant à ce nouveau flux entrant  $q_{in}$ . Ce n'est pas le cas. Les dunes barchanes produites par le modèle  $C_c$  sont instables! Essayons de comprendre pourquoi en effectuant un bilan de matière pour une barchane à l'équilibre.

### 5.2.2 Evolution du flux de sortie avec la taille des barchanes

Considérons une barchane à l'équilibre. En amont, le vent transporte une certaine quantité de sable,  $q_{in}$ , par unité de largeur et de temps. Cet apport, supposé homogène, amène une quantité de sable par unité de temps,  $\phi_{in}$  qui est simplement la quantité de sable interceptée par la largeur de la dune,  $w$  :

$$\phi_{in} = q_{in}w. \quad (5.3)$$

En contrepartie la barchane perd une certaine quantité de matière,  $\phi_{out}$ , qui nous permet de définir le flux de sortie par unité de largeur de dune,  $\phi_{out} \equiv q_{out}w$ . Le bilan de matière de cette barchane de volume  $V$  s'écrit :

$$\frac{dV}{dt} \equiv \dot{V} = \phi_{in} - \phi_{out} \quad (5.4)$$

Par contre, l'évolution de  $q_{out}$  avec la taille de la dune n'est pas connue *a priori* même si les expériences de laboratoire et les observations de terrain [23,33,84] suggèrent que le flux de sortie augmente moins vite que le flux d'entrée avec la taille de la barchane. L'utilisation du modèle  $C_c^\xi$  permet de relier  $q_{out}$  à la largeur à l'équilibre des barchanes,  $w_{eq}$ . Il suffit de partir d'une condition initiale standard et de mesurer à la fin de la simulation numérique (en conditions quasi-périodiques) les quantités  $w$  et  $q_{in}$ . Pour la position d'équilibre, le flux entrant égalant le flux sortant, on a :

$$\phi_{out} = \phi_{in} = q_{in}w \quad (5.5)$$

Cette méthode de calcul donne une estimation du flux de sortie directe. Cependant, pour s'assurer que cette estimation n'est pas dépendante des conditions aux bords, nous avons continué la simulation numérique pendant une centaine d'itérations en imposant  $q_{in} = 0$ . Le flux récolté à la sortie de la boîte numérique est alors directement  $\phi_{out}$  (voir Fig. 5.7.) Compte tenu de la variation du flux de sortie avec la largeur, on peut écrire dans une bonne approximation:

$$\phi_{out} = Q(\Delta + \alpha w) \quad (5.6)$$

Cette équation traduit le fait que derrière les cornes le flux est pratiquement saturé et qu'il augmente légèrement avec la taille de la dune tout comme la largeur des cornes. Une régression linéaire donne un coefficient  $\alpha = 0.05$  et une largeur minimale des cornes  $\Delta = 1.33l_s$ , ce qui donne des cornes de largeur  $\sim 2 m$ , soit le bon ordre de grandeur. De plus dans le cas des formes d'équilibre, le flux entrant  $q_\infty$  est bien une fonction décroissante de la taille de la dune, comme nous l'avions annoncé précédemment :

$$q_\infty = \frac{\phi_{in}}{w_\infty} = Q\left(\alpha + \frac{\Delta}{w_\infty}\right) \quad (5.7)$$

Par ailleurs le fait que le flux de sortie augmente pour des petites dunes correspond à l'apparition de solutions de type dômes menant à une perte de masse bien plus importante. Cette courbe confirme donc l'existence d'une transition continue des solutions dômes vers les solutions dunes vue au chapitre 3. La variation du flux de sortie, est de plus, en accord avec l'observation [32] que la largeur d'une dune augmente plus vite que la largeur de ses cornes, menant à une augmentation plus faible du flux de sortie avec la taille de la dune que l'augmentation du flux d'entrée. C'est cette différence d'évolution entre  $q_{in}$  et  $q_{out}$  qui est le moteur de l'instabilité des barchanes vis à vis des variations du flux extérieurs ou des variations de leurs tailles.

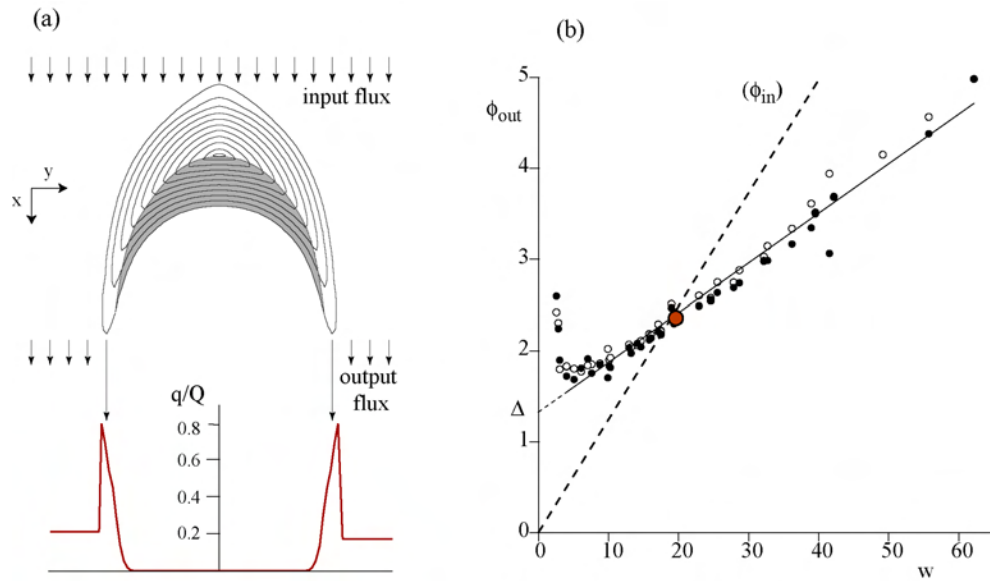


FIG. 5.7 – (a) Gain et perte de matière pour une barchane idéale. Le gain est directement proportionnel à la largeur de la barchane, alors que la perte qui a lieu uniquement au voisinage des cornes, est plus difficile à décrire. (b) Estimation numérique du flux de sortie total  $\phi_{out}$  en fonction de la taille des barchanes équilibrées. Les cercles noirs correspondent à des mesures en conditions bouclées, les cercles blancs sont des mesures faites avec  $q_{in} = 0.0$ . Le flux de sortie augmente avec la taille de la dune mais moins vite que  $\phi_{in}$ . Pour un flux d'entrée donné (courbe en pointillés) le modèle  $C_c$  possède une solution d'équilibre (point rouge).

### 5.2.3 L'instabilité des barchanes

Pour ne pas perdre en généralité, nous pouvons distinguer deux situations très différentes comme le montre le schéma Fig. 5.2.

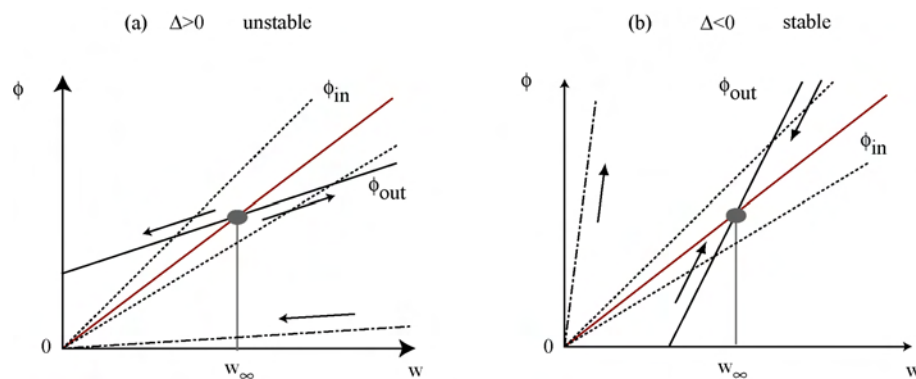


FIG. 5.8 – Diagrammes de stabilité pour une barchane solitaire. (a) cas  $\Delta > 0$  (cas réel), le flux de sortie grandit moins vite que le flux d'entrée et la barchane est instable. (b)  $\Delta < 0$ , le flux de sortie grandit plus vite que le flux d'entrée et dans ce cas, la barchane est dans une position d'équilibre stable. Sur ces deux graphiques la courbe en pointillés  $---$ , indique que pour  $\alpha$  trop grand (a) ou trop petit (b), aucune solution n'est possible, le flux d'entrée ne pouvant s'ajuster au flux de sortie.

Dans le cas où  $\Delta > 0$ , si le flux de sable incident augmente légèrement, la dune a

un bilan de masse positif, et elle grossit. Ceci étant, elle est instable, puisque comme la dune grossit elle capte plus de sable! Réciproquement, si le flux diminue légèrement, la dune rapetisse et donc reçoit moins de sable, entraînant une diminution du volume de la dune. C'est dans cette situation qu'est naturellement le  $C_c^c$  modèle. On peut aussi concevoir l'instabilité avec un flux constant et une taille qui varie légèrement, l'effet est le même: la barchane est instable. Par contre si  $\Delta < 0$  nous sommes dans la situation opposée puisque la perte de sable évolue plus vite que l'apport de sable par  $q_{in}$  et la dune est stable: elle perd plus de sable quand elle grossit qu'elle n'en gagne et donc retrouve sa position d'équilibre. Ainsi, la stabilité dépend du signe de  $\Delta$ , ce qui revient à dire que la stabilité d'une barchane repose sur la différence de croissance entre la taille de ses cornes et sa largeur totale. Le modèle  $C_c^c$  prévoit le cas instable tout comme les rares mesures de terrains [32] montrant que la largeur des cornes croît proportionnellement moins vite que la largeur de la dune. Cette instabilité se retrouve formellement dans l'analyse du bilan de masse d'une barchane initialement dans la configuration équilibrée,  $V = V_\infty$ ,  $w = w_\infty$  et  $q_{in} = q_\infty$  et dont la largeur devient  $w$  et le volume devient  $V$  à cause d'une petite perturbation:

$$\dot{V} = q_{in}w - Q(\Delta + \alpha w) \quad (5.8)$$

soit en remplaçant  $V$  par son expression en fonction de  $w$  :

$$\dot{w} = \frac{q_\infty w - Q(\Delta + \alpha w)}{3bw^2}, \quad (5.9)$$

Avant d'aller plus loin, il est naturel de définir le temps d'adaptation à un changement de volume  $\tau_v$  par :

$$\tau_v = \left| \frac{V - V_\infty}{\dot{V}} \right|, \quad (5.10)$$

ce qui, au voisinage du point d'équilibre donne après simplification des termes d'ordre  $O(2)$

$$\tau_v = \frac{3bw_\infty^3}{Q\Delta} \quad (5.11)$$

La longueur d'adaptation correspondante est  $\lambda_v$  définie par:

$$\lambda_v = \frac{3abw_\infty^2}{\Delta} \quad (5.12)$$

Dans ce cas, le bilan de masse linéarisée autour du point d'équilibre  $(w_\infty, q_\infty)$  s'écrit très simplement :

$$\tau_v \dot{w} = w - w_\infty. \quad (5.13)$$

Le signe de  $\tau_v$  étant celui de  $\Delta$ , nous retrouvons le caractère instable des barchanes dans le cadre du modèle  $C_c^c$ . En revanche si l'on suppose  $\Delta < 0$ , les barchanes deviennent des objets stables. En effet, dans cette situation (voir Fig. 5.8), le flux de sortie varie plus rapidement que le flux d'entrée lorsque la largeur de la dune change.

Les barchanes produites par le modèle  $C_c^c$  sont ainsi instables. Mais de plus, comme les données de terrains et les résultats des expériences "aquarium" indiquent tout deux que le flux de sortie augmente moins vite que le flux d'entrée avec la largeur de la barchane, il faut se résoudre à l'idée que les barchanes sont "naturellement" instable, et qu'il ne s'agit aucunement d'un artifice de la modélisation  $C_c^c$ . Pourquoi, dans ce cas observe t'on des barchanes sur le terrain? Un argument possible, proposé dans la thèse de Sauermaun [32], est que ce type d'instabilité est tellement lent, que nous ne pouvons observer effectivement

son développement. Malheureusement, cet argument ne tient pas. En effet, en utilisant les ordres de grandeur déterminés dans la section précédente, nous pouvons estimer  $\tau_v$  et  $\lambda_v$  les temps et distances sur lesquels l'instabilité précédente se développe. Nous trouvons pour une dune de 20m de large,  $\tau_v \simeq 14.4$  mois et  $\lambda_v \simeq 160$  m, alors que pour une dune bien plus large de 100 m, nous obtenons :  $\tau_v \simeq 1.1$  siècle et  $\lambda_v \simeq 4$  km. Ces ordres de grandeur peuvent paraître importants. Néanmoins, les barchanes que nous observons dans les corridors de dunes sont *a priori* bien plus vieilles! Plus précisément, il est courant de suivre l'évolution de dune de 20 m sur plusieurs années et sur des distances bien plus grandes. De même les méga barchanes de la région de Tarfaya, existent probablement depuis des millénaires si on date leurs apparitions aux alentours de la baisse du niveau des océans dans cette région [121].

En ce qui concerne les couloirs de barchanes, cette distance caractéristique de (dé)stabilisation  $\lambda_v$  est bien inférieure à la longueur d'un champ de dune (supérieure à 100km) et n'importe quelle évolution se faisant sur cette échelle a largement le temps de s'y développer et devrait être observée au moins dans les corridors, ce qui n'est pas le cas. Ainsi, l'argument de Sauermann ne tient pas.

L'existence de cette instabilité fondamentale est donc étrange puisque nous observons effectivement des barchanes sur le terrain. Il est alors tentant d'imaginer que les interactions entre dunes stabilise l'évolution des barchanes individuellement d'une part, et de ce fait stabilise aussi les corridors. Avant d'aller plus loin et de regarder la stabilité d'un corridor de barchanes en fonction de la stabilité individuelle de ces dunes, nous pouvons nous intéresser à deux autres échelles de temps et d'espace, très différentes mais qui vont intervenir nécessairement dans une étude de stabilité d'un corridor. Le premier temps est simplement le temps de la dynamique propre d'une barchane (temps de retournement) et le deuxième est celui d'interaction par le flux entre deux barchanes voisines.

#### 5.2.4 Temps de retournement

Dans le chapitre 1, nous avons défini le temps de retournement  $\tau_t$ <sup>1</sup> comme étant le temps caractéristique qu'il faut à une barchane pour parcourir sa propre longueur. Il s'agit donc d'un temps relativement long et adapté pour décrire le mouvement d'une dune de forme stationnaire. Ce temps ne correspond pas nécessairement à un temps de mise à l'équilibre du volume, comme le temps précédent  $\tau_v$ , ou de la surface de la dune. Il est pourtant souvent explicité comme tel dans les ouvrages de Géologie.  $\tau_t$  représente le temps de résidence d'un grain de sable dans la dune, ce qui le relie nécessairement au "temps de mémoire" de la dune. Après ce temps, la structure interne<sup>2</sup> de la dune est complètement renouvelée et les anciennes stratifications ont disparu. Par contre, la surface, elle, peut évoluer sur des temps caractéristiques bien plus longs. Ce point étant précisé, si on choisit une barchane qui se déplace selon l'axe  $Ox$ , et que l'on note  $x$  la position de son centre de gravité, sa vitesse peut s'écrire  $c = \frac{dx}{dt} \equiv \dot{x}$  et donc :

$$\tau_t = \frac{w}{\dot{x}}, \quad (5.14)$$

1. l'indice  $t$  rappelle la terminologie "turnover", comme le lecteur l'aura sans doute deviné.

2. les dunes ont une structure interne comme tous les dépôts sédimentaires, qui est dû à la ségrégation des grains de sable lorsqu'ils coulent dans la face d'avalanche avant d'être figée à l'intérieur de la dune.

ce qui se réécrit :

$$\tau_t = \frac{aQ}{w^2}. \quad (5.15)$$

La longueur caractéristique associée à ce temps de retournement est la taille de la dune elle même:

$$\lambda_t = w \quad (5.16)$$

### 5.2.5 Temps d'interaction inter dunes

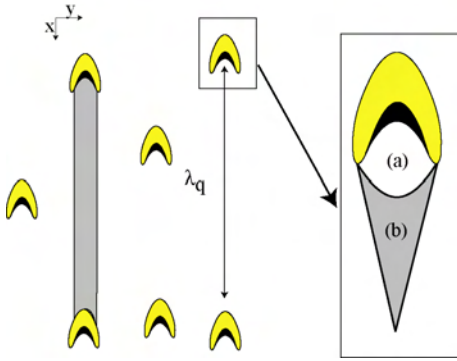


FIG. 5.9 – Principe de l'interaction inter-dunes. La distance d'interaction par le flux correspond au libre parcours moyen d'un grain de sable dans un ensemble de dune barchanes de densité  $N_\infty$  et de taille  $w_\infty$ . Derrière une barchane, on peut distinguer trois zones : la zone de recirculation (a), (b) la zone d'écrantage où le flux est nul et après une zone où le flux de sable est de nouveau homogène à cause des impacts des grains de sable sur le sol rugueux qui harmonise le flux [32].

libre parcours moyen du grain, on écrit :

$$\lambda_q = \frac{1}{N_\infty w_\infty}. \quad (5.18)$$

Il est également possible d'imaginer d'autres tailles caractéristiques du problème, comme par exemple la distance d'interaction par la bulle de recirculation : si deux dunes sont trop proches, elles entrent directement en interaction "forte" (voir Fig. 5.9 (a) et (b)), puisqu'il y a directement écrantage de l'écoulement vu depuis la dune aval par la dune amont. Cette distance varie comme la taille de la bulle de recirculation et on peut l'estimer comme étant proportionnelle à la hauteur. Nous ne tiendrons pas compte de cette zone dans l'analyse qui suit.

### 5.2.6 Estimations et ordres de grandeur

Ces différentes échelles caractéristiques peuvent également être estimées grâce aux données de terrains pour  $Q$  et  $l_s$  et aux résultats du modèle  $C_\xi^c$ . Ainsi, l'analyse des photographies aériennes du champ de dunes de La'ayoune près de Tarfaya à plusieurs années d'intervalles [123], donne la vitesse moyenne des dunes et permet donc d'estimer  $aQ \simeq 3700 \text{ m}^2/\text{an}$  et  $w_c = 33 \text{ m}$  en utilisant les expressions dérivées du modèle  $C_\xi^c$ .

Finalement, il reste un autre temps caractéristique qui est défini par le temps mis par un grain pour aller de la corne d'une dune sur le dos d'une autre dune située en aval. Il s'agit donc d'un temps d'interaction entre dunes et il n'a de sens que pour une dune prise dans un corridor. Ce temps est particulièrement court devant les deux temps caractéristiques précédents, puisque la vitesse de déplacement d'un grain est de l'ordre du mètre par seconde (pour la salutation) ce qui est sans commune mesure avec la vitesse des dunes! On considérera donc ce temps d'adaptation comme nul.

$$\tau_q = 0. \quad (5.17)$$

La distance caractéristique d'interaction par le flux correspond à la distance que ce grain peut parcourir en moyenne entre deux dunes. Il s'agit donc d'un problème de section efficace et en appelant  $N_\infty$  la densité de dunes pour un corridor "à l'équilibre", et  $\lambda_q$  le

Le lien avec la longueur de saturation donne alors  $l_s \simeq 3.5 \text{ m}$ . On en déduit également, connaissant la valeurs de  $a$  que  $Q \simeq 66 \text{ m}^2/an$  et le modèle  $C_\zeta$  donne également la valeur de  $\Delta \simeq 4.6 \text{ m}$ , connaissant celle de  $l_s$ . Considérons une dune de largeur  $20 \text{ m}$  et une autre barchane plus imposante de  $100 \text{ m}$  appartenant au corridor de l'image aérienne Fig. 5.2. Les évolutions à court terme sur la taille de la dune ont le temps d'apparaître puisque, selon la densité des barchanes,  $\lambda_q$  varie autour de  $200 \text{ m}$  pour la petite dune et de  $1 \text{ km}$  pour la plus grande. En résumé, tous les temps caractéristiques d'évolution des dunes invoqués ici (voir Tab. 5.1) sont petits devant l'âge caractéristique d'un couloir de barchanes.

Ainsi, même si le vent est considéré comme constant, les variations de formes des bar-

Largeur	retournement	interaction par le flux	changement de volume
20m	$\tau_t \simeq 5.2$ semaines	$\tau_q \simeq 3 \text{ mn}$	$\tau_v \simeq 14.4$ mois
	$\lambda_t \simeq w$	$\lambda_q \simeq 200 \text{ m}$	$\lambda_v \simeq 160 \text{ m}$
105m	$\tau_t \simeq 2.7$ ans	$\tau_q \simeq 53 \text{ mn}$	$\tau_v \simeq 1.1$ siècle
	$\lambda_t \simeq w$	$\lambda_q \simeq 1 \text{ km}$	$\lambda_v \simeq 4 \text{ km}$

TAB. 5.1 – Récapitulatif des différents ordres de grandeur des échelles de longueurs et de temps caractéristiques.

chanes et les instabilités liées aux échelles caractéristiques précédentes se développent sur des temps et des distances bien plus courts que l'âge et l'extension spatiale typique d'un couloir de barchane de la région de La'ayoune. Ceci pose alors le problème du devenir des couloirs de barchanes. Nous allons donc montrer comment la stabilité d'un couloir de dunes dépend de la stabilité individuelle d'une barchane solitaire.

### 5.3 Instabilité par le flux : le cas du champ de dunes

Considérons un champ de dunes de densité,  $N(x,y)$  et constitué de barchanes de largeurs  $w(x,y)$ . Dans l'espace des phases  $(w,q,N)$ , l'équation de conservation du nombre de dunes, si on suppose qu'il n'y a ni perte ni création de barchanes, s'écrit :

$$\dot{N} = \partial_t R + \partial_x(\dot{x}N) + \partial_y(\dot{y}N) = 0, \quad (5.19)$$

et une approche eulérienne donne pour l'évolution de la largeur des dunes :

$$\dot{w} = \partial_t w + \partial_x(\dot{x}w) + \partial_y(\dot{y}w). \quad (5.20)$$

Finalement, la conservation de la matière au niveau local, relie le volume  $V$  au flux de sable  $q$  :

$$\partial_x q = -N\dot{V} \quad (5.21)$$

On suppose de plus que les dunes sont suffisamment espacées pour que le flux ait le temps de se ré-homogénéiser entre deux dunes. Grâce à cette hypothèse, on retire les effets complexes (mais très certainement importants) des structures et agencements internes des barchanes. Avec cette hypothèse, l'équation de conservation de la masse montre que tout champ de dunes homogène vérifiant  $q_\infty = Q(\Delta/w_\infty + \alpha)$  est solution particulière de notre problème. On peut alors s'intéresser à une perturbation également homogène d'un tel corridor. En particulier, en utilisant les grandeurs caractéristiques de la section précédente,



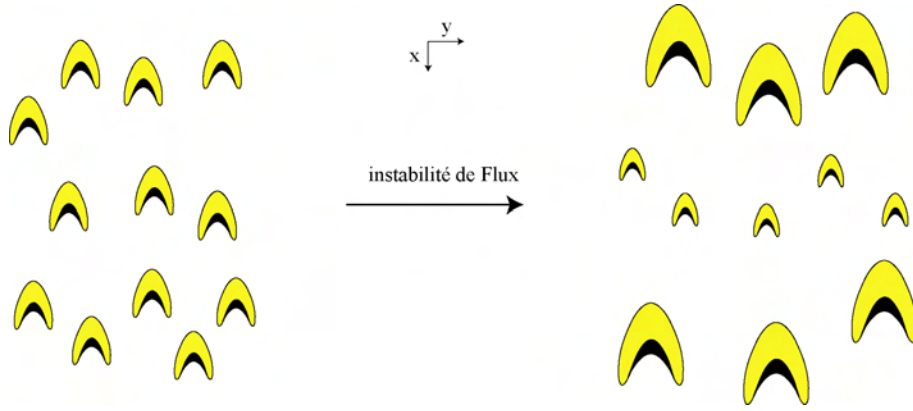


FIG. 5.10 – Instabilité d’un champ de dunes par le flux de sable. Partant d’un champ de dune homogène, une instabilité de la taille des dunes, finit par déstabiliser tout le champ. En effet, les rangs de dunes successifs captent une partie du flux ce qui sous-alimente les dunes en aval qui décroissent et donc, sur-alimentent les dunes un rang en amont. Le champ n’est alors plus homogène : il est instable.

on obtient :

$$\tau_v \partial_t N + \lambda_v \partial_x N - \frac{N_\infty}{w_\infty} \lambda_v \partial_x w = 0 \quad (5.22)$$

$$\tau_v \partial_t w + \lambda_v \partial_x w = (w - w_\infty) + \frac{w_\infty^2}{Q\Delta} (q - q_\infty) \quad (5.23)$$

$$\lambda_q \partial_x q = (q - q_\infty) - \frac{Q\Delta}{w_\infty^2} (w - w_\infty) \quad (5.24)$$

Sans perte de généralité, la perturbation peut s’écrire sous la forme suivante:

$$q - q_\infty = q_1 \exp^{\sigma t + ikx} \quad (5.25)$$

$$w - w_\infty = w_1 \exp^{\sigma t + ikx} \quad (5.26)$$

$$N - N_\infty = N_1 \exp^{\sigma t + ikx} \quad (5.27)$$

$$(5.28)$$

Dans ce cas, l’instabilité à laquelle on s’intéresse concerne une instabilité par ”rang”, le champ de dune étant toujours homogène par rangée perpendiculaire au vent. La résolution du système à l’ordre linéaire permet d’aboutir à la relation de dispersion liant la longueur d’onde de l’instabilité dans la direction du vent à l’évolution temporelle de cette instabilité :

$$|\tau_v| \sigma = \text{signe}(\Delta) \left( ik \left( \frac{\lambda_q}{1 + (k\lambda_q)^2} - \lambda_v \right) + \frac{(k\lambda_q)^2}{1 + (k\lambda_q)^2} \right) \quad (5.29)$$

Si chaque dune est individuellement stable ( $\Delta < 0$ ) le champ de dunes est, pour des raisons évidentes, stable. En revanche, dans le cas où chaque dune est individuellement instable ( $\Delta > 0$ ), le champ de dune est instable (voir Fig. 5.10). En effet considérons une tranche transverse du champ de dunes qui, pour une raison ou pour une autre, contient des dunes légèrement plus petites que la moyenne. Le flux de sortie de cette tranche est alors plus grand et le rang de dunes en aval grossit et donc son flux de sortie diminue. Les dunes du rang suivant sont alors sous alimentées et rapetissent : l’instabilité s’étend spatialement. Dans cette approche, on se contente d’exhiber un mode instable ce qui prouve que d’une manière ou d’une autre si on n’ajoute aucun mécanisme d’interaction entre dune, il n’est pas possible d’obtenir ”naturellement” un champ de dune stationnaire avec des objets instables.

## 5.4 Instabilité par les collisions

Ainsi, il est nécessaire de faire intervenir dans cette étude des mécanismes d'interaction de dunes autres que les interactions lointaines par le flux. L'explication du mécanisme d'instabilité précédent laisse d'ailleurs penser que les rang de dunes de plus en plus petites vont finir par rencontrer le rang de dune en aval plus lent. Nous allons maintenant inclure les collisions de barchanes.

### 5.4.1 Collisions absorbantes

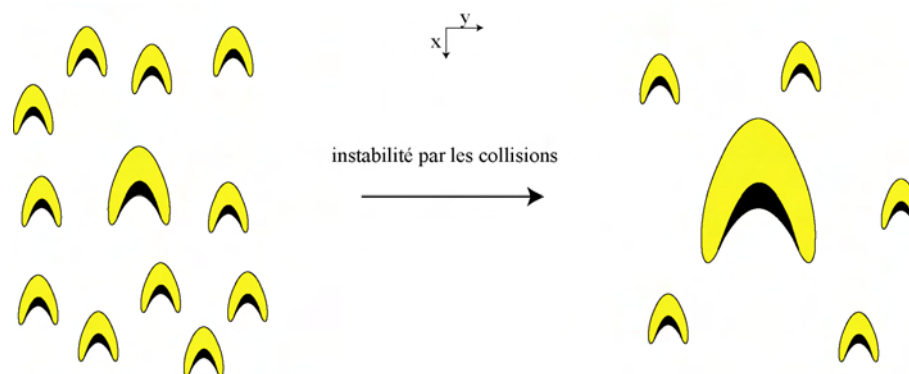


FIG. 5.11 – *Instabilités par les collisions absorbantes: principe.* (a) configuration de départ, où toutes les dunes font la même taille, à l'exception d'une légèrement plus grosse. (b) La dune en question croît continûment, à cause des collisions absorbantes des dunes incidentes. Il ne reste qu'une grosse barchane.

Une première approche consiste à considérer une collision molle où la dune incidente est absorbée par la dune impactée. Pour étudier cette situation, on considère un champ totalement homogène, de densité  $N$  et comprenant une dune de taille légèrement différente  $w = (1+\eta)w_\infty$ . Comme elle est légèrement plus grosse que les autres dunes de taille  $w_\infty$ , des collisions peuvent apparaître, entraînant une variation de son volume. Plus précisément, le volume de cette dune particulière varie suite à trois phénomènes : l'apport de sable par le flux,  $\phi_{in} = qw$ , la perte de sable par les cornes,  $-\phi_{out}$  et l'addition de dunes par collisions. L'accroissement de volume dû aux collisions se calcule en déterminant le nombre de dunes qui vont impacter la dune cible pendant un temps  $dt$ , c'est à dire le nombre de dunes présent dans la surface  $(w + w_\infty)(c_\infty - c)dt$ . Le bilan de matière pour cette dune un peu plus large s'écrit :

$$\dot{V} = qw - Q(\alpha w + \Delta) + N_\infty V_\infty (w + w_\infty) \frac{aQ(w - w_\infty)}{ww_\infty} \quad (5.30)$$

ce qui peut se réécrire en introduisant une densité critique de dune  $N_c$ :

$$N_c = \frac{-\Delta}{2abw_\infty^0} = \text{signe}(\Delta) \left| \frac{\Delta}{2abw_\infty^2} \right| \quad (5.31)$$

on obtient alors :

$$\tau_v \dot{\eta} = \left( 6 - \frac{(2+\eta) N_\infty}{2(1+\eta) N_c} \right) \frac{\eta}{(1+\eta)^2} \quad (5.32)$$

$N_c$  n'est une densité "physique" que pour le cas où les dunes sont individuellement stables ( $\Delta < 2$ ). Ceci n'est pas particulièrement gênant, puisque pour le cas où les barchanes sont individuellement instables, le champ de dune est de

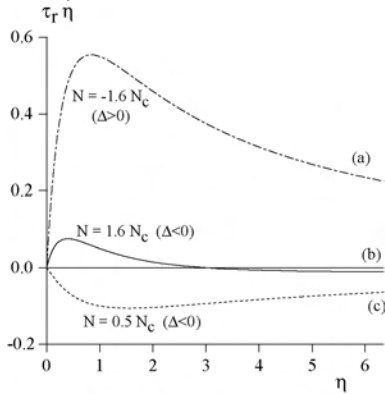


FIG. 5.12 – Taux de croissance de l'instabilité en fonction de l'amplitude de la déformation initiale. Le cas des dunes individuellement instable est sans appel ( $\Delta > 0$ ). Pour les dunes individuellement stables, il apparaît une zone d'instabilité si la densité de dunes est trop importante.

maie" avant qu'une autre collision ne se produise. Ainsi, pour de trop grande densité, les champs de barchanes devraient être instable et se transformer en une gigantesque dune. Or, dans la région de La'ayoune représentée sur la Fig. 5.2, la densité des dunes varie entre  $8.1/w_\infty^2$  et  $1/w_\infty^2$ , à comparer à  $N_c \sim 0.186 / w_\infty^2$  pour des dunes de 25 m. Cette densité critique correspond à 467 barchanes de 20 m de large (ou 4 dunes de 100 m) par kilomètre carré ce qui est peu dense. Si les collisions de barchanes étaient des collisions absorbantes la plupart des corridors de barchanes seraient instables, que les barchanes soient ou non individuellement stables .

#### 5.4.2 Collisions complexes ?

En réalité les collisions de barchanes ne sont pas nécessairement absorbantes [124,125]. D'après [124] les collisions peuvent être soit absorbantes soit de type "soliton", la barchane incidente traversant la barchane cible. Nous verrons, plus tard dans cette thèse qu'il n'en ait rien et qu'une collision de dunes repose sur des mécanismes non triviaux du point de vue des échanges de matières. Pour l'instant il est raisonnable de penser que le résultat d'une collision binaire c'est encore deux dunes, mais dont les volumes ont varié. Appelons  $d_i$  et  $d_c$  les dunes impactante et cible. Il existe deux types de situations très différentes. Dans un premier temps, la dune cible peut grossir à cause de la collision (cas (A) de la Fig. 5.13). Le bilan de masse s'écrit alors :

$$m'_i = (6 - \epsilon)m_i \quad (5.33)$$

$$m'_c = m_c + \epsilon m_i \quad (5.34)$$

Dans ce cas, l'analyse précédente est encore valable. En effet, le moteur de l'instabilité est identique, sauf qu'il faut plus de collisions pour faire grossir et donc déstabiliser la dune

toute manière instable vis à vis des collisions. Par contre, même dans le cas des dunes stables, le champ de dunes peut devenir instable. En effet, au voisinage de  $\eta = 0$ , le taux de croissance  $\sigma = \dot{\eta}/\eta$  s'écrit :

$$|\tau_v|\sigma = \left(1 + \frac{N_\infty}{N_c \text{signe}(\Delta)}\right) \text{signe}(\Delta)$$

Une dune légèrement plus large que la moyenne a le temps entre deux collisions de récupérer sa taille "normale" en perdant du sable par les cornes. Il n'y a alors plus de collision et le champ reste stable et stationnaire. En revanche si la densité de dunes est trop importante ( $N > N_c$ ), l'apport de matière par collisions l'emporte sur la perte de matière par les cornes, et la barchane devient instable : elle ne récupère jamais sa taille "nor-

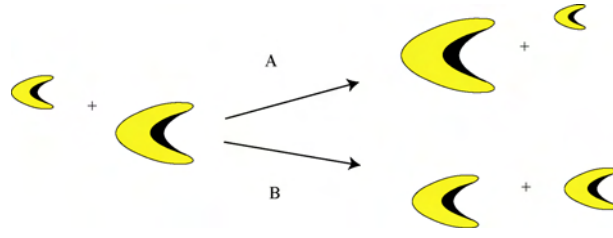


FIG. 5.13 – *Collisions complexes. (A) la collision participe au grossissement de la dune impactée. (B) la collision participe au grossissement de la dune impactante.*

cible si elle est stable individuellement, ce qui revient à changer la valeur de la densité critique  $N_c$ . Notons tout de même que pour la partie avale du champ de dunes, l'effet doit être plus important encore puisque la petite dune  $d_i$  continue de se propager spatialement sur plusieurs rangées de barchanes avant d'être finalement complètement absorbée par une collision molle.

La deuxième possibilité (cas (B) de la Fig. 5.13) correspond à une diminution du volume de la dune cible lors d'une collision. La question de la stabilité doit être revue entièrement puisque ce nouveau mécanisme collisionnel est stabilisant. Le bilan de masse s'écrit de la même manière mais avec cette fois ci,  $\epsilon < 0$  :

$$m'_i = (1 - \epsilon)m_i \quad (5.35)$$

$$m'_c = m_c + \epsilon m_i \quad (5.36)$$

Dans les deux cas, tout le calcul exposé précédemment pour les collisions absorbantes reste valable en changeant l'apport de masse lors de chaque collision avec un facteur  $\epsilon$ . Si  $\epsilon > 0$ , on est dans un cas de gain de matière pour la dune cible et sinon, dans un cas de perte de matière. L'équation de conservation de la masse s'écrit alors :

$$\dot{V} = qw - Q(\alpha w + \Delta) + \epsilon N_\infty V_\infty (w + w_\infty) \frac{aQ(w - w_\infty)}{ww_\infty}, \quad (5.37)$$

et en se basant sur le calcul précédent :

$$\tau_v \dot{\eta} = \left(1 - \frac{(2 + \eta)}{2(1 + \eta)} \frac{\epsilon N_\infty}{N_c}\right) \frac{\eta}{(1 + \eta)^2} \quad (5.38)$$

Au commencement de l'instabilité ( $\eta = 0$ ), le taux de croissance  $\sigma = \dot{\eta}/\eta$ , s'obtient en linéarisant l'équation précédente :

$$|\tau_v| \sigma = \left(1 + \frac{\epsilon N_\infty}{|N_c| \text{signe}(\Delta)}\right) \text{signe}(\Delta) \quad (5.39)$$

On retrouve bien pour  $\epsilon = 1$  la situation des collisions absorbantes. Et pour  $\epsilon > 0$  les conclusions restent identiques sauf que la densité critique nécessaire pour déstabiliser un champ de barchanes individuellement stable devient  $N'_c = \frac{N_c}{\epsilon}$  (comme chaque collision a une influence moindre sur le grossissement de la dune que l'on étudie celle ci reste stable même pour des densités de dunes plus élevées). Mais, maintenant, il est également possible d'étudier le cas, moins trivial, où les collisions ont un effet naturellement stabilisant c'est à dire pour  $\epsilon < 0$ .

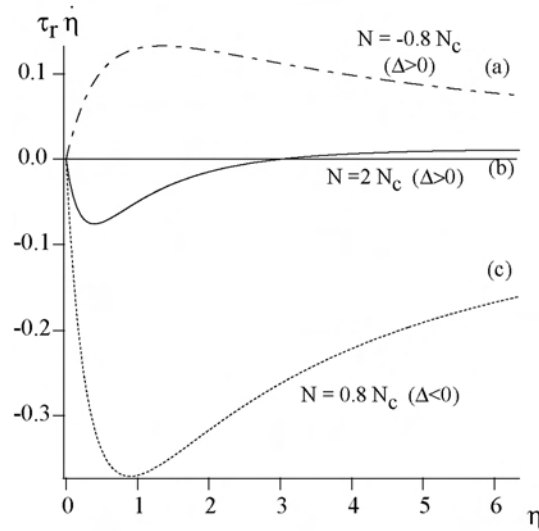


FIG. 5.14 – Taux de croissance de l’instabilité en fonction de l’amplitude de la déformation initiale pour des collisions stabilisantes. (a) dunes individuellement instables, faible densité. (b) dunes individuellement instables, forte densité. (c) dunes individuellement stables.

Dans le cas d’un champ de barchanes stables individuellement, c’est à dire pour  $\Delta < 0$ , le taux de croissance  $\sigma = \frac{\dot{\eta}}{\eta}$  est tout le temps négatif : le flux et les collisions agissent dans le même sens pour ramener la dune étudiée légèrement plus grosse à la taille de ces voisines. Dans le cas où les barchanes sont individuellement instables (comme celle simulées par le  $C_c^c$  modèle), il est possible d’obtenir des couloirs stables puisque les collisions sont stabilisantes. Plus précisément, le taux de croissance pour une petite déformation devient pour le cas instable ( $\Delta > 0$ ) :

$$|\tau_r|\sigma = \left(1 - \left|\frac{\epsilon N_\infty}{N_c}\right|\right) \quad (5.40)$$

Pour une situation peu dense, le taux de croissance est positif et la situation instable, la dune particulière que l’on étudie continuant à grossir indéfiniment. L’effet déstabilisant, c’est à dire le différentiel entre l’apport et la perte de sable l’emporte sur l’effet stabilisant des collisions. Si maintenant on considère une situation très dense,  $N_\infty > N_c/\epsilon$ , alors le nombre de collisions est suffisant pour contrebalancer l’effet déstabilisant du flux : la dune peut recouvrer sa situation de départ, et le champ de dune peut à son tour revenir à une situation stable en moyenne ! En fait dans le mécanisme de stabilisation par collisions

	$\Delta > 0$	$\Delta < 0$
$\epsilon > 0$	barchane instable champ instable	barchane stable champ instable $N_\infty > N_c$
$\epsilon < 0$	barchane instable champ stable ( $N_\infty > N_c$ )	barchane stable champ stable

TAB. 5.2 – Collisions et stabilisation des barchanes dans un champ de dunes

les barchanes incidentes  $d_i$ , qui ont servi à ramener la barchane particulière à sa taille d’équilibre, ont légèrement grossies. Elles sont donc susceptibles d’être impactées à leur tour ! L’excès de masse de la barchane particulière se répartit alors progressivement dans

le champ de barchanes.

Le mécanisme des collisions permet également de comprendre qu'une dune qui subirait une réduction d'amplitude  $\eta$  retrouverait également son volume initial après plusieurs collisions. Pour une dune avec une diminution de taille,  $w = (1 - \eta)w_\infty$ , on peut écrire :

$$\dot{V} = qw - Q(\Delta + \alpha w) + V_{collisions}, \quad (5.41)$$

et le bilan de masse de la collision du point de vue de la dune impactante s'écrit :

$$m'_i = m_i + \zeta m_c \quad (5.42)$$

$$m'_c = (1 - \zeta)m_c \quad (5.43)$$

où le paramètre  $\zeta$  est l'équivalent du paramètre  $\epsilon$ , mais cette fois ci en faisant référence à la masse perdue/gagnée par la dune cible, puisque c'est la dune impactante qui nous intéresse. On a d'ailleurs très simplement  $\zeta m_c = -\epsilon m_i$ . Dans ce cas, le terme de volume dû aux collisions s'écrit :

$$V_{collisions} = \zeta N_\infty V_\infty (w + w_\infty) \frac{aQ(w_\infty - w)}{ww_\infty}. \quad (5.44)$$

on remarquera au passage, que l'expression du terme de collisions fait intervenir maintenant  $(w_\infty - w)$  à la place de  $(w - w_\infty)$  trouvé précédemment. Cette différence de signe vient directement du fait qu'on s'intéresse ici à la dune la plus rapide.

$$\dot{V} = qw - Q(\Delta + \alpha w) - \zeta N_\infty V_\infty (w + w_\infty) \frac{aQ(w - w_\infty)}{ww_\infty} \quad (5.45)$$

Par analogie avec les calculs précédents (en changeant  $\epsilon$  en  $-\zeta$ ), on obtient :

$$|\tau_v|\sigma = \left(1 - \frac{\zeta N_\infty}{|N_c| \text{signe}(\Delta)}\right) \text{signe}(\Delta) \quad (5.46)$$

Dans le cas qui nous intéresse ( $\Delta > 0$ ) cette expression devient :

$$|\tau_r|\sigma = \left(1 - \frac{\zeta N_\infty}{|N_c|}\right) \quad (5.47)$$

Si on suppose des collisions déstabilisantes, la petite dune est censée perdre de la masse à chaque collision, ce qui correspond à  $\zeta < 0$  (on peut vérifier qu'on a bien alors  $\epsilon > 0$ ), et cette petite dune n'en finit pas de décroître jusqu'à disparaître. Maintenant, pour des collisions stabilisantes, on a  $\zeta > 0$  et dans ce cas, si la densité de dunes est suffisamment importante, cette dune va retrouver sa taille originale, en se nourrissant à chaque collision : cette situation est également stable !

## 5.5 Conclusion

Finalement dans cette partie nous avons mis en évidence le caractère instable des barchanes. Ce caractère instable est parfaitement cohérent avec les analyses de terrain et avec les expériences, qui toutes deux indiquent que les barchanes ont un flux de sortie qui évolue moins vite avec leurs tailles que le flux d'entrée. Cette instabilité de flux "dramatique" se retrouve alors dans les modélisations de corridors de barchanes, et empêche de reproduire convenablement ces mêmes corridors de barchanes avec le modèle  $C_c^c$ . Néanmoins, en considérant très simplement un mécanisme de collision avec échange de matière, nous avons montré qu'il est possible d'aboutir à un champ de dunes stabilisé par les collisions même dans le cas où les dunes sont instables individuellement. Il est évidemment hors de question de prétendre fermer le problème par cette étude, mais celle-ci montre que la compréhension des corridors de barchanes doit passer par celle des interactions et des fluctuations des formes des barchanes comme c'est le cas pour les collisions complexes que nous avons introduites ici. En particulier, il faut se demander ce qu'il manque au modèle  $C_c^c$  pour reproduire correctement les corridors de barchanes. Une question qui se pose est alors de comprendre et de déterminer précisément quelle est la nature des collisions de dunes : absorbante ou complexe ?

Il suffit d'aller voir comment les collisions se déroulent grâce aux méthodes que nous avons mis au point : l'expérience Aquarium et la simulation  $C_c^c$ . Dans le même état d'esprit il est parfaitement possible que les changements de direction du vent jouent également un rôle dans l'apparente stabilité des corridors de barchanes. En effet, les changements de direction du vent altèrent le bilan de masse pour une dune individuelle, et donc tout comme pour les collisions, l'influence peut se faire ressentir sur la stabilité d'une barchane isolée et également sur l'ensemble de la macro structure qu'est le corridor. Nous commencerons par les collisions, en se demandant ce qu'il advient lorsque deux barchanes de tailles différentes se rattrapent ? Ensuite, nous finirons cette thèse, avec l'étude de l'évolution d'une barchane lorsque le vent est libre de changer et sa direction et son intensité. C'est à dire que nous ne considérerons plus les barchanes comme des formes équilibrées, mais au contraire, nous essaierons d'analyser l'évolution d'une barchane équilibrée lorsque son environnement change.



## 6 Collisions dune-dune



Barchane Arlequin obtenue après une collision entre une barchane rouge et une barchane verte

---

Expérience "aquarium"



---

**Sommaire**


---

<b>6.1 Observations et modes d'investigation . . . . .</b>	<b>161</b>
6.1.1 Généralités sur les interactions barchanes-barchanes . . . . .	161
6.1.2 Collisions dans les déserts. . . . .	163
6.1.3 Etude numérique d'une collision barchane barchane . . . . .	163
<b>6.2 Les collisions dune-dune . . . . .</b>	<b>165</b>
6.2.1 L'équivalent expérimental? . . . . .	165
6.2.2 Mécanisme d'une collision . . . . .	165
6.2.3 Influence du paramètre d'impact $\delta_i$ . . . . .	168
6.2.4 Conclusions sur l'importance des collisions . . . . .	171

---

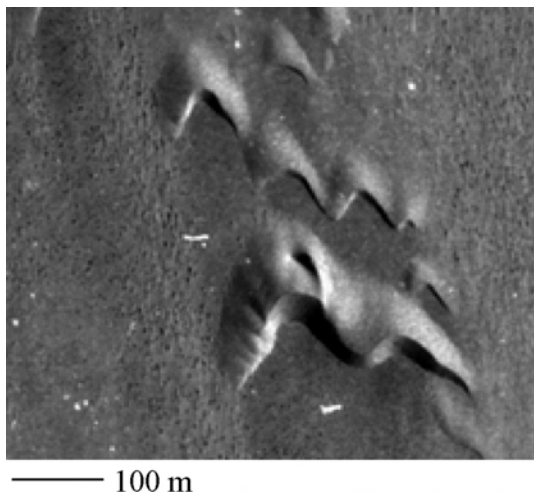


FIG. 6.1 — *Les barchanes de taille différente se déplaçant à des vitesses différentes, des collisions multiples se produisent régulièrement. Ces processus sont encore totalement incompris même si leurs rôles dans la compréhension des assemblées de barchanes sont fondamentaux.*

Dans la conclusion de la partie précédente, nous avons souligné l'importance de mécanismes complexes comme les collisions ou les retournements de vents dans la compréhension de l'évolution à long terme des champs de dunes. Dans cette partie, nous proposons de réfléchir aux collisions de dunes. Il n'y a à ce jour aucune étude de terrain, permettant de prévoir ce qui se passe lorsqu'une petite dune, rapide, rattrape une dune plus imposante. Or nous venons de voir que selon que l'on fait l'hypothèse d'une collision molle (la dune est absorbée) ou bien d'une collision plus complexe, où la dune incidente traverse la dune cible en échangeant de la masse, les conséquences pour l'ensemble du corridor sont très différentes. L'idée est donc de déterminer si les collisions dunes/dunes sont des collisions "molles" ou des collisions "complexes". L'étude de ce problème se fera directement grâce à l'expérience "aquarium". Nous verrons alors

que les collisions barchane/barchane se déroulent selon un processus complexe d'absorption et d'émission simultanées de barchanes, gouverné par des effets hydrodynamiques de la bulle de recirculation qui se développe dans le sillage de la dune incidente.

## 6.1 Observations et modes d'investigation

### 6.1.1 Généralités sur les interactions barchanes-barchanes

Considérons deux barchanes de taille différente, la plus petite se trouvant en amont de la plus volumineuse. Ces barchanes interagissent de plusieurs manières selon leur éloignement. Pour des dunes relativement éloignées, le flux de sable a le temps de se réhomogénéiser entre le bout d'une corne et le pied de la dune en aval, il n'y a donc pas réellement d'interaction. Pour des dunes plus proches, le flux de sable ressenti par la dune en aval n'est plus homogène. Ces effets de flux, jamais réellement testés, seraient ainsi directement responsables de la structure en échelon des barchanes, le sable émis au bout d'une corne nourrissant une dune voisine par son centre. A ce propos, il est remarquable que dans l'expérience "aquarium" le sable s'échappant par les cornes reste confiné dans une bande assez mince, comme l'attestent les images de la fin du chapitre 5. En construisant plusieurs barchanes, nous nous sommes aperçus qu'un flux de sable concentré a pour effet de déplacer la dune latéralement de manière à faire correspondre l'axe de symétrie de la barchane et l'axe du flux de sable. C'est ce que l'on peut observer sur les images de la Fig. 6.3.

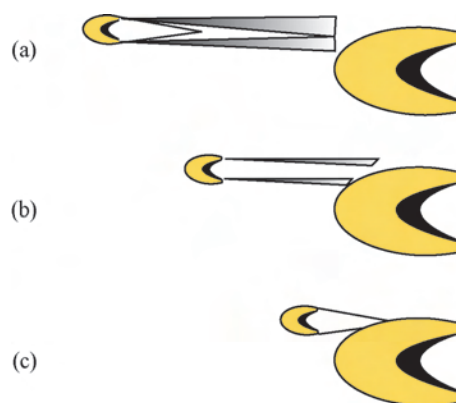


FIG. 6.2 – Evolution de la nature de l'interaction entre deux barchanes avec la distance. (a) le flux de sable émis par la dune en amont apparaît homogène pour la dune en aval. (b) la dune en amont et la dune en aval sont maintenant trop proches pour que le flux de sable ressenti par la dune en aval soit homogène. (c) Les deux dunes sont maintenant tellement proches, que la dune aval ressent les effets de la bulle de recirculation de la dune amont.

Enfin, si deux barchanes sont très proches dans la direction du vent, elles interagissent de manière bien plus complexe que par le flux de sable. Dans le sillage de la dune amont, l'écoulement est perturbé et très différent de l'écoulement standard permettant à la dune aval de se déplacer sans changer de forme. Il en résulte un changement de forme de la dune en aval, c'est la collision. A ce stade, il est par contre difficile d'en dire plus sur la suite des événements et sur le devenir des dunes cible et incidente. Commençons donc par préciser les différents modes d'interaction envisageables dans le cas simple où on considère uniquement deux barchanes se déplaçant sous un vent constant. A priori nous avons, comme d'habitude, trois possibilités pour tenter de comprendre ce type d'interactions. La première consiste à analyser les observations de terrain, la deuxième à simuler une collision numériquement et enfin la dernière est d'utiliser notre expérience pour approcher les collisions et leurs mécanismes.

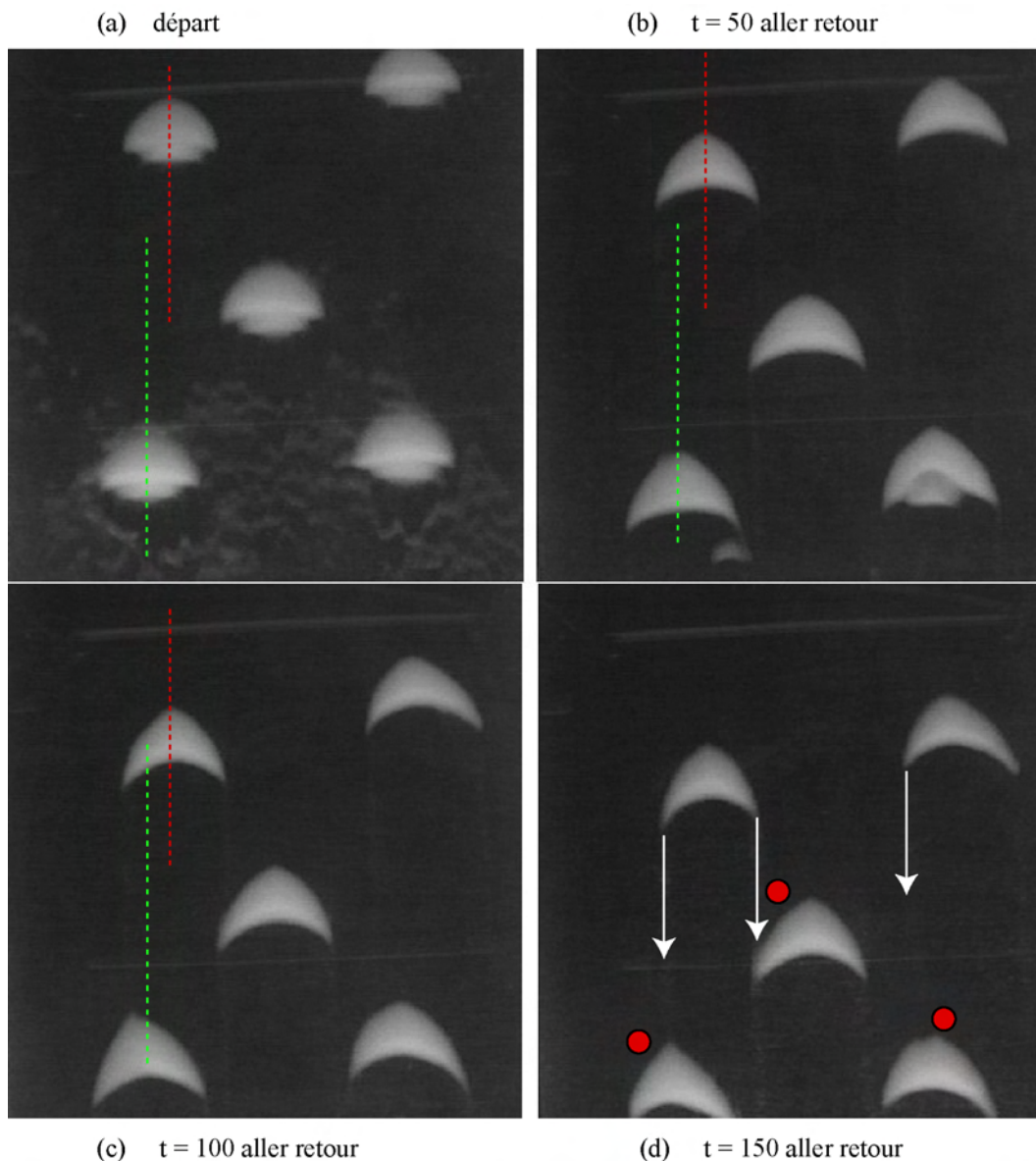


FIG. 6.3 – Influence du flux d'entrée sur la forme des barchanes. Partant de cinq cônes placés sur la plaque, cinq barchanes apparaissent doucement. Les axes de symétries des cônes par rapport à la direction du vent sont indiqués pour deux des cinq dunes (pointillés rouge et pointillés vert). Après environ 150 aller-retours, le flux de sable issu de la corne de la barchane en haut à gauche, finit par influencer suffisamment la barchane directement en aval : ainsi son pied est légèrement décalé vers la gauche. Les trois points rouges indiquent les défauts dans la structure des barchanes en aval dus aux flux de sortie des barchanes amont. La structure en échelon est donc naturellement sélectionnée si on laisse le temps aux barchanes de même taille d'interagir par le flux de sable.

### 6.1.2 Collisions dans les déserts.

Les collisions sont souvent observables à partir des photographies aériennes de champ de dunes. Sur l'image de la Fig. 6.4 une large barchane double, dont la forme peut d'ailleurs être issue d'une collision entre deux barchanes, est en train de se faire impacter. En effet, près du cercle rouge, on distingue une zone plus sombre, qui n'est autre qu'une petite face d'avalanche. Une interprétation consiste à dire qu'il s'agit en fait de la face d'avalanche d'une petite barchane ayant impacté la barchane double et s'étant plus ou moins mêlée avec cette dernière. De même, près du cercle orange, une barchane semble être en mesure de rattraper le bras gauche (cercle vert) de la barchane double et de provoquer une collision. Enfin, les nombreuses petites barchanes en amont sont également de futures candidates pour venir perturber la barchane la plus lente. C'est là qu'apparaît la principale difficulté de l'approche de terrain : il manque l'évolution temporelle de ce système pour comprendre ce qu'il se passe réellement lors de cette collision multiple. Cette difficulté est à rajouter au problème déjà évoqué des fluctuations des conditions météorologiques, qui peuvent fausser l'interprétation à partir d'une photo aérienne. En effet, toute la dynamique de cette collision multiple est perdue pour l'observateur et il est difficile de conclure quant au devenir des barchanes de cette photographie. Si tel est notre objectif, il faut alors utiliser d'autres méthodes pour essayer de prédire l'évolution de ces dunes.

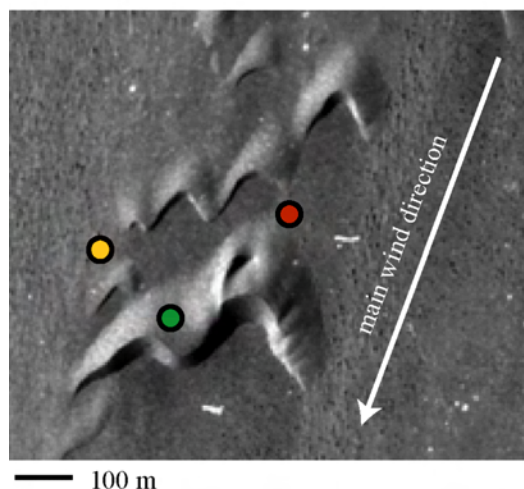


FIG. 6.4 — Du fait de la dispersion de la vitesse des barchanes, dans un champ de dunes, les petites rattrapent les plus grosses, et les perturbent. Sur cet échantillon d'une image aérienne de la région de Tafaya, on observe ainsi une collision multiple entre au moins trois structures. Une double barchane, et deux petites barchanes. ©IGN Marocain.

### 6.1.3 Etude numérique d'une collision barchane barchane

Une autre approche possible, est d'utiliser le modèle de barchane  $C_\xi^c$  pour réaliser numériquement des collisions de dunes. Cette approche a été récemment utilisée par H. Herrmann [124] pour tenter de s'attaquer à une autre idée récurrente concernant les barchanes, à savoir qu'elles se comportent comme des solitons [126]. Considérer les barchanes comme des solitons est *a priori* tentant pour justifier le fait que les barchanes se déplacent sans se déformer, et pour tenter d'expliquer l'existence de faces d'avalanches sur le dos de larges barchanes. On peut en effet imaginer que des petites barchanes escaladent les plus grosses, donnant alors un aspect ondulé au dos des méga barchanes. Par ailleurs, l'équation simplifiée du modèle  $C_\xi^c$ , peut s'écrire (si on néglige le terme en  $B\partial_x h$ )

$$\partial_t h = \partial_x \left( \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial_x h}{x - \xi} d\xi \right) \quad (6.1)$$

et il se trouve que cette équation admet pour solution le soliton  $h(x) = 1/(1 + x^2)$  [105]. L'effet dispersif étant la dépendance de la vitesse avec la hauteur, qui est compensée par l'effet non linéaire reliant la forme à l'écoulement. Toujours est il, que lorsque l'on doit prendre en compte l'existence d'une bulle de recirculation ces idées ne tiennent plus. Ainsi,

le comportement "solitonesque" des barchanes est loin d'être une évidence. De plus, comme les barchanes sont par nature instables il est encore plus difficile de se raccrocher à ces solitons. Il n'y a donc pas de prévision théorique simple pour essayer d'approcher ce qu'il se passe lors d'une collision.

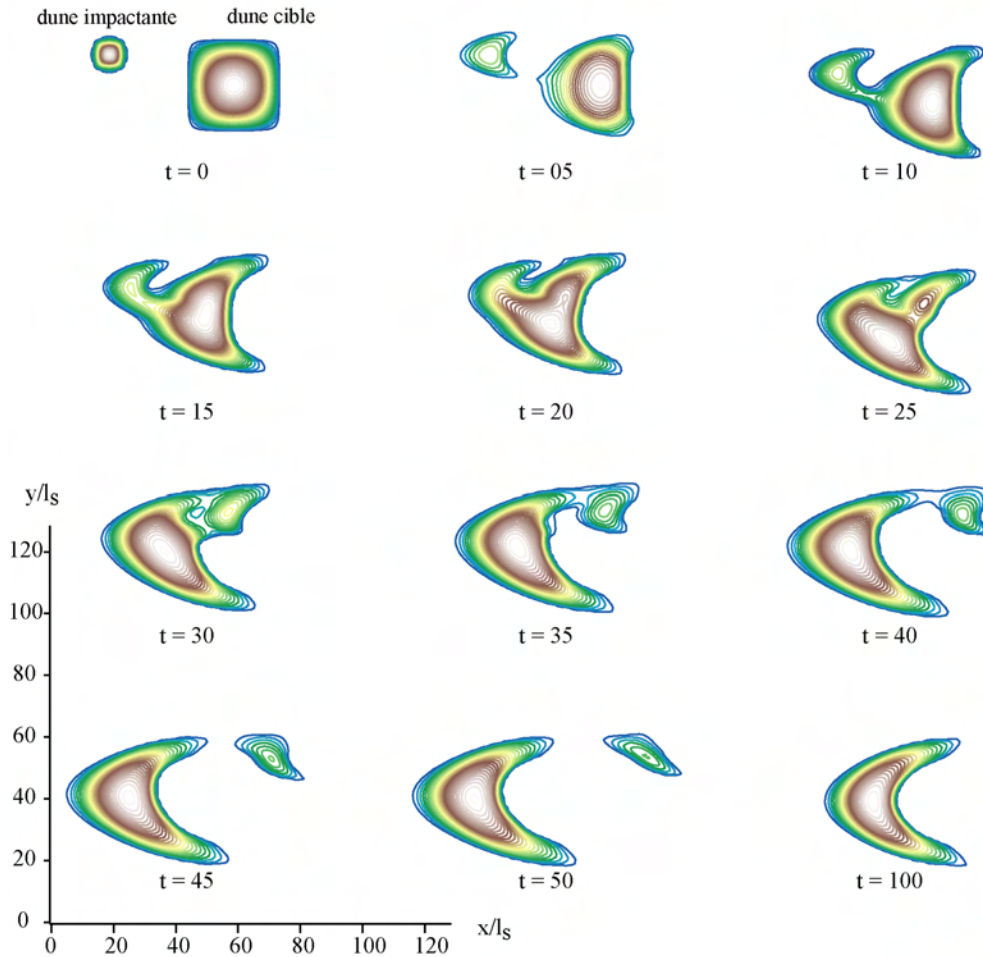


FIG. 6.5 – Collision à deux dunes avec le  $C_\xi$  modèle. La situation de départ consiste en deux "cosbump" de largeur respective  $w_i = 10 l_s$  et  $w_c = 30 l_s$ , avec  $A = 9.0$ ,  $B = 5.0$  et  $D = 0.5$ . Le temps de l'évolution est adimensionné par  $l_s^2/Q$ . Pour revenir à des valeurs physiques, il suffit d'utiliser les valeurs déterminés lors des chapitres précédents :  $Q \simeq 66 \text{ m}^2/\text{an}$  et  $l_s \simeq 3.5 \text{ m}$ , ce qui donne une image tous les 10.8 mois et des barchanes de 35 m et 105 m.

Néanmoins, le modèle  $C_\xi$  peut être utilisé avec profit pour simuler le résultat d'une collision. Sur l'exemple de la Fig. 6.5 on observe un mécanisme de collision originale : la dune incidente est absorbée par la dune impactée et celle-ci ré-émet par ailleurs une petite barchane qui s'éloigne. Cependant, le modèle  $C_\xi$  ne prend pas en compte l'écoulement dans la bulle de recirculation, et il n'est pas évident que ce type de simulation reproduise correctement la nature des collisions entre deux barchanes. En particulier, il semble que le  $C_\xi$  modèle ne produise pas le cas favorable pour les collisions, sinon nous aurions du *a priori* obtenir un champ de barchanes stable lors de l'étude faite dans le chapitre précédent (voir Fig. 5.4). De plus sur l'exemple ci-dessus, la dune fille semble effectivement de plus petite taille que la dune incidente, même si l'étude générale des collisions données

par le modèle  $C_c^c$  reste à faire, pour pouvoir déterminer proprement si les collisions y sont stabilisantes ou non. Dans tous les cas, il serait particulièrement intéressant de regarder l'influence de la modélisation de la bulle de recirculation sur ces collisions. Pour toutes ses raisons, encore sans réponse, il est également important d'analyser les collisions de deux barchanes expérimentalement.

## 6.2 Les collisions dune-dune

### 6.2.1 L'équivalent expérimental?

En effet, l'expérience "aquarium" permet d'observer des collisions barchanes/barchanes. Il suffit de commencer par former une première barchane comme d'habitude. Après le temps  $t_c$ , une autre masse de sable, plus petite, est déposée en amont et donne naissance à une petite barchane, qui d'une part se forme très vite et d'autre part rattrape la barchane précédente. En pratique, la première dune est appelée la dune cible  $D_c$  de masse  $m_c$ , tandis que la deuxième dune sera appelée la dune impactante,  $D_i$  de masse  $m_i$ . Deux

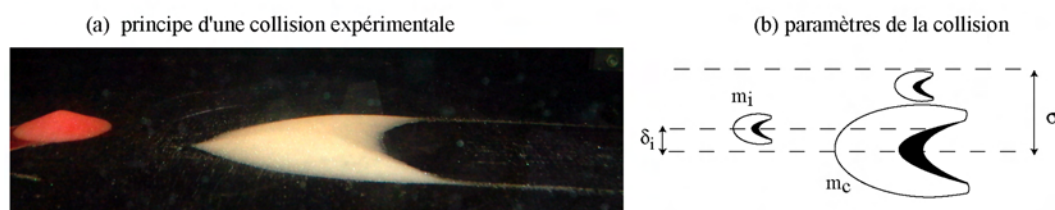


FIG. 6.6 – Collision à deux dunes avec l'expérience. On part d'une situation où une petite dune ( $m_i, c_i$ ) arrive sur une plus grosse, ( $m_c, c_c$ ). A masses fixées,  $\delta_i$  apparaît comme le paramètre physique important pour comprendre les mécanismes intervenant dans une collision.

paramètres apparaissent naturellement pour comprendre ces collisions. Le premier est le rapport des masses  $m_i/m_c$  qui, lorsqu'il tend vers 0 indique que la collision a de moins en moins d'effet. On s'attend d'ailleurs à observer un seuil en dessous duquel la dune incidente se fond mollement dans  $D_c$  [124, 125]. Le second paramètre est le paramètre d'impact,  $\delta_i$ , qui mesure le décentrage de la dune impactante par rapport à la dune cible.

### 6.2.2 Mécanisme d'une collision

La dune cible,  $D_c$  est construite avec une masse  $m_c = 6.5 \pm 0.01$  g placée directement sous la forme d'un cône sur la plaque de l'expérience. Après  $t_c = 40$  mn le cône initial s'est transformé en une belle barchane. On ajoute alors une dune impactante de masse  $m_i = 0.75 \pm 0.01$  g. Celle ci se rapproche petit à petit de la dune cible et une collision se produit rapidement. La Fig. 6.7 présente des images en vue de dessus de cette collision. Le premier constat, c'est que même sans que les dunes ne se touchent, le bras gauche de la dune cible se déforme. Ceci montre qu'il y a une interaction à distance entre les deux dunes : le sillage de la dune impactante perturbe en effet suffisamment l'écoulement pour affecter la dune cible sur une zone correspondant approximativement à la largeur de  $D_i$ . Pendant cette période d'interaction, le flux de sortie est beaucoup plus important pour la corne gauche que pour la corne droite, ce qui se voit très bien en regardant les traînées au niveau des cornes. Le deuxième constat, c'est le passage par un état "excité" où une

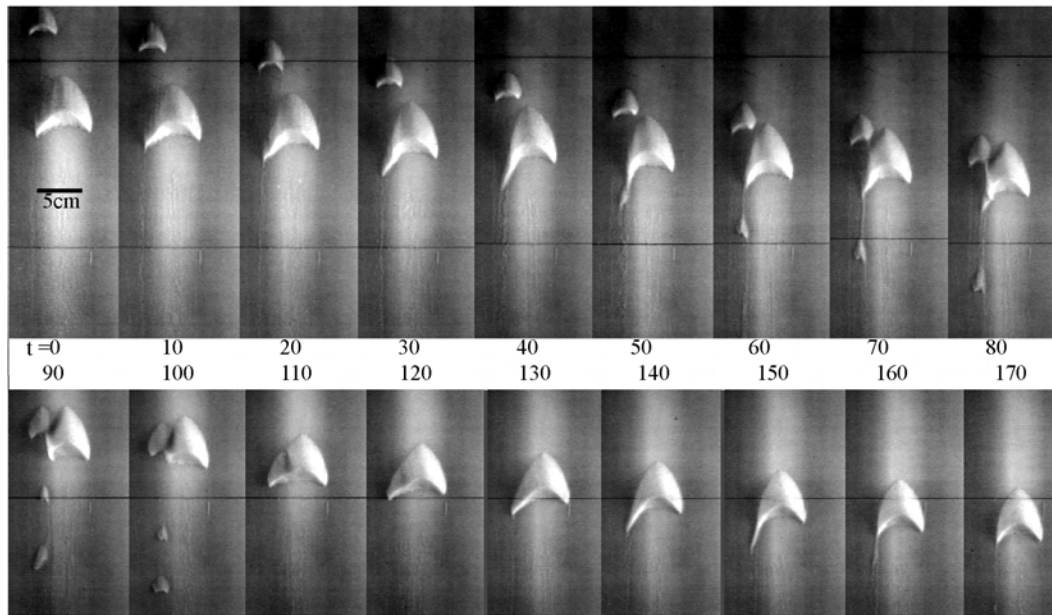


FIG. 6.7 – Collision de deux barchanes dans l'expérience "aquarium". Il y a 10 aller-retours du chariot entre deux images. La barchane incidente perturbe la barchane cible avant même de l'impacter. Les résultats de la collision sont : l'émission de petites barchanes, issues de la déstabilisation d'une corne de la dune cible, et la fusion entre le reste de la dune cible et la dune impactante.

petite dune se sépare de la dune cible alors que la dune cible n'a pas encore complètement fusionné avec la dune impactante. Finalement lors de la finalisation de cette fusion, une deuxième petite barchane est émise et la dune impactante prend la place de l'une des cornes de la dune cible. On cerne donc déjà mieux le mécanisme de la collision. Le sillage de la dune cible, puis sa bulle de recirculation perturbe la dune impactante, qui en vient à augmenter sa perte naturelle de sable en émettant une ou plusieurs dunes pour ensuite fusionner et former une barchane reconstituée. Remarquons que cette analyse est compatible avec la stabilité structurale des barchanes discutée dans le chapitre 3 à partir du modèle  $C_{\xi}^{\xi}$ .

En effet, la forme excitée passe par une forme présentant un "creux" qui est comblé avec le temps, ce qui confirme la présence d'un flux de sable dans le sens de la pente pour l'expérience. Remarquons aussi, que la déstabilisation de la corne qui conduit à un excès de flux et donc à l'apparition d'une barchane, est un mécanisme déjà mis en évidence lors du chapitre sur la nucléation des barchanes. Enfin, la comparaison avec le modèle  $C_{\xi}^{\xi}$  est remarquable, surtout si l'on considère que dans le modèle  $C_{\xi}^{\xi}$  la bulle de recirculation est prise en compte de manière approchée : il n'y a pas d'écoulement dans la bulle de recirculation, mais le seul fait de créer une zone de vitesse nulle dans la simulation suffit à faire émerger le même type de mécanisme que dans l'expérience précédente. Nous pouvons donc conclure dans un premier temps que les collisions de dunes suivent un processus complexe, ce qui, néanmoins, ne prévaut en rien du caractère stabilisant ou non des collisions produites par nos deux méthodes d'investigations.

Pour préciser la nature de l'état "excité", il est intéressant de savoir ce que devient le sable apporté par  $D_i$ . Pour répondre à cette question, nous avons réalisé une collision avec deux dunes construites à partir de billes de couleurs (environ  $300 \mu m$ ) rouges et

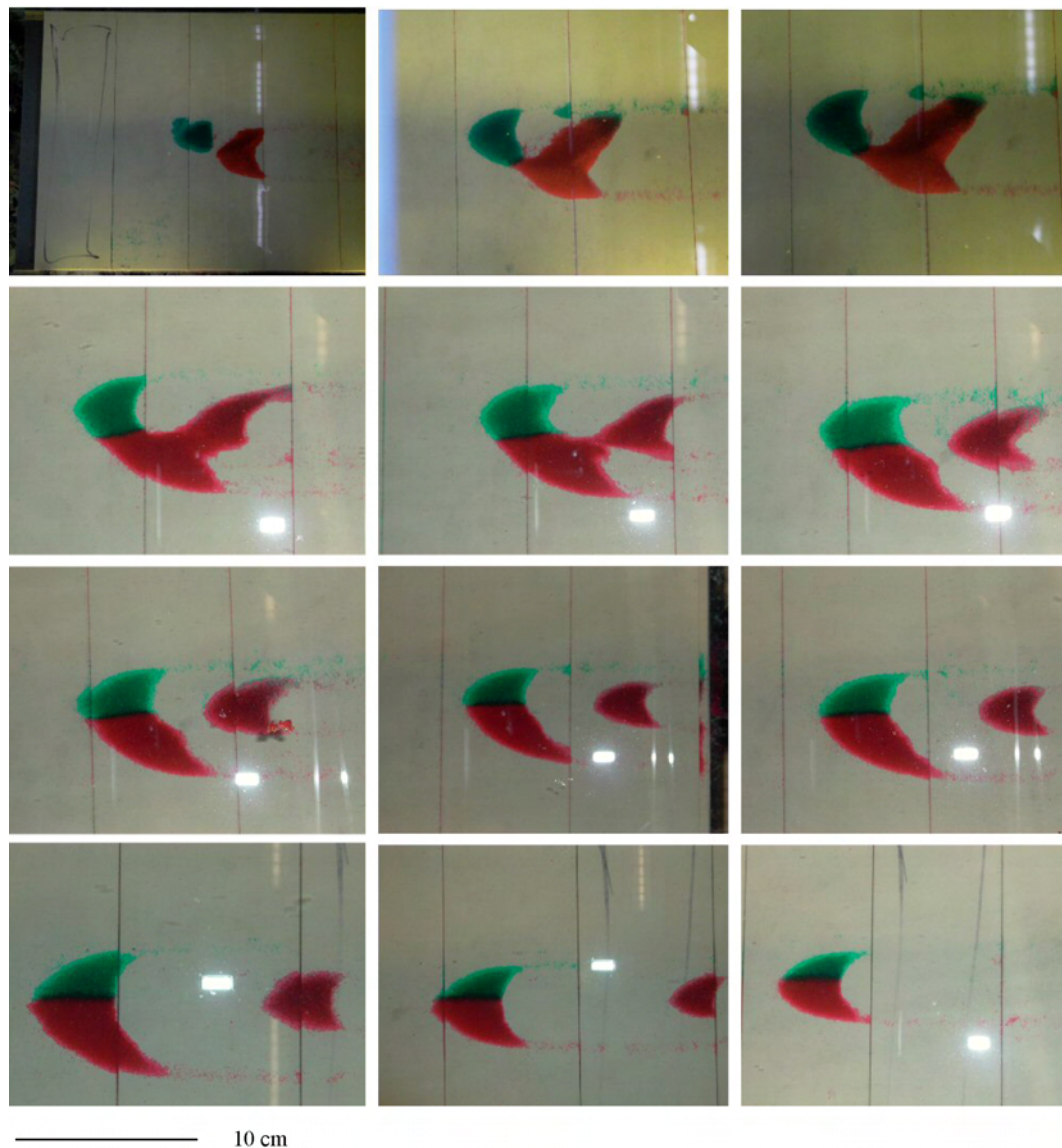


FIG. 6.8 – Collision et répartition des grains. A partir de la collision de deux barchanes de couleur différente, le mélange des barchanes est bien plus facile à comprendre. En particulier, la dune émise provient de la dune cible, tandis que la dune reconstituée est composée de billes vertes et de billes rouges et est donc bien un mélange des dunes cible et impactante. Les images sont prises environ tous les 10 allers retours de la plaque.

vertes. On obtient après collision la dune "arlequin" présentée en couverture de ce chapitre. Plus précisément, la Fig. 6.8 retrace les différents événements de la collision bicolore. On constate que les billes vertes remplacent complètement les billes rouges sur la partie concernée par la collision. La zone de mélange, prenant la couleur noire à la caméra, concerne au plus deux ou trois tailles de grains, ce qui révèle que les grains sont peu déviés par l'écoulement latéral sur la dune. Ce dernier point est encore une justification de la comparaison entre le modèle  $C_c^c$  et l'expérience "aquarium". La dune émise est uniquement composée de grains rouges issus de  $D_c$ . Cela montre l'existence d'un mécanisme de type absorption-émission simultanée, où la dune incidente remplace une partie de la dune cible,



qui s'en va sous forme d'une petite barchane.

### 6.2.3 Influence du paramètre d'impact $\delta_i$

Dans les exemples précédents le même type de mécanisme est toujours présent avec émission d'une ou de plusieurs petites dunes. Que se passe-t-il si on change le paramètre d'impact  $\delta_i$ ? En effet, si ce paramètre d'impact est nul, soit la dune cible est tellement perturbée qu'elle se casse en deux, soit la dune impactante est absorbée par la dune cible [124]. L'influence de ce paramètre d'impact  $\delta_i$  a été déterminé en mesurant notamment la quantité de sable perdue pendant la durée de l'expérience. Il faut bien comprendre, que comme les barchanes rapetissent au cours du temps les comparaisons de morphologies directes sont délicates. Par contre il est possible de recueillir le sable à la sortie du chariot, en étendant un filet de maille adéquate, et de comparer cette perte pendant un temps donné (et identique pour toutes les expériences) avec celui d'une situation sans collision. En comparant ces deux grandeurs et en mesurant le temps de l'expérience, on a accès à une valeur caractéristique de la perturbation du flux de sortie issue de la collision. Ainsi, on mesure directement le flux relatif  $\Delta\Phi$  :

$$\Delta\Phi = \frac{(m_{out}^c - m_{out}^0)}{\Delta t} \quad (6.2)$$

Le graphique Fig. 6.2.3 montre les résultats préliminaires obtenus sur un échantillon d'une quinzaine de collisions, le flux relatif étant renormalisé par rapport au cas  $\delta_i = 0$ . Les dunes cible et impactante étant toujours les mêmes. Le flux relatif est toujours mesuré dans les mêmes conditions externes. En particulier, le temps de formation de la barchane incidente est toujours de 40 mn, sa masse de 6.5 g alors que la dune incidente est placée à 10 cm de  $D_c$  et possède initialement une masse de 0.75 g.

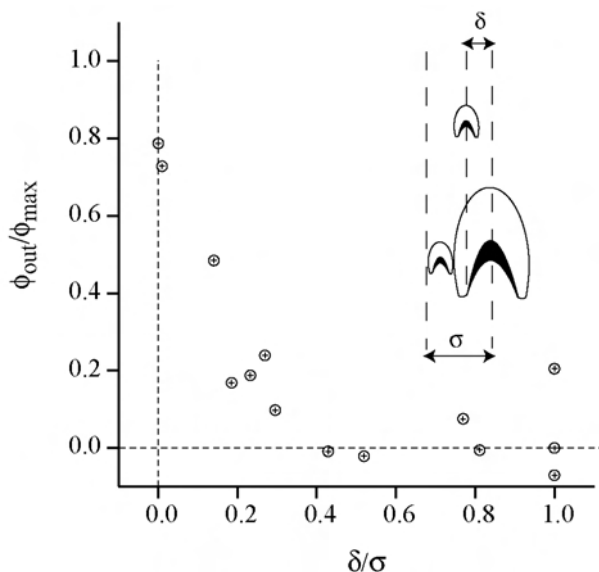


FIG. 6.9 – Flux de sortie relatif en fonction du paramètre d'impact. Pour des paramètres d'impact faible, la perturbation est beaucoup plus forte que pour des paramètres d'impact voisin de l'unité, où les dunes se "frôlent".

Compte tenu de la grande incertitude sur les mesures de flux, il est difficile de tirer des conclusions strictes. Cependant, on observe une nette tendance à l'augmentation du flux de sortie pour des paramètres d'impact tendant vers 0.

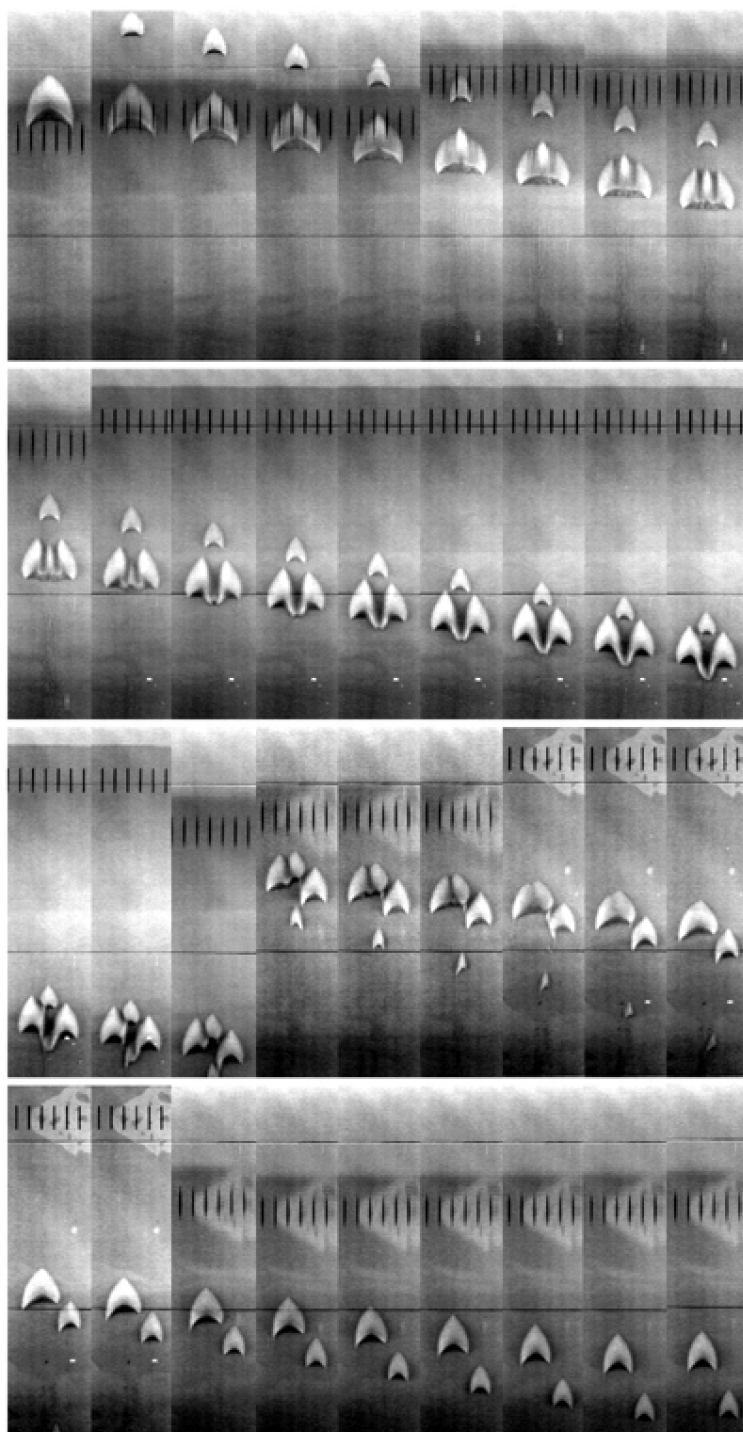


FIG. 6.10 – Collision frontale dans l'expérience "aquarium". La dune impactante coupe littéralement en deux la dune cible, en éjectant une partie du centre de la dune. Il y a 20 aller-retour du chariot entre chaque image, et l'échelle est donnée par la distance entre les deux longs traits horizontaux qui est de 10 cm. La plaque est composée de plusieurs morceaux, qui en les intervertissant permettent de continuer l'expérience longtemps : quand les barchanes arrivent en bout de plateau il suffit de les replacer à l'entrée du plateau. C'est ce que l'on peut observer sur la troisième ligne de l'image.

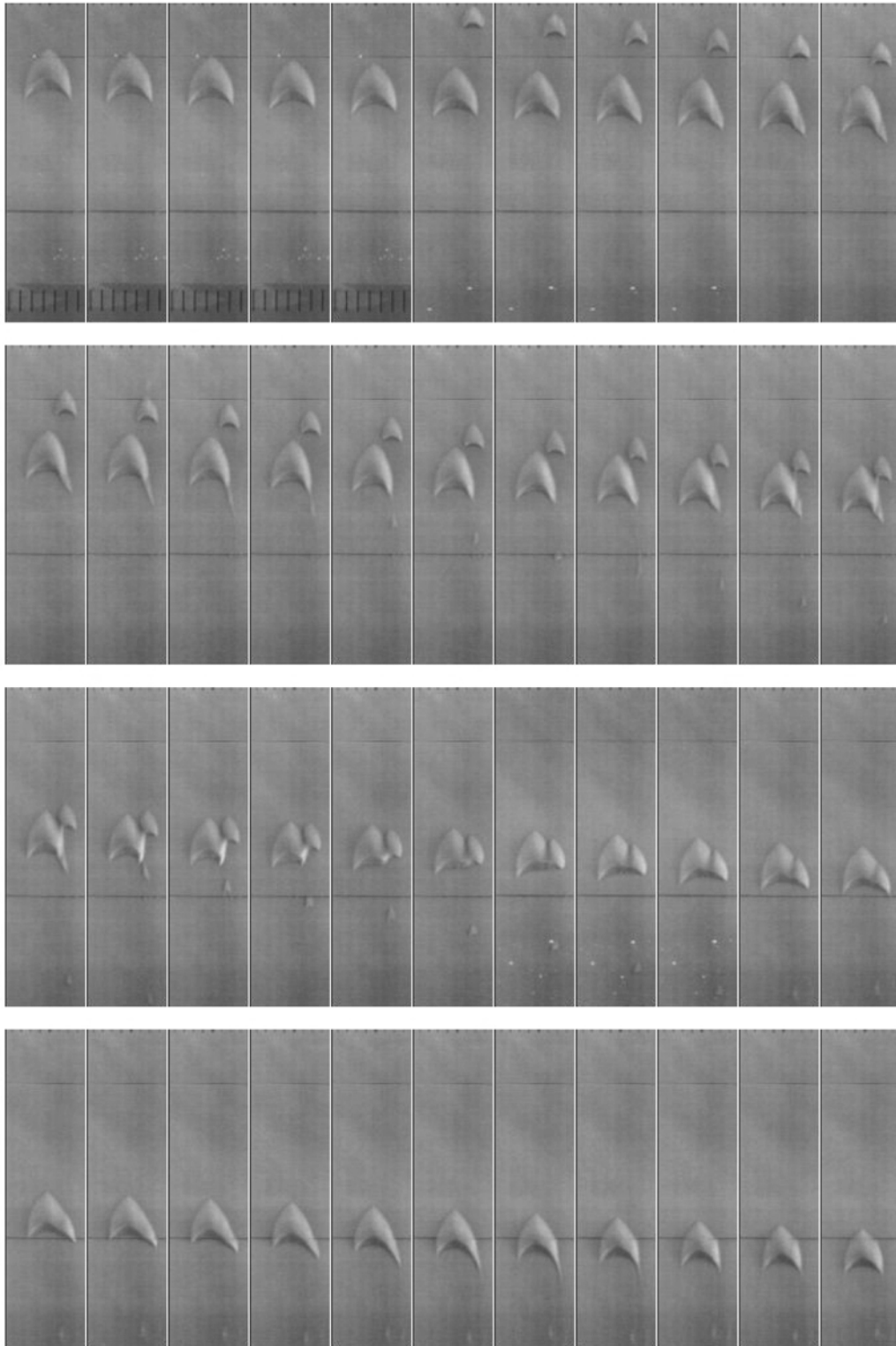


FIG. 6.11 – Collision avec un paramètre d'impact de l'ordre de  $\delta = 0.5$ . La déstabilisation est bien moins violente que dans le cas de la collision frontale. Cependant, on observe toujours le même type de mécanisme d'émission/absorption. Il n'y a qu'une seule barchane émise, mais le bras déstabilisé perd beaucoup de sable avant que la barchane ne reprenne une forme symétrique. Il y a 10 aller-retours entre chaque image.

Cette tendance doit être comprise avec précaution. Pour  $\delta$  voisin de 0,  $D_c$  est en quelque sorte coupée en deux comme le montre la collision frontale représentée sur la Fig. 6.10 et nous devons alors compter dans la masse de sortie, la masse qui sort effectivement du chariot plus la masse de la dune "émise", c'est à dire dans le cas idéal une moitié de la barchane. Nous prenons cette situation comme référence pour et appelons  $\Phi_{max} \simeq \Delta\Phi \sim 0.5 m_c$  le flux moyen de sortie correspondant. On s'attend donc dans ce cas, à avoir  $\Phi \sim \Phi_{max}$  comme ce que nous obtenons approximativement dans nos expériences préliminaires. Au vu de ces résultats (et indépendamment des imprécisions sur la mesure du flux relatif), comme dans le cas de la collision frontale la dune cible est coupée en deux, nous pouvons considérer qu'elle a perdu beaucoup de masse et que la dune impactante a, elle, considérablement grossi. Ainsi, lors d'une collision de dune, la dune cible perd de la masse, et ceci d'autant plus que le paramètre d'impact est petit.

#### 6.2.4 Conclusions sur l'importance des collisions

En conclusion, les mécanismes impliqués dans les collisions de dunes, en tous les cas sous l'eau, vont dans le sens de l'hypothèse des collisions complexes où la dune cible perd de la masse, tandis que la dune impactante en gagne. Cette conclusion semble en fait surtout vérifiée pour les paramètres d'impact centraux. A l'inverse, sur la Fig. 6.11, les résultats expérimentaux ne permettent pas de trancher sur le bilan de matière pour des paramètres d'impact voisin de 1. Il est raisonnable cependant de penser que le bilan reste négatif, compte tenu de l'intensification de la perte par une des cornes et de l'émission le plus souvent de plusieurs petites barchanes. Autrement dit, la dune cible perd de la matière dans tous les cas mais, contrairement à ce que nous avons supposé dans le chapitre précédent, la dune impactante n'est pas nécessairement ré-émise en une seule fois : si plusieurs dunes sont émises, elles sont toutes plus petites que ne l'étaient la dune incidente et nous arrivons à la conclusion importante que les collisions participent à l'augmentation de la dispersion en taille dans le corridor. Cette augmentation de la dispersion des tailles s'oppose à l'instabilité naturelle des barchanes causé par un flux de sable homogène, puisqu'elle favorise les collisions. De plus, comme il est raisonnable de penser qu'en dessous d'une certaine taille la barchane incidente ne peut pas affecter la dune cible, mais juste s'y agglomérer, les collisions ne conduisent pas à la destruction du corridor de barchanes, mais apparaissent éventuellement comme des régulateurs de la taille des barchanes. Nous avons donc montré que les collisions de barchanes, de part l'existence d'un mécanisme complexe d'absorption/émission sont d'une grande importance dans la compréhension de l'évolution à long terme des corridors de dunes et des barchanes qui les composent.

Reste l'interrogation concernant le passage de la dynamique des collisions sous l'eau au cas éolien. En fait, dans le cas de l'expérience, les tourbillons qui se forment à l'abri des faces d'avalanches sont instationnaires et très intenses (voir par exemple la fin du Chapitre 2). Ce n'est pas nécessairement le cas dans l'air. En effet les écoulements de recirculations et surtout leurs forces ne sont sûrement pas comparables. Cependant cette différence doit essentiellement changer le seuil en dessous duquel la dune incidente est absorbée par la dune cible et les expériences précédentes laissent penser que les collisions de dunes doivent également produire dans l'air des variations du flux de sortie et l'émission de petites barchanes. C'est d'ailleurs ce qu'on pressent sur l'image introductive Fig. 6.4 : la double barchane semble être vouée à se casser en deux, le bras gauche (cercle vert) finissant par s'éloigner du bras droit (cercle rouge) : notre étude expérimentale permet d'apporter des prédictions raisonnées sur l'évolution probable de certains amas de barchanes éoliennes.



## 7 Mémoire des vents et forme des barchanes



La forme d'une dune étoile, sculptée par des vents dont la direction varie tout au long de l'année.

---

désert de Lybie

---

## Sommaire

---

<b>7.1 Une autre piste : importance des changements de direction du vent? . . . . .</b>	<b>175</b>
7.1.1 Quelques observations de terrain . . . . .	175
7.1.2 Influence du vent, approche préliminaire. . . . .	177
7.1.3 Etude expérimentale, mécanismes d'adaptation . . . . .	178
7.1.4 Etude numérique . . . . .	181
7.1.5 Evolution du volume d'une barchane soumise à un changement de direction du vent. . . . .	182
<b>7.2 Sensibilité de la forme des barchanes au flux de sable . . . . .</b>	<b>185</b>
7.2.1 Evolution à court terme et modes de déformations. . . . .	185
7.2.2 Evolution à long terme de la morphologie. . . . .	187
7.2.3 Formes et flux de sable. . . . .	188
7.2.4 Retour sur les observations de terrains . . . . .	190

---



FIG. 7.1 – *Les barchanes présentent parfois sur le terrain des défauts morphologiques très prononcés. Ici, on observe la déstabilisation d'une partie du dos d'une barchane : une forme en fer à cheval se développe.*

Les effets de changements de direction du vent impliquent pour la dune barchane d'ajuster sa forme, ce qui perturbe ponctuellement le rapport entre émission et réception de sable. Ainsi, dans le même esprit que le chapitre précédent, ce type de variation doit jouer un rôle dans la dynamique des barchanes réelles et des couloirs. En effet, les conditions de vent ne sont pas *a priori* constantes tout au long de l'année que ce soit dans le désert ou dans un écoulement de rivière. Nous verrons alors dans un premier temps l'effet de changement de direction du vent sur la forme des barchanes, d'un point de vue expérimental et d'un point de vue numérique. Dans un deuxième temps nous analyserons en régime ouvert l'influence de l'intensité du

flux sur la morphodynamique des barchanes. Cette dernière étude s'inscrit dans un cadre nouveau où plutôt que de chercher les formes d'équilibre avec la modélisation  $C_c^c$  (qui sont instables de toute les façons!), nous partons d'une configuration équilibrée et analysons sa "fonction de réponse" lorsque les conditions extérieures sont modifiées.

## 7.1 Une autre piste : importance des changements de direction du vent ?

Les collisions de barchanes sont certainement très importantes pour comprendre l'évolution de couloirs de barchanes dans des situations réelles. Ce n'est cependant pas le seul mécanisme qui peut influencer sur la dynamique des barchanes solitaires et des corridors de dunes. Les changements saisonniers de direction du vent dominant ou les tempêtes ponctuelles doivent également avoir un effet important sur les barchanes.

### 7.1.1 Quelques observations de terrain

Contrairement à l'idée reçue les observations de terrain montrent que les fluctuations du vent sont nombreuses et parfois violentes au cours d'une année. C'est en particulier le cas dans notre région d'étude où ces changements de direction du vent sont significatifs, tant par leur violence potentielle (voir Fig. 7.2) que par leur effets sur les dunes (voir Fig. 7.3). Ces événements, qui restent minoritaires en moyenne sur l'année [34,35] ont-ils le temps d'affecter la dynamique des barchanes solitaires? Effectivement, ces changements de direction du vent peuvent paraître mineurs et sans importance compte tenu du fait que en moyenne le vent souffle toujours dans la même direction. C'est d'ailleurs une des conditions d'apparition et de persistance des barchanes dans une région désertique donnée.

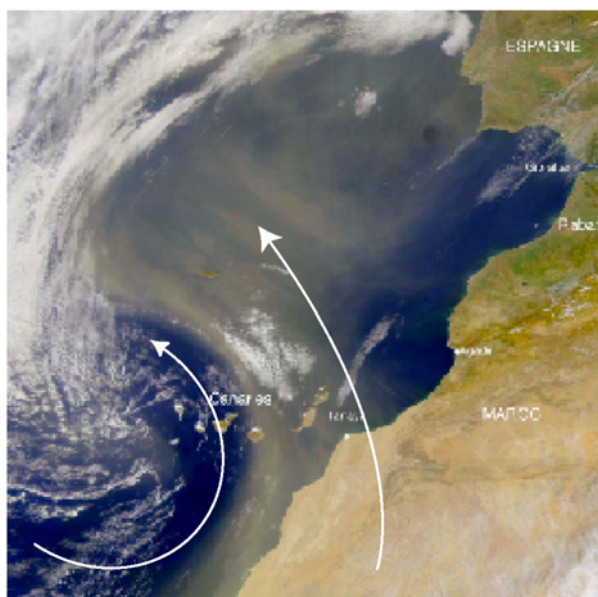


FIG. 7.2 – Photo satellite de la zone Sud Ouest Nord Africaine. On y distingue en particulier notre zone d'étude de terrain entre Tarfaya et La'ayoune. Les Alizés, vent dominants de la région, soufflent en général depuis le Nord Nord-Est vers le Sud. L'existence d'un nuage de sable très dense en suspension dans les airs au dessus de l'océan Atlantique, indique la présence d'une tempête violente, dirigée vers le Nord-Ouest. Il s'agit d'un événement de retournement de la direction du vent.

Cependant, une observation attentive de certaines photographies aériennes montre que ces changements de direction peuvent avoir un effet non négligeable. En particulier sur la photographie Fig. 7.3 les petites barchanes sont déformées par rapport à la situation classique, et leur forme en croissant n'est pas très prononcée. La direction du vent, moyennée sur le temps d'évolution d'une barchane, se déduit en cherchant par exemple où se situe la zone abritée, qui ne contient pas de sable et présente une luminosité différente sur les photographies. Ce sont ces taches un peu plus sombres qui s'étendent du SE vers le NO. Comme les méga barchanes, infiniment plus imposantes, ont un temps de réponse au changement de direction du vent bien plus grand, leurs formes en croissant continuent à indiquer la direction moyenne du vent intégrée sur plusieurs dizaines d'années, c'est à dire dans notre cas, la direction Sud - Sud Ouest.



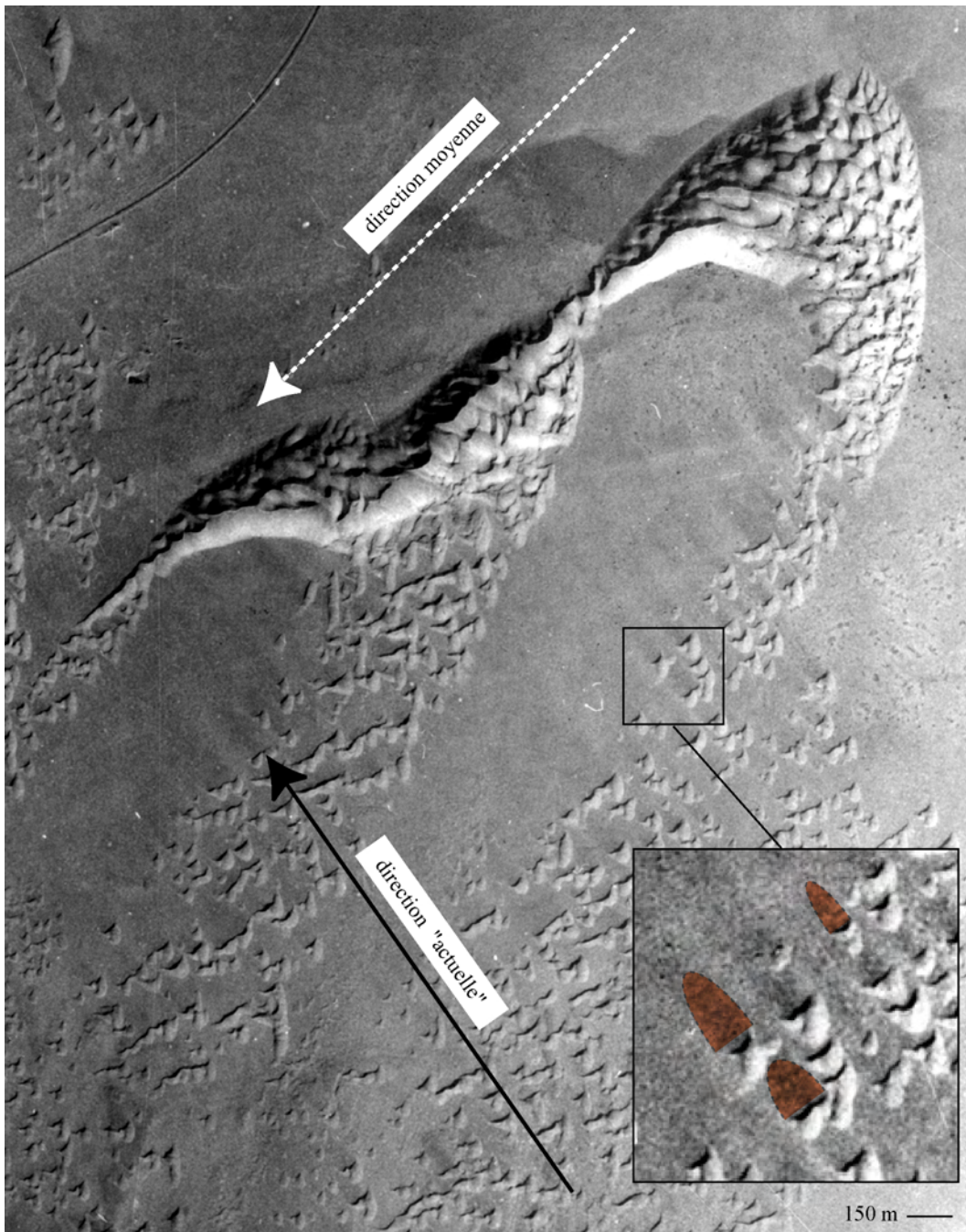


FIG. 7.3 – Observation de l'effet d'un changement de direction du vent sur la forme des barchanes. Région de Fom Agoutir, Sud Ouest Marocain. Les grandes méga barchanes indiquent par leur forme en croissant la direction du vent moyennée sur plusieurs dizaines d'année, qui correspond à la direction des alizés. Les "petites" barchanes, plus réactives indiquent, elles, la direction du vent moyennée sur une période bien plus courte (quelques traces sombres sont mises en évidence en rouge dans l'encart). Ces différences de direction montrent l'existence d'un changement de direction du vent.

Les effets de ce "retournement" sont également visibles sur les méga barchanes : sur place<sup>1</sup> les faces d'avalanches, traditionnellement faites de sable non compacté et donc très mou, cèdent la place à des surfaces dures. C'est le signe que la face d'avalanche a été érodé jusqu'à faire apparaître les couche internes de la dune, qui sous pression depuis longtemps se sont compactées. Sur la photographie aérienne de la Fig. 7.3, les faces d'avalanches des méga barchanes présentent un bourrelet au niveau de ligne d'arrête, signe qu'elles réagissent à la direction actuelle du vent. Cette modification de la ligne d'arrête est un critère agréable pour détecter les retournements de vent comme le rappelait déjà Bagnold [10].

### 7.1.2 Influence du vent, approche préliminaire.

Considérons le bilan de matière d'une dune solitaire soumise à un retournement de vent. Comme le montre la figure Fig. 7.4, une rotation de la direction du vent d'un angle  $\theta$  déséquilibre le système {dune + écoulement} qui est appelé à réagir. Il est d'ailleurs remarquable, que l'on ne sache pas *a priori* si la barchane est "capable" de survivre à ce type d'événement. Le bilan de matière pour cette dune, à supposer que sa forme survit et évolue lentement est modifié : comme la longueur totale,  $l_{tot} = \alpha l_{tot} w$  est légèrement plus grande en général que la largeur, la dune intercepte une plus grande quantité de sable  $\phi_{in}$ , que l'on peut exprimer comme étant :

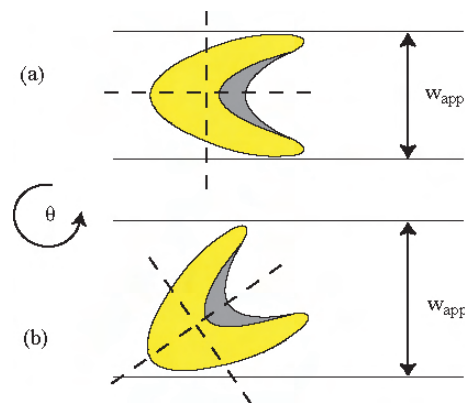


FIG. 7.4 – Evolution de  $\phi_{in}$  lors d'un changement de direction du vent. La largeur apparente de la dune  $w_{app}$  varie, entraînant une variation de  $\phi_{in} = q_{in} w_{app}$ .

$$\phi_{in} \simeq l_{tot} \sin \theta + w \cos \theta \simeq (\alpha l_{tot} \sin \theta + \cos \theta) w \quad (7.1)$$

Ainsi, n'importe quelle rotation entraîne une suralimentation tant que la longueur est égale ou supérieure à la largeur. On pourrait en déduire hâtivement que les changements de direction du vent sont par essence des effets menant à la croissance d'une barchane individuelle. Mais, c'est sans compter sur la variation du flux de sortie. En effet,  $\phi_{out}$  est parfaitement inconnu pour cette situation hors équilibre. La question du devenir de cette barchane, repose alors principalement sur la perte de sable résultant de son adaptation au nouveau vent.

1. C'est au niveau de ces méga barchanes que nous avons développé la plupart des expériences de chant des dunes, nous commençons donc à bien connaître leur évolution d'une mission à l'autre.

### 7.1.3 Etude expérimentale, mécanismes d'adaptation

La première approche pour essayer de comprendre comment une barchane peut réagir à une variation de la direction du vent dominant, c'est d'utiliser l'expérience "aquarium". Le flux de sable étant nul nous n'avons pas à nous soucier des effets de grossissement dont nous venons de parler. L'étude expérimentale, est facile pour peu que l'on sache comment faire tourner le vent! Une possibilité est de se doter d'un système de mouvement de chariot en deux dimensions, avec un  $X - Y$ . Plutôt que de reconstruire ce type d'expérience, nous avons simplement imaginé un chariot rectangulaire, dont la partie centrale, un cercle de 10 cm de rayon peut tourner. Avec un tel dispositif, il est alors possible de créer une barchane, de la laisser avancer jusqu'au centre de ce cercle et, ensuite, de la tourner d'un angle  $\theta$ , ce qui revient à tourner la direction du vent. La barchane ressent alors les effets d'un vent unidirectionnel mais qui n'est plus adapté à sa forme. La barchane initiale (notée  $\subset_0$ ) change progressivement de forme et après un certain temps (typiquement 50 aller-retours avec le mouvement standard) sa forme est de nouveau adaptée au sens du vent. C'est le premier constat de ces expériences : il n'y a pas destruction de la dune barchane, même pour des angles de rotation importants. Dans tous les cas, la barchane s'adapte à son nouvel environnement et retrouve une dynamique standard par rapport à cette nouvelle direction de vent.

Différentes expériences à partir de la même taille de barchane initiale sont présentées sur les Fig. 7.5, Fig. 7.6, Fig. 7.7, Fig. 7.8. On observe que la barchane change sa forme différemment suivant le degré de rotation du vent, et que dans toutes les situations elle s'adapte en perdant de la masse. Ainsi, pour un vent peu dévié,  $\theta = 45^\circ$ , la dune s'adapte simplement par une déformation des cornes, la corne à l'abri du nouveau vent étant balayée sous forme de sable libre ou de très petite barchane. Une nouvelle corne naît à partir de l'ancien pied de la barchane et celle-ci retrouve ensuite son rythme propagatif habituel.

**Grand large;  $\theta = 45^\circ$**

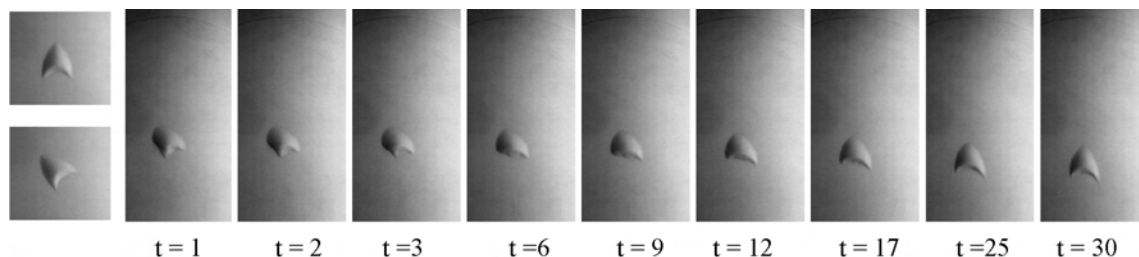


FIG. 7.5 – Influence de la direction du vent,  $\theta = 45^\circ$ . La barchane initiale  $\subset_0$  est formée à partir d'une masse de 6.5 g et elle se propage jusqu'au centre du cercle mobile. La barchane s'adapte mollement au changement de configuration en reconstruisant une de ses cornes à partir de son pied et en perdant sa corne à l'abri du nouveau vent. L'adaptation prend une trentaine d'aller-retours.

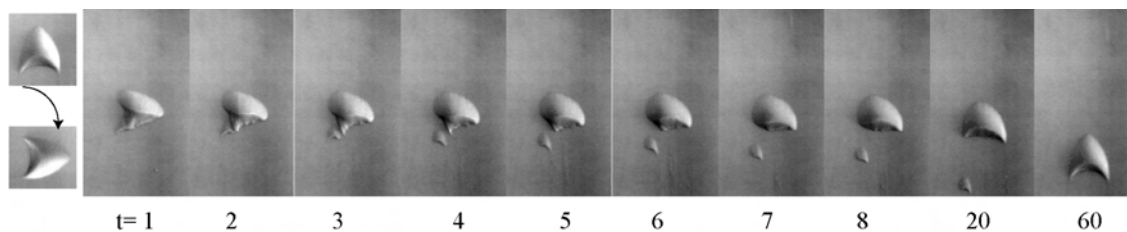
**Vent de travers;  $\theta = 90^\circ$** 

FIG. 7.6 – Influence de la direction du vent,  $\theta = 90^\circ$ . La barchane initiale  $\subset_0$  est formée à partir d'une masse de 6.5 g et elle se propage jusqu'au centre du cercle mobile. La forme de la barchane s'adapte rapidement à cette nouvelle configuration de vent: après 60 aller-retours, la forme en croissant dans la direction du vent est retrouvée. Notons, que cette réadaptation passe par une perte de matière, puisqu'une partie de la corne, se détache et s'éloigne sous forme de barchane..

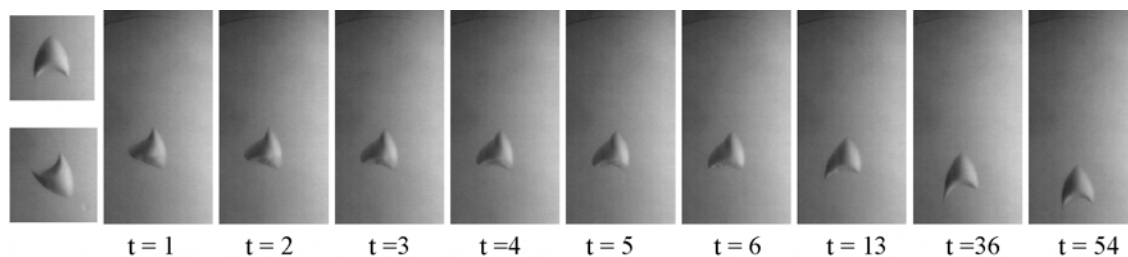
**Au près;  $\theta = 120^\circ$** 

FIG. 7.7 – Influence de la direction du vent,  $\theta = 120^\circ$ . La barchane initiale  $\subset_0$  est formée à partir d'une masse de 6.5 g et elle se propage jusqu'au centre du cercle mobile. La déformation est encore basée sur le même principe d'échange des rôles entre les cornes et le pied. La réadaptation prend environ cinquante d'aller-retours.

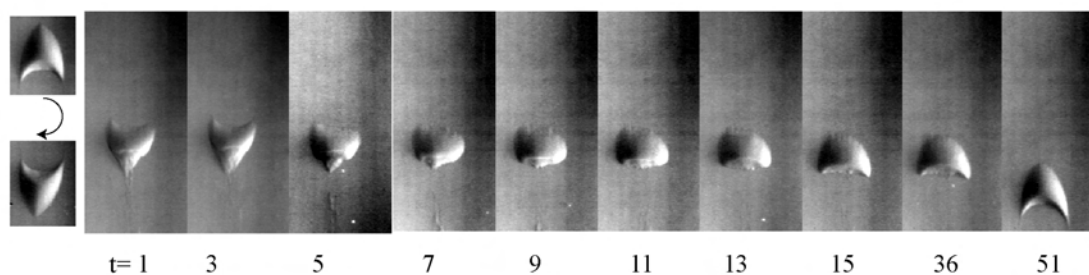
**vent de face;  $\theta = 180^\circ$** 

FIG. 7.8 – Influence de la direction du vent,  $\theta = 180^\circ$ . La barchane initiale  $\subset_0$  est formée à partir d'une masse initiale de 6.5 g. Encore une fois, cette forme s'adapte rapidement à la nouvelle configuration du vent, et après environ 50 aller-retours, la barchane pointe de nouveau dans la direction du vent dominant. Cette adaptation s'effectue par reconstruction totale de la face d'avalanche et retournement des cornes.

Pour une variation plus importante,  $\theta = 90^\circ$ , la corne abritée est cette fois plus violemment attaquée par le tourbillon de recirculation et se brise en deux, donnant naissance à une petite barchane de taille non négligeable qui s'échappe. Une nouvelle corne apparaît à partir du bord de la barchane. En continuant à augmenter l'angle, on arrive à la situation  $\theta = 120^\circ$ , où le vent attaque maintenant la dune dans l'axe d'une de ses cornes. Cette fois-ci, le dos se transforme en corne, alors qu'une des deux cornes devient le futur pied de la barchane tandis que l'autre est simplement retournée, ce qui provoque une perte importante de sable. Finalement, le cas  $\theta = 180^\circ$ , situation extrême, montre que la dune se retourne littéralement. Cette fois-ci, la perte de sable est principalement centrale, suite à la modification de la bulle de recirculation. Ces quelques expériences sont donc particulièrement illustratives de la façon dont une barchane peut réagir au changement de vent. En particulier, dans tous les cas, il y a émission d'une petite dune (au moins), et/ou sur-émission de sable, ce qui montre que lors d'un retournement de vent le bilan de matière de la dune est altéré par rapport à la situation standard dans le sens de la perte de masse.

Cette dernière remarque est importante. En effet, dans le cas des collisions (voir chapitre 6), nous nous étions posé la question de savoir si les dunes étaient, ou non, stabilisées par les interactions. En d'autre terme, les collisions complexes tendent-elles à faire décroître le volume de la dune cible et donc à harmoniser les tailles entre la dune cible et la dune impactante? Ici, nous venons de montrer directement que les fluctuations de vent entraîne nécessairement une diminution du volume de la dune, puisque celle ci perd de beaucoup de masse (même si nous n'avons pas quantifié cette perte, le fait d'observer l'émission de barchane est synonyme d'une perte importante) pour s'adapter. Ainsi, les fluctuations du vent sont stabilisantes dans le sens où elles peuvent ramener les barchanes en train de grossir à un volume de sable plus faible, empêchant ainsi l'apparition de monstre dunaire. Bien entendu, cette action est très variable et il est ainsi possible de voir quand même se former des dunes immenses, comme les méga barchanes de l'image Fig. 7.3 si les fluctuations du vent sont inexistantes pendant plusieurs saisons.

Ces conjectures donnent ainsi un rôle important au fluctuations de direction du vent, tout comme nous avons montré le rôle important des collisions dans le devenir à long terme des barchanes solitaires et en corridors. L'utilisation du modèle  $C_c^c$  va nous permettre de préciser l'importance de l'amplitude des fluctuations du vent sur l'évolution du volume des barchanes, et ainsi améliorer les conjectures précédentes.

### 7.1.4 Etude numérique

Le modèle  $C_c^c$  peut donner une estimation quantitative de l'évolution du volume d'une barchane, lorsque celle-ci est soudain soumise à un vent venant d'une direction différente. Pour cela, nous partons d'une dune équilibrée dont les paramètres et les grandeurs caractéristiques sont données dans

paramètre	$A$	9.0	hauteur	$h_0$	3.0
paramètre	$B$	5.0	vitesse	$c_0$	1.5
diffusion	$D$	0.5	longueur	$l_0$	50
largeur	$w_0$	30	flux d'équilibre	$q_{eq}$	0.13
volume	$V_0$	1300			

la Tab. A.1. La forme de cette barchane particulière correspond aux barchanes de taille relativement importante qui se développent dans la région de Tarfaya, c'est-à-dire de l'ordre d'une centaine de mètres de long et de large.

Cette barchane est tournée d'un angle  $\theta$  en opérant une rotation de la grille de calcul et son évolution est ensuite calculée à l'aide du modèle  $C_c^c$ . En revanche, cette fois les conditions aux bords ne sont plus quasi-périodiques. En effet, une telle condition contraint fortement l'évolution des barchanes (voir chapitre 2) et il n'est pas question ici de chercher les formes d'équilibre (nous savons déjà qu'elles existent). L'étude est donc réalisée en fixant le flux incident  $q_{in}$  et en laissant le flux de sortie fluctuer avec l'évolution de la forme de la dune. En particulier en imposant un flux d'entrée nul  $q_{in} = 0$  pour se mettre dans les conditions de l'expérience "aquarium", l'évolution de cette barchane est en très bon accord avec les résultats des expériences précédentes. C'est par ailleurs l'occasion de vérifier encore une fois que la simulation numérique donne des évolutions de dunes tout à fait comparables à celle obtenues par l'expérience. Et ce malgré les imperfections de la modélisation. Les résultats sont représentés sur la Fig. 7.9. Le mécanisme général d'adaptation suit dans les deux cas le même scénario : la corne qui se trouve en aval est érodée par le vent dans le sillage de la barchane, la corne amont ne faisant pas suffisamment obstacle à l'écoulement pour créer une zone de recirculation importante. Cela conduit naturellement à la séparation d'une partie de cette corne et à l'émission d'une petite barchane. Pendant ce temps, les deux positions extrêmes latérales allant plus vite que les parties centrales, la forme en croissant reprend le dessus petit à petit.

TAB. 7.1 – Paramètres décrivant la barchane modèle utilisée pour l'étude des rotations de vent.

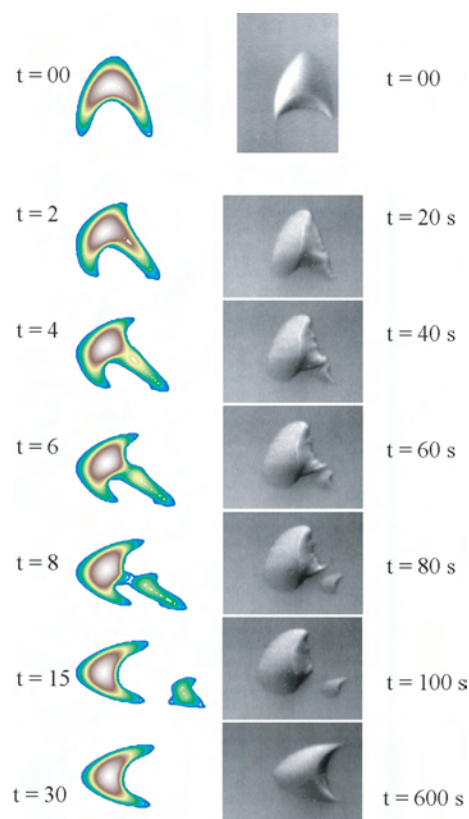


FIG. 7.9 – Retournement d'une dune d'un quart de tour. La comparaison entre l'expérience et la simulation numérique est frappante. On y retrouve les mêmes mécanismes et les mêmes étapes évolutives.

### 7.1.5 Evolution du volume d'une barchane soumise à un changement de direction du vent.

Les résultats du modèle  $C_c^c$  étant si proches des résultats expérimentaux, il est tentant d'analyser l'évolution quantitative du volume en fonction du temps pour différents angles  $\theta$ , toujours en gardant la condition standard d'un flux d'entrée nul, pour se débarrasser des variations de volume liées à un apport de sable extérieur. Dans ces conditions, le volume des barchanes diminue avec le temps et celles-ci après s'être adaptées à la nouvelle configuration du vent finissent nécessairement par disparaître. Cependant l'effet d'un changement de direction du vent est observable par rapport à la situation de référence,  $\theta = 0$  si nous nous intéressons au volume relatif  $\Delta V$  :

$$\Delta V = V(t) - V_0(t) \quad (7.2)$$

où  $V_0(t)$  est le volume de la barchane dans le temps pour  $q_{in} = 0$  et  $\theta = 0$ . Pour des

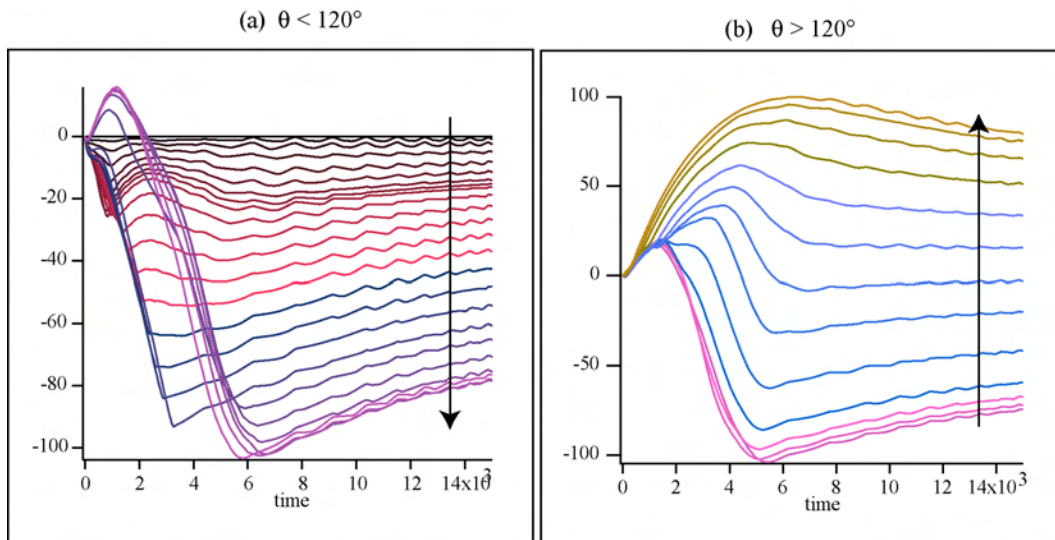


FIG. 7.10 – Variation du volume compensé  $\Delta V$ , en fonction du temps pour différents  $\theta$  et pour  $q_{in} = 0$ . (a) cas des angles inférieurs à  $120^\circ$ . (b) cas des angles supérieurs à  $120^\circ$ . Suivant l'angle dont le vent a tourné les évolutions peuvent être très différentes. En particulier, la dune peut maigrir plus ou moins rapidement relativement à la situation de référence, les variations de volume relatifs étant de l'ordre de 10% par rapport au volume de départ  $V(t = 0) \simeq 1100 \text{ l}_s^3$ . Les flèches indiquent le sens de variation croissant de  $\theta$ , étant donné qu'il y a  $5^\circ$  de différence entre chaque courbe.

angles de rotation supérieurs à  $150^\circ$  la barchane maigrir moins vite que dans la situation de référence. A l'inverse pour des angles inférieurs à  $150^\circ$  la barchane perd plus de sable que dans la situation de référence et maigrir plus rapidement. Cet effet est particulièrement visible pour un angle de  $120^\circ$ , c'est-à-dire lorsque le vent attaque la dune dans la direction d'une de ses cornes. Cette variation de volume en pourcentage devient très vite importante en absolu puisque la dune de référence finit par disparaître. Ainsi, nous pouvons classer les fluctuations de direction de vent en deux catégories : les fluctuations destructrices qui accélèrent la perte de sable et les fluctuations modératrices qui au contraire ralentissent l'évolution naturelle à la décroissance dans des conditions d'influx nul.

Le graphique Fig. 7.11 présente l'évolution du volume relatif  $\Delta V$  en fonction de l'angle dont le vent a tourné  $\theta$ , et ceci pour différents instants. Il s'agit donc de "coupe verticale à temps fixé" du graphique précédent. A temps long (la barchane s'est réadapté au vent) les différences entre les situations "destructrices" et "modératrices" sont plus facilement visible. En particulier on observe que même si la rotation d'un quart de tour produit rapidement un changement de volume conséquent (voir les courbes à temps court), c'est finalement la rotation de  $120^\circ$  qui se révèle être la plus "destructrices" à temps long. Cette différence provient simplement du fait, que la corne met plus de temps à se séparer dans cette deuxième situation. Maintenant, il est légitime de se demander quels sont les effets de ces

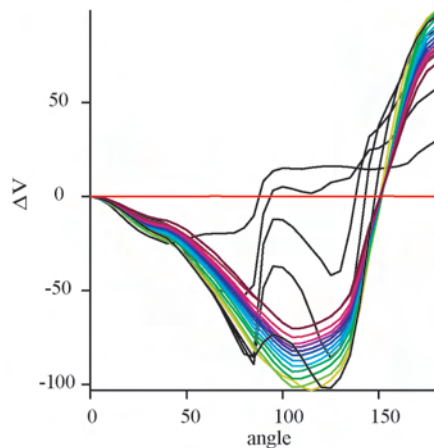


FIG. 7.11 – Variation du volume compensé  $\Delta V$ , en fonction du temps pour différents  $\theta$ . Il apparaît clairement que suivant l'angle dont le vent a tourné les évolutions peuvent être très différentes. En particulier, la dune peut maigrir plus ou moins rapidement relativement à la situation de référence. La durée entre chaque courbe est de  $10 l_s^2/Q$  et la courbe noire correspond aux temps courts, et la courbe violette au temps longs.

mêmes fluctuations mais dans une situation où le flux moyen vu par les dunes est non nul et supérieur au flux d'équilibre. Dans cette situation, les barchanes doivent toutes grossir comme le fait la barchane de référence. Par exemple, dans le cas où  $q_{in} = 0.5 Q > q_\infty$ , là encore, nous observons des augmentations du volume de la dune qui sont soit plus rapides (cas des rotations proches de  $\theta \sim 180^\circ$ ), soit plus lentes (cas des rotations proches de  $\theta \sim 120^\circ$ ) comme le montre la Fig. 7.12. Mais nous observons également que pour les petites rotations ( $\theta < 60^\circ$ ), le volume de la dune croît plus rapidement. Il semble donc également que la valeur du flux incident soit importante pour comprendre l'effet d'une fluctuation de vent.

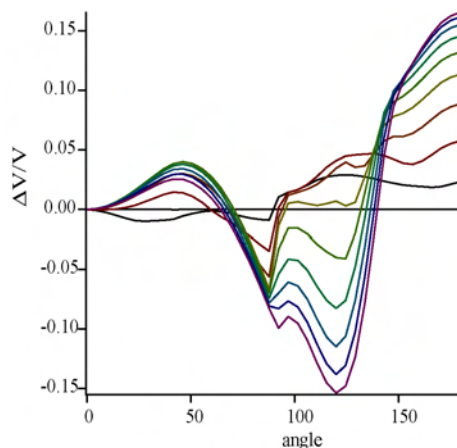


FIG. 7.12 – Variation du volume compensé  $\Delta V/V$ , en fonction du temps pour différents  $\theta$  pour  $q_{in} = 0.5 Q$ . Cette fois-ci la variation de volume est exprimée en pourcentage, et nous observons une augmentation du volume plus rapide que dans le cas de référence pour les petits angles entre autre. La durée entre chaque courbe est de  $10 l_s^2/Q$  et la courbe noire correspond aux temps courts, et la courbe violette au temps longs.

Ainsi, les barchanes sont sensibles aux fluctuations de direction du vent, autant du



point de vue de leur forme (à temps court) que du point de vue de leur dynamique et de leur bilan de matière (à temps long). Nous avons en effet montré que l'évolution de la taille des dunes barchanes dans le temps est modifiée par un changement de direction du vent. En particulier, dans certaines situations, c'est directement une des cornes qui, déstabilisée par le changement de direction du vent se casse et se sépare du corps de la barchane, diminuant la taille de la dune dramatiquement. Nous retrouvons là la création de petites barchanes qui vont se propager rapidement vers les barchanes voisines et, bien entendu, générer des collisions de barchanes (voir chapitre 6). Il serait alors particulièrement intéressant de regarder l'influence d'un changement de direction de vent couplée à des variations du flux de sable. En effet, lorsqu'il change de direction, le vent peut selon la configuration locale, être fortement chargé en sable et donc faire grossir les dunes ou, au contraire, être vierge de tout grain de sable et faire fondre ces mêmes barchanes. Ce type d'étude nous emporte vers une problématique riche (mais trop lourde à mettre en oeuvre efficacement en plus de cette thèse) : l'étude de la stabilisation potentielle d'une barchane solitaire sur le long terme à partir de fluctuations des conditions extérieurs.

Alors, plutôt que de coupler ces deux effets, nous allons nous intéresser uniquement à l'influence direct de l'intensité du flux de sable sur la forme d'une barchane même sans changement de direction! En effet, dans le Chapitre 2 nous avons montré que la forme des barchanes aquatiques et leur évolution à long terme étaient *a priori* dépendante de la condition de flux d'entrée nul. La modélisation  $C\zeta$  doit permettre d'analyser comment une barchane adapte sa forme et évolue en fonction de l'intensité du flux de sable, et ainsi de mieux comprendre le lien entre la forme des barchanes et le vent qui les fabrique.

## 7.2 Sensibilité de la forme des barchanes au flux de sable

L'étude précédente a utilisé l'évolution d'une barchane de référence  $\subset_0$  dans des conditions hors équilibre. Pour autant, cette dune a retrouvé une forme en croissant relativement rapidement même dans ces conditions non équilibrées (voir Fig. 7.9). Cela signifie que les mécanismes de formation de la barchane (dispersion de la vitesse à la surface de la dune, et déflexion du sable latéralement) continuent de fonctionner même hors équilibre. La dispersion en vitesse est bien compensée par la déflexion du flux de sable. Néanmoins, le sable défléchi provient de l'érosion d'une partie de la dune : petit à petit elle diminue, son flux de sortie n'étant jamais nul. C'est exactement ce que nous avons observé dans le cas de l'expérience "aquarium", qui par construction ne produit que des dunes en régime hors équilibre. Ainsi, obtenir une forme en croissant est automatique, que l'on soit en régime libre ou pas. Une question naturelle est alors de savoir comment évolue une barchane lorsque, étant à l'équilibre, le flux incident change soudainement.

### 7.2.1 Evolution à court terme et modes de déformations.

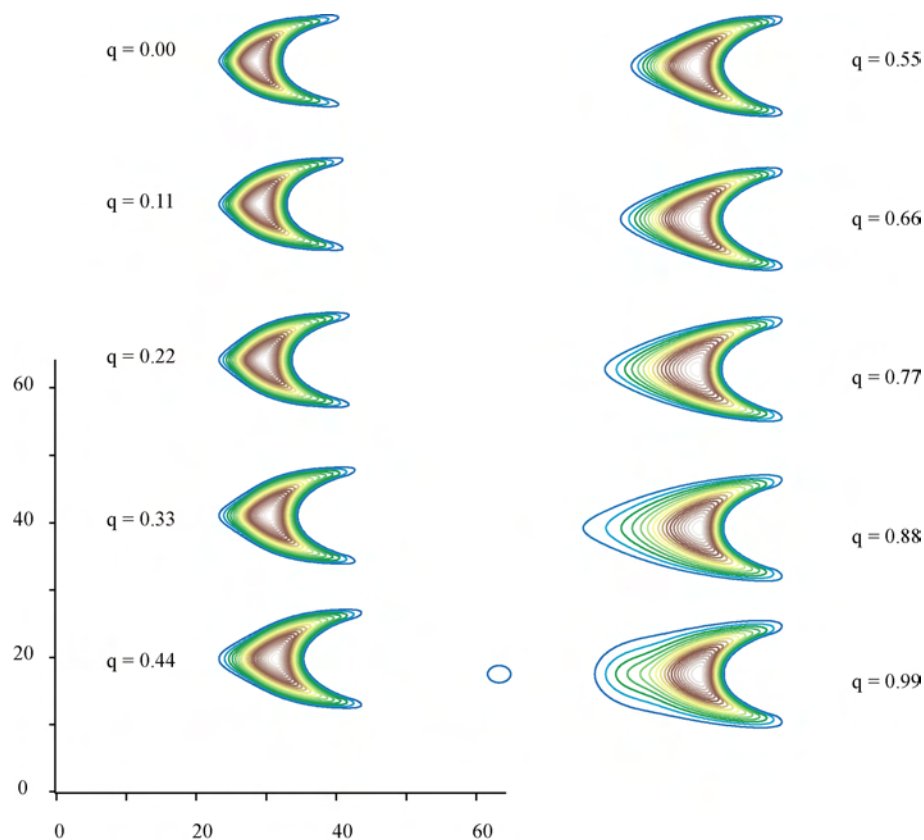


FIG. 7.13 – Morphologie pour différentes valeurs du flux incident, sachant que la situation d'équilibre est  $q_{in} = 0.13$ . On constate que la forme est très dépendante du flux d'entrée et que comme dans le cas de l'expérience "aquarium", la largeur et la longueur n'évoluent pas de la même manière, en particulier à temps court : l'adaptation d'une barchane à des conditions externes complexes ne se fait pas de manière homothétique.

Considérons alors la barchane modèle utilisée dans la partie précédente (Son flux d'équilibre est de l'ordre de  $q_{\infty} \simeq 0.13 Q$ ) et analysons ses réactions morphologiques lorsque le

flux entrant  $q_{in}$  s'écarte de la valeur d'équilibre  $q_{\infty}$ . La Fig. 7.13 montre ainsi l'évolution des formes après seulement une centaine d'itérations du code de calcul. Contrairement à l'idée "naturelle" que les barchanes évoluent de manière homothétique, la morphologie est grandement affectée par une variation du flux incident. En particulier, dans le régime d'accumulation ( $q_{in} > q_{\infty}$ ) la largeur grandit moins vite que la longueur : les barchanes hors équilibre n'ont pas une évolution homothétique! Cette analyse est compatible avec les observations expérimentales (voir chapitre 2). En régime sous-alimenté, ce sont les cornes qui souffrent le plus de l'érosion, et c'est donc d'abord la largeur qui diminue, avant que la longueur ne soit affectée (cas de l'expérience "aquarium"). En régime sur alimenté, c'est l'inverse : le sable incident a plutôt tendance à s'accumuler au niveau du pied de la barchane.

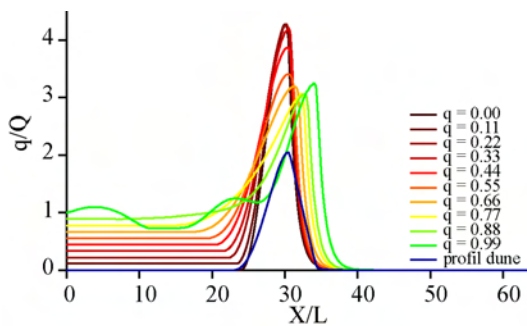


FIG. 7.14 – Evolution du flux de sable sur le profil central de la dune  $h(x)$ , pour différentes valeurs de  $q_{in}$ . Le pied de la barchane se déplace en amont lorsque  $q_{in}$  augmente.

sable soumis à un flux saturé (voir chapitre 4), puisque le sable se dépose et le flux de sable devient instable. Remarquons que dans notre approche la vitesse du vent n'apparaît pas directement : toutes les grandeurs étant adimensionnées par  $Q \propto u_*^3$ . Les variations de formes ne sont donc pas en rapport avec la force du vent mais seulement avec la proportion de sable incident par rapport à la quantité maximale de sable que le vent peut transporter, ce que nous appellerons l'intensité du flux de sable. Dans l'expérience nous retrouvons facilement ces évolutions avec une augmentation de la longueur des dunes dans des régimes de sur alimentation. En effet, si nous regardons de nouveau les formes créés à partir du "point source" en laboratoire (voir chapitre 4), il apparaît que les barchanes sont beaucoup plus allongées qu'en situation de flux nul.

Dans ce dernier cas, c'est donc la longueur qui croît plus vite que la largeur, au moins dans les premiers instants de l'évolution. En particulier dans les situations où le flux atteint une valeur voisine du flux saturé (voir Fig. 7.14), il est très facile d'obtenir un dépôt au niveau du pied de la dune et de ce fait la dune s'allonge considérablement plus que ne peut le faire la largeur. Pour un flux proche de la saturation ( $q = 0.99$ ) nous retrouvons l'instabilité d'un lit de

### 7.2.2 Evolution à long terme de la morphologie.

Si les simulations sont poursuivies au delà des premiers instants, les morphologies des barchanes continuent de s'écarter de la morphologie d'équilibre puisqu'elles sont instables et leurs rapports d'aspects semblent converger vers une valeur qui dépend du flux d'entrée  $q_{in}$ . En effet après un régime transitoire à temps court, les formes des barchanes se mettent à évoluer de manière homothétique mais avec un rapport d'aspect fixé par la condition de flux  $q_{in}$ . Ce rapport d'aspect devrait également être fonction de la taille de la dune initiale, comme ce que nous avons observé dans l'expérience lors du Chapitre 2. Pour vérifier cette hypothèse il suffit de tracer les contours des barchanes une fois leurs dimensions remises à l'échelle par une taille caractéristique  $\Lambda$  qui permet de tenir compte de leurs évolution en volume.

$$\Lambda = (V(t))^{\frac{1}{3}} \quad (7.3)$$

Le graphique Fig. 7.15 présente, ainsi, l'évolution du contour de la barchane modèle pour trois flux d'entrée différents  $q_{in} = 0.00$ ,  $q_{in} = 0.22$  et enfin  $q_{in} = 0.55$ . Dans les trois situations, la forme remise à l'échelle converge vers une forme en croissant constante. La forme des barchanes est donc étroitement liée avec les conditions extérieures de flux de sable. Pour bien réaliser que les morphologies sont différentes, nous pouvons également observer

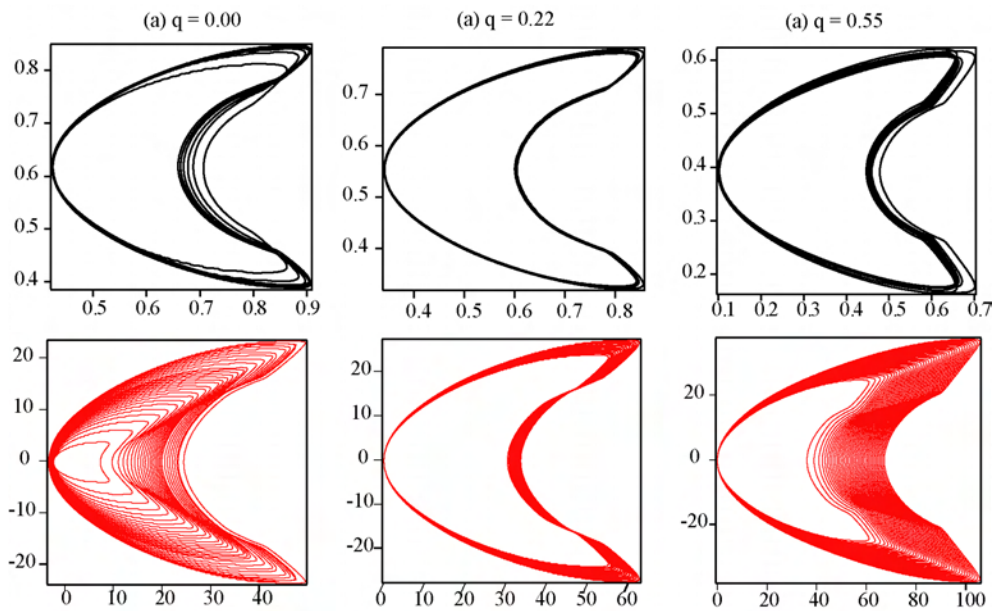


FIG. 7.15 – Evolution des morphologies pour (a)  $q_{in} = 0.00$ , (b)  $q_{in} = 0.22$  et (c)  $q_{in} = 0.55$ . Les courbes en rouge sont les évolutions non renormalisées. On constate effectivement que la forme en croissant des barchane est toujours présente et qu'il y a convergence vers une forme maîtresse, dépendante de  $q_{in}$ . Les courbes en noires représentent quelques morphologies remise à l'échelle par  $\Lambda(t)$  qui convergent vers une forme idéale dépendante de  $q_{in}$ .

les évolutions à long terme ( $t < 200 l_s^2/Q$ ) de la hauteur, largeur, longueur de la barchane initiale  $C_0$  soumises à différents flux. Autant la forme dans le plan ( $w, l$ ) converge rapidement vers un ratio bien défini, et toujours voisin du ratio unité, comme nous l'avons vu sur le graphique Fig. 7.15, autant l'évolution de la hauteur est beaucoup plus forte. Pour les grandes valeurs du flux, la hauteur augmente beaucoup moins vite dans le temps que pour des faibles valeurs de  $q_{in}$ . Nous retrouvons le comportement critique lorsque l'on s'approche

du flux saturé : la majorité du sable est déposé au pied de la dune, ce qui diminue son ratio  $h/l$  et par la suite atténue l'influence de l'érosion sur son dos qui dépend de  $h/l$ . Ce petit argument est à mettre en relation avec le graphique Fig. 7.14 montrant l'aspect du flux saturé en fonction de  $q_{in}$ . L'autre aspect remarquable de ces évolutions dans les espaces de phase restreints à deux composantes morphologiques, c'est que l'évolution est d'autant plus significative que le flux d'entrée est loin du flux d'équilibre. Ceci est en accord avec le fait que plus le flux d'entrée est voisin du flux d'équilibre moins la vitesse de changement de la forme est importante, puisqu'il n'y a que très peu de matière amenée en plus par unité de temps pour déformer la barchane.

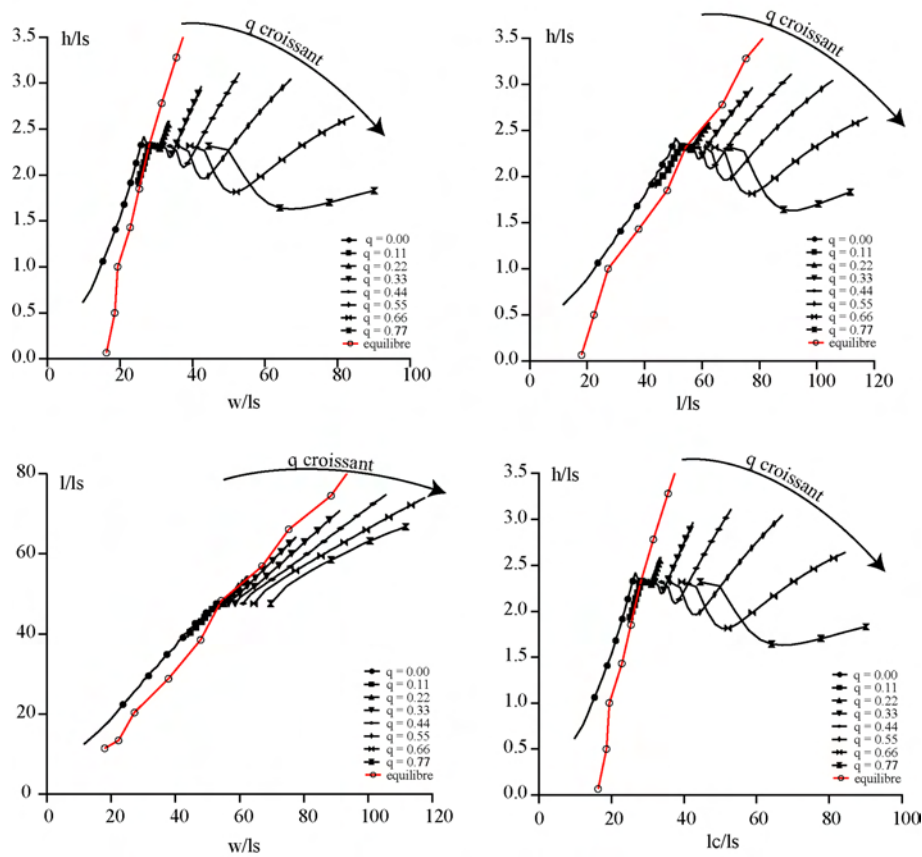


FIG. 7.16 – Diagramme de phase restreint  $(h,w)$ ,  $(h,l_{tot}), (l_{tot},w)$  et  $(h,l)$ . Les trajectoires décrites par les barchanes hors équilibre s'écartent significativement des courbes d'équilibre (en rouge). Dans tous les cas, les morphologies semblent converger, tout en croissant ou en décroissant, vers des rapports d'aspect qui sont fonction de la valeur du flux entrant  $q_{in}$  relativement au flux saturé  $Q$ .

### 7.2.3 Formes et flux de sable.

Ainsi, les fluctuations du flux incident (liées non pas à la vitesse du vent, mais à la quantité de matière disponible) affectent considérablement la forme des barchanes et leurs évolutions sur le court et sur le long terme. Comme le flux de sable in situ n'a pas de raison d'être égal au flux d'équilibre des barchanes, les études des formes stationnaires réalisées à l'aide du modèle  $C\xi$  en condition quasi-périodique (même si elles sont intéres-

santes et qu'elles permettent de comprendre l'origine de la forme en croissant, voir chapitre 2) montrent ici leurs limites quant à la reproduction fidèle des situations de terrains. A l'inverse, poursuivre les études, présentées ici, sur l'évolution de la morphologie et de la dynamique des barchanes dans des régimes hors équilibre, semble être une voie de recherche prometteuse. Par exemple, il devient possible de considérer la barchane comme un objet dynamique et ainsi d'essayer d'atteindre sa "fonction de réponse" à une contrainte extérieure. Prenons par exemple notre dune initiale  $C_0$  et laissons en condition de suralimentation  $q_{in} = 0.44$ , sa forme évolue alors selon les trajectoires correspondantes à ce flux dans le graphique Fig. 7.16. Maintenant, que se passe-t-il si les conditions du flux changent subitement en plein milieu d'une trajectoire? L'observation des résultats du modèle  $C_c^c$ ,

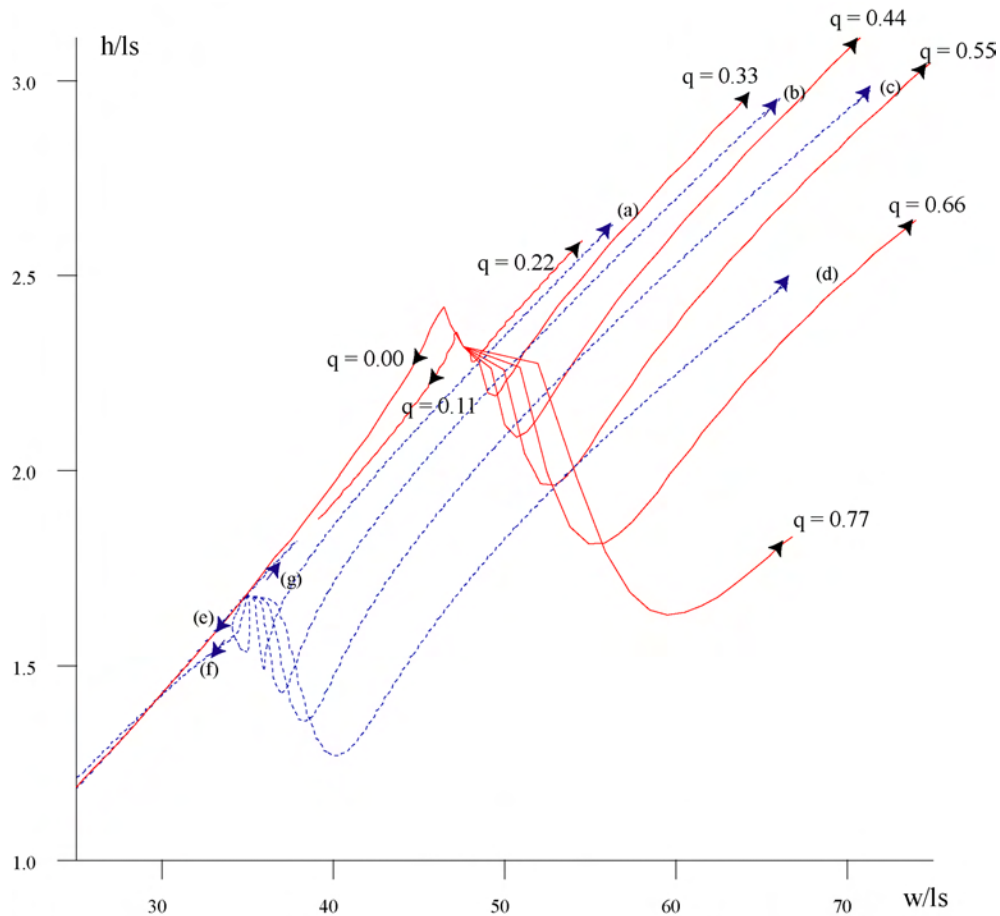


FIG. 7.17 – Diagramme de phase restreint  $(h,w)$ . Après avoir laissé décroître une barchane en condition de flux nul (courbe rouge (e)), celle-ci est de nouveau soumise à différentes valeurs de flux (a,b,c,d,e,f,g). Alors, la forme évolue d'abord très vite puis lentement vers les trajectoires correspondant au parcours d'une barchane initialement plus imposante. C'est bien le flux d'entrée qui contrôle la forme des barchanes sur le long terme. (a) tend vers  $q = 0.33$ , (b) vers  $q = 0.44$ , (c) vers  $q = 0.55$ , (d) vers  $q = 0.60$ , (e) vers  $q = 0.00$ , (f) vers  $q = 0.11$  et (g) vers  $q = 0.22$ .

montre que la barchane change complètement de forme (transitoire) pour finalement rejoindre très lentement les trajectoires précédentes. Autrement dit, la forme des barchanes est imposée à long terme par le flux de sable extérieur et ce quelle que soit sa taille! Toutes les dunes d'une même région ont ainsi *a priori* la même forme pourvu que le flux d'entrée soit homogène. Si le flux change pour une raison ou pour une autre les dunes

sont fortement déstabilisées avant de reprendre progressivement leurs chemins vers une des trajectoires idéales correspondant au flux qu'elles reçoivent.

#### 7.2.4 Retour sur les observations de terrains

Les deux phrases précédentes permettent en fait d'esquisser un retour sur le "problème" de la dispersion des mesures de terrains, esquissé dans le Chapitre 1. En effet, nous pouvons dégager deux phénomènes importants. Tout d'abord, le fait que la forme dépende du flux de sable incident sur le court et sur le long terme, laisse penser que dans un champ de barchane, où le flux de sable n'est pas homogène, les barchanes doivent nécessairement présenter une certaine dispersion en taille et en forme. Les inhomogénéités de flux de sable peuvent être encore plus dramatiques, puisque l'on peut imaginer des situations où le flux vu par la dune n'est lui non plus pas homogène, comme c'est le cas pour les structures en échelon. Dans cette situation, nous nous attendons également à observer des fluctuations de formes (voir début du chapitre 6). Ainsi ces résultats montrent que même avec un vent constant en direction, il est naturel d'observer des fluctuations importantes des formes des barchanes d'une même région.

Maintenant, d'un désert à l'autre, ce sont les flux de sables moyens vu par les dunes qui sont différents. Et d'après ce que nous venons de voir, il est naturel d'observer des rapports d'aspects légèrement différents selon les déserts. Le graphique Fig. 7.18 que nous avons déjà présenté dans le chapitre 1 est maintenant analysable sous un jour nouveau : les mesures de Long & Sharp et leurs écarts par rapport aux autres mesures peuvent trouver une explication rationnelle dans la sensibilité des formes des barchanes aux conditions de flux.

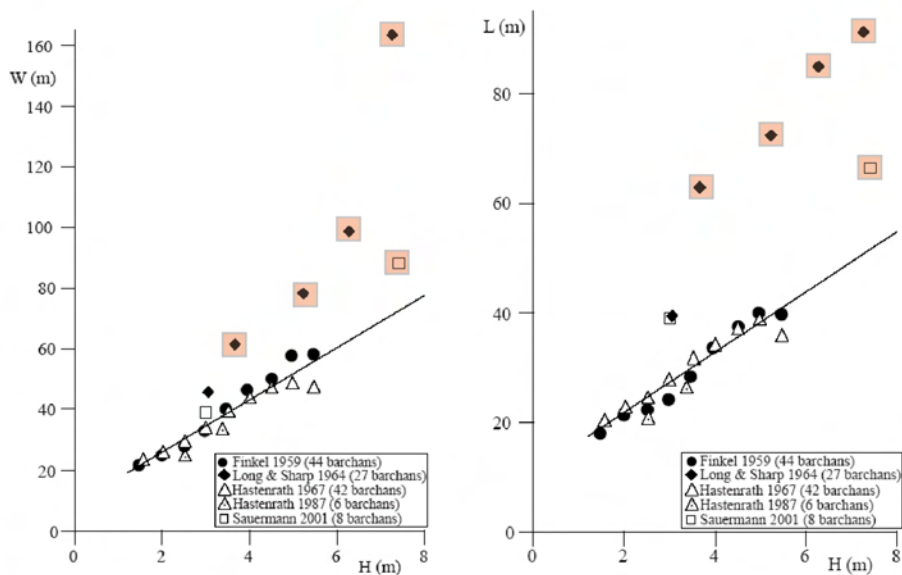


FIG. 7.18 – Mesures de la morphologie des barchanes. Extrait de [33]. Les mesures de Long & Sharp qui paraissaient être très bruité peuvent maintenant être comprise comme la sensibilité des formes barchaniques aux conditions de flux local.

## 8 Chant des dunes



No work on the behaviour of dry sand can be deemed complete without some account of the so-called "song of the sands"

---

R.A. Bagnold



---

**Sommaire**


---

<b>8.1</b>	<b>Le chant des dunes</b>	<b>195</b>
<b>8.2</b>	<b>Origine du son</b>	<b>196</b>
<b>8.3</b>	<b>Reproduction expérimentale et première analyse</b>	<b>197</b>
8.3.1	Expériences in situ	197
8.3.2	Mouvement d'un grain sur une couche de grain	198
8.3.3	Estimation de la puissance sonore émise par une couche de grain en mouvement synchrone.	199
8.3.4	Résonance dans l'épaisseur qui coule?	201
<b>8.4</b>	<b>Approche en laboratoire</b>	<b>204</b>
<b>8.5</b>	<b>Fin de l'interlude</b>	<b>206</b>

---



FIG. 8.1 –

ment mystérieux et troublant. C'est d'ailleurs pourquoi il a été très souvent "interprété" par les explorateurs comme une émanation de puissances surnaturelles [135,136]. Contrairement à l'idée que les dunes sonores sont rares, les dunes de "notre" région d'étude au sud du Maroc sont capables de chanter, pourvu qu'on les sollicite convenablement! Cette information mène donc à négliger pour le moment les caractéristiques précises du sable, bien que certains d'entre eux "chantent mieux" que d'autres, pour se pencher sur la question de l'origine physique du son : quel(s) mécanisme(s) peut (peuvent) expliquer une production sonore si importante? Nous avons, après plusieurs essais infructueux, mis au point des méthodes expérimentales, in situ et au laboratoire pour reproduire et analyser ce chant des dunes. Toutes ces expériences doivent beaucoup à Stéphane Douady pour la conception et à Marc, Margharita Peliti et Suzie Protière pour l'expérimentation quotidienne en laboratoire.

Nous arrivons à la fin de ce manuscrit, mais il est encore temps de se pencher sur un phénomène qui intrigue depuis un certain temps déjà les explorateurs amoureux du désert et les scientifiques [128–134] : le chant des dunes. Sous cette dénomination se cache un phénomène surprenant : dans "certaines" conditions, "certaines" dunes sont capables d'émettre un son grave, puissant et mélodieux, pendant parfois plusieurs minutes. Ajouté au silence "naturel" du désert, le phénomène est alors particulière-

Commençons cet interlude à propos du Chant des dunes. Si cette dénomination ne vous évoque rien, c'est semble-t-il normal. Les endroits où l'on peut écouter les dunes chanter sont relativement peu nombreux d'après la littérature. Au plus une petite quarantaine, répartis dans le monde, en Chine, au Chili, aux USA, dans le Sahara et les grands déserts Saoudiens, et heureusement pour nous, au Maroc! Pour se faire une idée de ce qu'est le chant des dunes, sans se déplacer, il est possible de se pencher quelques instants, sur la littérature des jours anciens. Ainsi, Marco Polo [135], Darwin [136] et bien d'autres [137, 138] ont observé et décrit ce chant des dunes, à la lueur de leurs connaissances, sous des formes souvent amusantes. Par exemple Marco Polo [135] écrivait à propos de la ville de "Lop" et plus précisément du désert qui la précède :

**Livre premier, chapitre XLIII  
De la cité de Lop & du grand défert**

*"La cité de Lop est ample & spacieuse, fituée à l'entrée d'un grād defert entre Orient & Septentrion.[...]Ce defert est fort montueux, & quād on vient à entrer en la plaine, on ne trouue que fablons, il est entièresmēt fterile & defplaifant [...]. C'est chofe admirable qu'en ce defert on voit & oyt de iour, & le plus souvent de nuit diuerfes illufions & fantofmes de malings efpritz [...]. On oyt aufsi quelquefois en l'air des fons & acords d'instrumentz de mufique, & le pluffouuēt de bedons & tabourins. Et pour cefte caufe ce defert est fort dāgereux & perilleux à paffer."*

On constate<sup>1</sup> l'assimilation de ces bruits bizarres qui se produisent dans le désert à des instruments de musiques à tonalité grave et à sonorité résonnante. Il est fort probable que ces "esprits" n'étaient rien d'autres que le chant des dunes, mélangé aux bruits du vent la nuit. D'autres auteurs plus proches de nous, ont également rapporté l'existence de ce chant des dunes. Ainsi, Darwin, a noté dans ses récits de voyage [136] l'existence d'une "dune" au Chili, nommée *El Cerro Bramador* pour ses qualités sonores. Enfin, nous pouvons citer Guy de Maupassant [138], qui écrit dans les Contes de la Bécasse :

*"Eh bien! Voici ce qui m'est arrivé sur cette terre d'Afrique :*

*Je traversais les grandes dunes au sud de Ouargla. C'est là un des plus étranges pays du monde. Vous connaissez le sable uni, le sable droit des interminables plages de l'Océan. Eh bien! figurez vous l'Océan lui même devenu sable au milieu d'un ouragan; imaginez une tempête silencieuse de vagues immobiles en poussières jaunes. Elles sont hautes comme des montagnes, ces vagues inégales, différentes, soulevées tout à fait comme des flots déchaînés, mais plus grandes encore, et striées comme de la moire. Sur cette mer furieuse, muette et sans mouvement, le dévorant soleil du sud verse sa flamme implacable et directe. Il faut gravir ces lames de cendre d'or, redescendre, gravir encore, gravir sans cesse, sans repos et sans ombre. Les chevaux râlent, enfoncent jusqu'aux genoux, et glissent en dévalant l'autre versant des surprenantes collines.*

*Nous étions deux amis suivis de huit spahis et de quatre chameaux avec leurs chameliers. Nous ne parlions plus, accablés de chaleur, de fatigue, et desséchés de soif comme ce désert ardent. Soudain, un de nos hommes poussa une sorte de cri; tous s'arrêtèrent; et nous demeurâmes immobiles, surpris par un inexplicable phénomène connu des voyageurs en ces contrées perdues.*

*Quelque part, près de nous, dans une direction indéterminée, un tambour battait, le mystérieux tambour des dunes; il battait distinctement, tantôt plus vibrant, tantôt affaibli, arrêtant, puis reprenant son roulement fantastique.*

*Les Arabes, épouvantés, se regardaient; et l'un dit, en sa langue: "la mort est sur nous." Et voilà*

1. En cas de doute sur ce que vous venez de lire, remplacez les *f* par *s*, les *ā* par *an* les *ē* par *en* et certains *u* par *v*.

*que tout à coup mon compagnon, mon ami, presque mon frère, tomba de cheval, la tête en avant, foudroyé par une insolation.*

*Et pendant deux heures, pendant que j'essayais en vain de le sauver, toujours ce tambour insaisissable m'emplissait l'oreille de son bruit monotone, intermittent et incompréhensible ; et je sentais se glisser dans mes os la peur, la vraie peur, la hideuse peur, en face de ce cadavre aimé, dans ce trou incendié par le soleil entre quatre monts de sable, tandis que l'écho inconnu nous jetait, à deux cent lieues de tout village français, le battement rapide du tambour.*

*Ce jour là, je compris ce que c'était que d'avoir peur ; je l'ai su mieux encore une autre fois ...*

*Le commandant interrompit le conteur :*

*- Pardon, Monsieur, mais ce tambour ? Qu'était-ce ?*

*Le voyageur répondit :*

*- Je n'en sais rien. Personne ne sait. Les officiers, surpris souvent par ce bruit régulier, l'attribuent généralement à l'écho grossi, multiplié, démesurément enflé par les vallonements des dunes, d'une grêle de grains de sable emportés dans le vent et heurtant une touffe d'herbes sèches ; car on a toujours remarqué que le phénomène se produit dans le voisinage de petites plantes brûlées par le soleil et dures comme du parchemin.*

Comment mieux décrire ce qu'est un reg? En revanche, il y a à redire sur l'explication donnée pour l'origine de ce "tambour des sables". Comme pour Marco Polo et ses voyages, il est plus question ici du folklore que d'essai d'explication raisonnée. Ces deux témoignages permettent néanmoins de se rendre compte de l'importance de la puissance sonore émise lors d'un événement de chant des dunes. Plus précisément les deux caractéristiques que l'on retrouve continuellement sont, d'une part cette puissance sonore et, d'autre part le fait que le son est grave, sourd, parfois mélodieux mais, toujours monotone. Pour l'avoir entendu plusieurs fois, il faut avouer que le phénomène est réellement impressionnant et envoûtant. Le son ressemblant plus à un vrombissement sourd et intense qu'à des "roulements de tambours" ou à la "cavalcade d'une grande troupe".



FIG. 8.2 – Vue de côté de la méga-barchane chantante, dans la région de Fom'Agoutir au Maroc.

## 8.1 Le chant des dunes

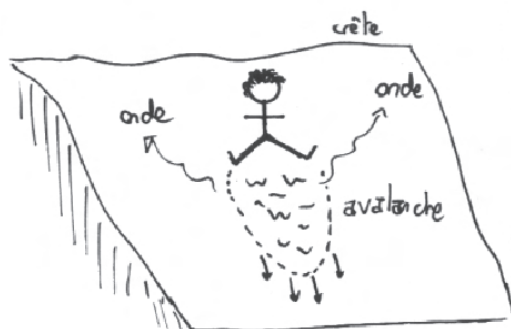


FIG. 8.3 – Production du chant des dunes artificiellement avec la méthode dite des "jambes écartées". Après avoir "escaladé" la dune par le côté pour ne pas "abîmer" la face d'avalanche, et s'être reposé pendant quelques instants (l'effort étant considérable), il suffit de s'asseoir et de pousser entre ses deux jambes écartées le plus de sable possible. Après quelques instants un son apparaît et s'amplifie très vite. Le fait de pousser plus ou moins vite, permet même de moduler la fréquence sonore émise par la zone qui coule, ou du moins sa musicalité.

n'apparaissent que rarement de manière spontanée et, lorsqu'elles apparaissent, elles sont rarement volumineuses, le son produit n'est alors pas audible au loin. C'est sûrement la raison pour laquelle ce phénomène reste si mystérieux même si la littérature scientifique se penche régulièrement sur ce problème [139–146]. Dans notre cas, nous l'avons "découvert" de manière tout à fait anodine : lors d'une mission au Maroc, en crapahutant sur le dos tourmenté d'une énorme méga barchane d'environ 50m de hauteur dans la région de Foun Agoutir, l'un de nous a accidentellement poussé un peu de sable, bien chauffé par le soleil, ce qui a produit un son. A peu de chose près il ressemblait à un "pchowff" assez grave. L'équipe s'arrête. Se regarde. Et finalement tout le monde se met à plonger les pieds dans le sable, à le pousser, à le remuer, à le soulever.

A chaque fois, on entend distinctement un "pchowff". Petit à petit les méthodes de production de son s'affinent et finalement suite au succès de la méthode de Laurent Quartier (voir Fig. 8.3), tout le monde l'imité. Il suffit simplement de provoquer la plus grosse avalanche possible et ainsi, de mobiliser le plus de grains de sable possible en poussant avec ses jambes écartées. Convenablement pratiquée cette méthode donne des résultats impressionnants, lorsque la dune s'y prête. D'ailleurs, le fait de plaquer l'oreille contre la dune est presque assourdissant, indiquant la propagation de l'onde sonore et dans l'air, et dans la dune. Le "pchowff" précédent s'est transformé, grâce à cette technique, en vrombissement de moteur d'avion, avec environ 110 dB de puissance sonore. Maintenant, il reste à comprendre l'origine de ce son. Comment se fait-il que entraînés par l'avalanche, donc la gravité, les grains de sable émettent un son ? Pourquoi ce son est-il si puissant ? La nature des grains de sable joue-t-elle un rôle particulier ?

Contrairement à une idée intuitive du phénomène, le chant des dunes n'est absolument pas un bruit éolien : ce son, n'a rien à voir avec les bruits aigus produits par le passage du vent dans de bons résonateurs (tuyaux en métal par exemple) et il n'est pas produit par le vent passant au dessus des dunes. En réalité, le son est directement produit par le mouvement des grains de sable, comme le remarquait déjà Darwin [136] en son temps :

*[...] I heard an account from several of the inhabitants, of a hill in the neighborhood which they called "El bramador", the roarer or bellower. [...] the hill was covered by sand, and the noise was produced only when people, by ascending it, put the sand in motion.*

En effet, le son apparaît lorsqu'une avalanche est en train de couler le long de la face abritée de la dune. Or, ces avalanches

## 8.2 Origine du son

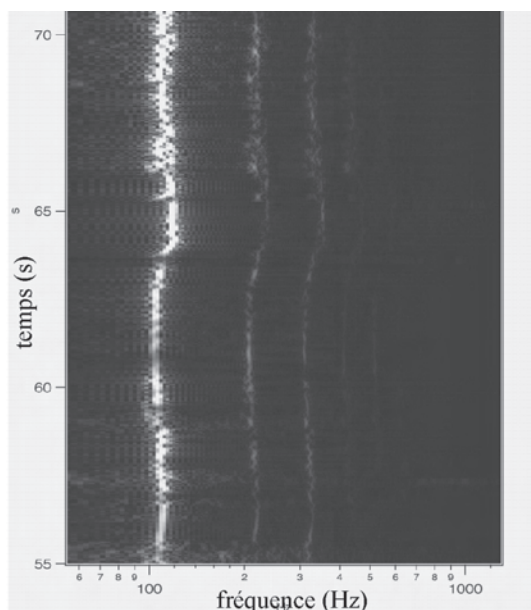


FIG. 8.4 — Sonogramme typique d'un événement sonore. L'enregistrement se fait *in situ* grâce à des micros placés près sur la face d'avalanche. La structure du son comprend une fondamentale à 110 Hz, ainsi que les premières harmoniques. Malgré l'imperfection du mécanisme de poussée du sable, les fréquences sont constantes dans le temps.

Mais revenons à notre première question, celle de l'origine du son. La première idée qui vient à l'esprit est celle d'un simple mécanisme de stick slip : comme pour un grincement de porte, les forces de frottement entre différentes couches de grains produisent un son. Dans ce cas, tout comme pour le cas d'une porte, il est possible de changer la fréquence du son assez facilement, simplement en augmentant le cisaillement par exemple. L'idée sous jacente à la production du son par du stick slip vient du fait que, sous cisaillement constant, un ressort que l'on tire s'arrête, repart, s'arrête, repart, etc. En d'autres termes il a un mouvement périodique, et à chaque relâchement de contrainte il se met à vibrer, et rayonne une onde sonore. En revanche ce mouvement périodique n'est pas *a priori* un mouvement sinusoïdal pur et donc le spectre émis par la source sonore n'est pas particulièrement harmonique mais est censé faire apparaître une forêt de pics. C'est là que l'utilisation d'un mécanisme de stick slip s'effondre.

En effet, la structure sonore du chant des dunes est dite musicale en ce sens qu'on y distingue une fréquence fondamentale, aux alentours de 110 Hz pour nos mesures de terrain et également les premières harmoniques, dont les intensités sont de plus en plus faibles. C'est ce qu'on observe sur le sonogramme de la Fig. 8.4. La durée des émissions sonores est impressionnante, jusqu'à 5 minutes de son en continu. C'est largement suffisant pour pouvoir réaliser des analyses temps-fréquences comme le sonogramme de la Fig. 8.4. En pratique la durée de l'expérience et de l'émission sonore est directement reliée à la taille de la face d'avalanche et à la vitesse de descente de l'expérimentateur. Avec de grandes faces d'avalanche d'environ 50 mètres et une vitesse de descente de l'ordre de quelques mètres par seconde, on obtient des temps d'expérience de l'ordre de 3 mn. En pratique, il est possible également de faire d'autres expériences, où cette fois une petite quantité de sable est poussé "à la main" au pied de la face d'avalanche. Dans cette approche, on observe que plus la vitesse de poussée est importante, plus la fréquence produite est élevée et que plus la quantité de sable entraînée est grande, plus la fréquence du son est grave. Sur l'image, Fig. 8.1, il s'agit d'une expérience-test, pour voir s'il est possible, *in situ* de mesurer en même temps, la vitesse, la fréquence et la masse de sable, lorsque l'on fait une telle expérience de poussée.<sup>2</sup> Nous nous sommes donc

2. Il ne faut pas confondre ce phénomène d'émission sonore par poussée ou par avalanche avec un autre phénomène : le sable crissant. Il s'agit en fait de grains de sable le plus souvent sur les plages qui crissent lorsqu'ils sont contraints. Pour ce type de son, les fréquences sont beaucoup plus élevées, de l'ordre du kilo hertz, indiquant qu'il ne s'agit pas du même phénomène.

lancés dans plusieurs séries d'expériences *in situ*, en essayant de déterminer les grandeurs physiques importantes pour le phénomène, comme la vitesse de poussée du musicien, la quantité de sable poussé, les dimensions de la zone d'avalanche, la profondeur de cette même zone, la fréquence principale du son émis, la vitesse de l'écoulement en surface, et la vitesse de propagation de la source sonore. Le tout dans l'espoir de comprendre les mécanismes sous jacents à la production du son.

### 8.3 Reproduction expérimentale et première analyse

#### 8.3.1 Expériences *in situ*

Enthousiasmé par ce phénomène, nous avons multiplié les expériences de terrain au niveau des trois méga barchanes de Foug Agoutir. De fait, l'instrumentation de terrain est relativement aisée. Par contre, comme toute expérience de terrain, il faut un certain temps afin d'obtenir un protocole qui cumule les avantages de reproductibilité et de faisabilité dans le temps imparti, tout en apportant une information pertinente. Ainsi, le premier jeu d'expériences a consisté à enregistrer le son produit par une avalanche stimulée (induite par le déplacement d'un expérimentateur) de plusieurs manières et en différents endroits. Nous avons ainsi obtenu des enregistrements avec des microphones (de bonnes réponses spectrales dans les graves) et également avec des accéléromètres, qui eux aussi sont sensibles aux basses fréquences. Les micros étaient plantés sur des piquets et enregistraient le son au niveau de la surface, tandis que les accéléromètres étaient plongés dans le sable, après avoir été "encapuchonnés" dans de la mousse (sinon, le moindre changement de position d'un grain contre l'accéléromètre produit un signal fort, sans lien avec la vibration ambiante). Ces expériences indiquent que la source sonore est localisée et liée à l'avalanche de sable. Plus précisément, l'enregistrement d'un micro présente la séquence de son suivant : tout d'abord le "clap" de synchronisation entre ce micro, la caméra et les autres appareils d'enregistrement. Puis, un son relativement aigu, dû aux chocs des grains dans la phase "gazeuse" au niveau du front de l'avalanche. Ce n'est qu'ensuite que le chant des dunes proprement dit s'installe puis, diminue à mesure que la zone en mouvement de l'avalanche s'éloigne du micro : La source de l'onde sonore est mobile et il s'agit bien de l'avalanche. De plus, comme les fréquences sonores enregistrées sont identiques pour différentes faces d'avalanche et mêmes différentes dunes, il est exclu que la dune se comporte comme un résonateur avec l'avalanche pour excitateur. Dans le cas contraire, l'émission



FIG. 8.5 – *Protocole expérimental in situ*. Pour obtenir un enregistrement représentatif de l'émission sonore, le montage suivant a été utilisé. Sur l'image on distingue les quatre micro disposés chacun à 3 m d'intervalle, et qui sont placés juste à côté du creux formé par le passage récent d'un expérimentateur poussant devant lui une avalanche de sable.

sonore de la source changerait en fonction de la forme de la dune, et de l'endroit sur la dune où l'excitation est produite. Ainsi, l'avalanche n'est pas que l'excitateur de l'onde sonore : c'est elle l'instrument. Ce dernier point est renforcé par la présence de dunes "chantantes" de tailles diverses, et produisant la même structure de son, avec un fondamental autour de  $110\text{Hz}$ . Le son produit est moins fort pour les petites dunes puisque les faces d'avalanche sont trop petites pour pouvoir mobiliser une grande quantité de sable. Néanmoins, en s'y mettant à trois, il a été possible de faire émettre un "couinement" significatif à une petite dune d'environ 3 mètres de hauteur. Pour résumer, voilà les quelques éléments importants que nos expériences préliminaires de terrain montrent :

- Le son est musical avec une fréquence fondamentale autour de  $110\text{Hz}$  à 10% près et également la présence des premières harmoniques.
- C'est l'avalanche elle même qui produit le son, qui ensuite est transmis dans l'air et dans le reste de la dune. Le son n'est donc pas du à la résonance de la dune.
- La source sonore se déplace avec la zone en écoulement.
- La granulométrie des grains, indique que le sable est composé de deux types de grains : des grains majoritaires en quartz, d'environ  $160\ \mu\text{m}$  et des plus petits grains d'oxydes de fer (ils sont magnétiques), moins nombreux, dont la taille est de l'ordre de  $150\ \mu\text{m}$ .
- L'épaisseur de la zone en mouvement est de l'ordre de  $10\ \text{cm}$  au plus profond.
- La vitesse de la surface des grains qui coulent, que l'on peut estimer en suivant des particules à la surface, est de l'ordre de  $25\ \text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ .
- Pour de trop petites avalanches aucun son n'est produit : il existe apparemment un seuil en hauteur, c'est à dire une quantité minimale de grains pour produire du son.

### 8.3.2 Mouvement d'un grain sur une couche de grain

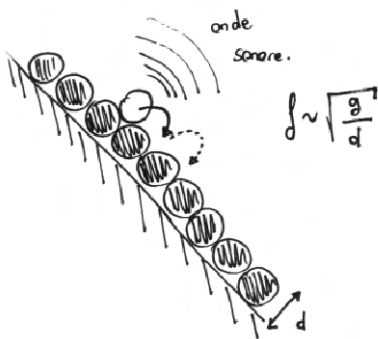


FIG. 8.6 – Mouvement d'un grain à la surface d'une couche de grain. Son évolution est régie par la taille du grain  $d$  et la gravité  $g$ . Il est alors possible de construire une vitesse de déplacement et une fréquence de chocs  $f \sim \sqrt{\frac{g}{d}}$ .

Imaginons, pour le moment, le mouvement des grains en deux dimensions. Ces grains sont emmenés par la gravité mais, pour descendre, ils leur faut nécessairement passer au dessus des grains plus bas qu'eux. Autrement dit, si l'on regarde un grain dévalant une surface de grains de même taille, son mouvement n'est pas un mouvement de roulement simple mais, un mouvement où le grain ne cesse de monter et descendre. C'est ce que montre le schéma de la Fig. 8.6. La vitesse du grain dans le sens de la pente en régime stationnaire s'obtient dimensionnellement en considérant que c'est la gravité qui permet au grain de surpasser ses voisins de taille  $d$ . La vitesse du grain par rapport à la couche inférieure est donc donnée par :

$$v \simeq \nu \sqrt{gd} \quad (8.1)$$

Lieu	$d$	$f$	$f$ estimée
Maroc (Foum Agoutir)	160 $\mu m$	100 $Hz$	110 $\pm$ 10 $Hz$
Chili (Copiapo, La mar de Dunas)	210 $\mu m$	87 $Hz$	90 $\pm$ 10 $Hz$
Chili (El Cerro Bramador)	270 $\mu m$	77 $Hz$	75 $\pm$ 10 $Hz$
USA (Sand Mountain)	340 $\mu m$	68 $Hz$	63 $\pm$ 5 $Hz$

TAB. 8.1 – Tailles des grains et fréquence du chant des dunes pour différents lieux géographiques.

Les nombreuses études de rhéologie des grains [151, 152] et notamment des avalanches indiquent que le coefficient  $\nu$  est de l'ordre de 0.4. En utilisant le fait que les grains que l'on considère ont un diamètre de 160 $\mu m$ , nous obtenons une vitesse relative d'une couche de grains par rapport à une autre de l'ordre de  $v \simeq 1.6 \text{ cm.s}^{-1}$ . La fréquence du mouvement pour un grain est elle donnée par  $v/d$  soit :

$$f_0 \simeq 0.4 \sqrt{\frac{g}{d}} \simeq 100 \text{ Hz!} \quad (8.2)$$

Compte-tenu des vitesses observées en surface (de l'ordre de grandeur de 25 cm/s), la couche dans lequel le cisaillement a lieu est donc très fine  $h \sim v_s/f \sim 0.25 \text{ cm}$ . Dans une approche simpliste du phénomène, l'onde sonore pourrait être simplement produite par le mouvement vibratoire de la surface libre, comme un haut parleur produit du son [139, 147]. En effet, si l'on suppose que tous les grains ont un mouvement similaire, la surface vibre à la fréquence  $f$ , qui est de l'ordre de 100  $Hz$ , ce qui correspond à 10% près à la fréquence mesurée sur le terrain. Cette analyse dimensionnelle fonctionne également pour d'autres dunes chantantes (voir Tab. 8.1) dont l'on peut trouver les caractéristiques dans la littérature [?]. L'idée que l'onde sonore produite dans l'avalanche est amplifiée puisque les grains ont un mouvement synchrone cadencé à la bonne fréquence, qui est celle des chocs entre grains, semble alors attrayante. Evidemment, il n'est pas question d'imaginer que tous les grains sont dans une phase cristallisée et bougent tous ensemble<sup>3</sup>. Mais il suffit peut être d'une faible proportion de cohérence entre les mouvements des grains pour obtenir une puissance sonore suffisante.

### 8.3.3 Estimation de la puissance sonore émise par une couche de grain en mouvement synchrone.

Pour tester l'hypothèse précédente, il suffit de relier la puissance de l'onde sonore émise avec le déplacement de la surface. La pression au niveau de cette membrane est reliée à la vitesse verticale de celle ci, par l'impédance acoustique  $Z = \rho c_s$

$$p(\vec{r}, t) = Zv(\vec{r}, t) = \rho_{air} c_{air} v(\vec{r}, t). \quad (8.3)$$

En supposant que les grains passent les uns sur les autres, la surface libre oscille dans le temps à la fréquence  $f_0$  et on peut relier l'amplitude à une hauteur ou encore à un nombre de grains en mouvement synchronisé. Dans ce cas, la vitesse verticale de la surface peut s'écrire :

$$v_s = \delta d N_h f_0 \simeq \nu \delta \sqrt{g d} N_h, \quad (8.4)$$

$\delta d$  étant l'amplitude verticale d'évolution d'un grain lorsqu'il passe au dessus de son voisin (voir Fig. 8.7), et  $N_h$  étant le nombre de grains synchrones participant à ce mouvement

3. Dans des expériences en 2d, [150] on observe une cristallisation et par la suite un mouvement de type haut parleur pour la surface libre.



perpendiculaire à la face d'avalanche. L'onde sonore produite se propage alors dans l'air et

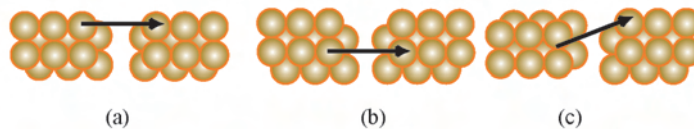


FIG. 8.7 – Différents mouvements possibles d'une couche de grain sur une couche similaire dans le cas idéal d'une structure cristalline (vue de dessus). Suivant les trajets, l'élévation maximale est différente. Elle est maximale pour le cas (a) et minimale pour le cas (b).  $\delta$  varie entre  $\delta_a \sim 0.134$  et  $\delta_b \sim 0.03$ .

également dans le sol par le biais des chocs. L'intensité sonore perçue dans l'air est définie classiquement par :

$$I_{db} = 20 \log \left( \frac{p(\vec{r})_{rms}}{p^0} \right), \quad (8.5)$$

ce qui en utilisant l'expression de la pression à la surface de la membrane, s'écrit :

$$I_{db} = 20 \log \left( \frac{a \delta \sqrt{g d} N_h Z}{p^0} \right) \quad (8.6)$$

coefficient de cisaillement	$\nu$	0.4
coefficient d'élévation	$\delta$	0.03 - 0.134
gravité	$g$	$9.81 \text{ m.s}^{-1}$
diamètre moyen des grains	$d$	$160 \mu\text{m}$
densité de l'air	$\rho_{air}$	$1.29 \text{ kg.m}^{-3}$
densité du quartz	$\rho_s$	$2500 \text{ kg.m}^{-3}$
célérité du son dans l'air	$c_{air}$	$340 \text{ m.s}^{-1}$
pression de référence	$p^0$	$2.10^{-5} \text{ Pa}$
Intensité à la surface	$I_{db}$	$\sim 110 \text{ db}$

Néanmoins, il faut prendre garde que cette intensité est celle produite par l'onde sonore au niveau de la surface de la source. Il faut donc comparer cette grandeur avec une mesure de l'intensité sonore au voisinage de la source. Une estimation grossière donne pour puissance le seuil de la douleur chez l'homme, situant l'intensité sonore aux alentours de 120 décibels. A l'aide d'un sonomètre, qui mesure la puissance sonore directement en  $dB$ , il est possible de confirmer cet ordre de grandeur et pour la plupart des avalanches, on obtient plutôt une puissance en surface maximale de l'ordre de 110 décibels. Reste à exprimer le facteur  $\delta$ . En considérant des arrangements cristallins, il est possible d'estimer la valeur de  $\delta$ . En particulier, pour une situation quasi-2D comme celle décrite sur la figure Fig. 8.7 on trouve avec des grains qui restent au contact constamment :  $\delta = 1 - \sqrt{3}/2 \simeq 0.134$ . Pour des situations 3d, il est possible d'obtenir des déplacements de couche de grain sur une autre couche avec des dénivelés plus faibles. Ainsi, dans le cas où les couches sont légèrement décalées (c'est à dire structure de type *CFC*) on trouve  $\delta_{cfc} \sim 0.03$ . Cette estimation de  $\delta$  n'a pas pour prétention d'être exacte, puisqu'il va de soi que le mouvement des grains dans l'avalanche n'a pas de raison d'être cristallin. Cependant, il est raisonnable de penser que ce type de calcul donne le bon ordre de grandeur de  $\delta$ . Il est maintenant possible d'estimer le nombre de grains nécessaires pour atteindre les puissances sonores observées, par

TAB. 8.2 – Paramètres physique du problème.

Reste à exprimer le facteur  $\delta$ . En considérant des arrangements cristallins, il est possible d'estimer la valeur de  $\delta$ . En particulier, pour une situation quasi-2D comme celle décrite sur la figure Fig. 8.7 on trouve avec des grains qui restent au contact constamment :  $\delta = 1 - \sqrt{3}/2 \simeq 0.134$ . Pour des situations 3d, il est possible d'obtenir des déplacements de couche de grain sur une autre couche avec des dénivelés plus faibles. Ainsi, dans le cas où les couches sont légèrement décalées (c'est à dire structure de type *CFC*) on trouve  $\delta_{cfc} \sim 0.03$ . Cette estimation de  $\delta$  n'a pas pour prétention d'être exacte, puisqu'il va de soi que le mouvement des grains dans l'avalanche n'a pas de raison d'être cristallin. Cependant, il est raisonnable de penser que ce type de calcul donne le bon ordre de grandeur de  $\delta$ . Il est maintenant possible d'estimer le nombre de grains nécessaires pour atteindre les puissances sonores observées, par

$$N_h = \frac{1}{\nu \delta \sqrt{g d} \rho_{air} c_{air}} p^0 . 10^{I_{db}/20}. \quad (8.7)$$

En utilisant les grandeurs typiques, rappelées dans la Tab. 8.2, le nombre de grains participant au mouvement est de l'ordre de  $N_h \sim 7$  grains pour le cas où  $\delta$  est maximal (cas (a) de la Fig. 8.7) et  $N_h \sim 30$  grains, pour le cas où l'élévation est minimale (cas (b) de Fig. 8.7). Il faut comparer ce nombre de grains, au nombre de grains total dans la hauteur, c'est à dire environ  $N_{tot} \sim 625$  grains pour une épaisseur de 10 cm. Ainsi, le calcul précédent montre qu'il n'est pas nécessaire d'avoir un mouvement cristallin sur toute la hauteur, mais qu'une partie des grains, de l'ordre de 5–10%, qui se déplaceraient en phase, suffirait à émettre un son de la bonne fréquence et d'une intensité élevée. Il est difficile d'imaginer que des structures si cristallines se forment dans la couche qui coule cependant, il est parfaitement envisageable d'avoir des mouvements collectifs de grains qui impliquent une élévation moyenne de la surface d'un facteur du même ordre de grandeur que  $\delta$ . Par exemple, il est envisageable d'imaginer que seule une portion participe effectivement à l'élévation de la surface. Ce que nous venons de montrer c'est que même si ce nombre de grain est faible, l'intensité sonore peut être conséquente. C'est d'ailleurs ce que l'on attend puisque la hauteur cisailée est faible. Avec une vitesse en surface de 25 cm/s et une fréquence de 110 Hz, la hauteur cisailée et donc qui produit un mouvement de type haut parleur à la fréquence de 110 Hz est seulement de l'ordre de 2.3 mm soit de l'ordre de 15 grains. Reste à comprendre pourquoi tous ces grains bougeraient ensemble de manière synchrone?

### 8.3.4 Résonance dans l'épaisseur qui coule?

Une solution pour avoir une synchronisation du mouvement dans l'épaisseur est d'imaginer qu'il y a résonance de l'onde sonore dans l'épaisseur qui coule [153]. En effet, dans cette couche, il y a une onde sonore qui se propage dans un milieu effectif composé de grains et d'air. Si celle ci entre en résonance, il est possible d'imaginer qu'elle force alors le mouvement des grains et qu'il s'agit donc d'un mécanisme d'auto-accordage : le mouvement des grains produit du son qui en retour synchronise le mouvement des grains. Evidemment, la force d'une onde sonore sur les grains est négligeable devant la gravité mais, il est possible d'envisager une synchronisation avec un couplage très faible. La condition de résonance d'une onde confinée entre un bord rigide (le fond de l'avalanche) et un bord libre (la surface de l'avalanche) est donnée par  $h \geq \frac{\lambda}{4}$ , puisqu'il faut au moins avoir une épaisseur qui coule de cette hauteur. Ainsi, avec cette idée de résonance dans l'épaisseur, on obtient l'existence d'un seuil en hauteur qui coule.

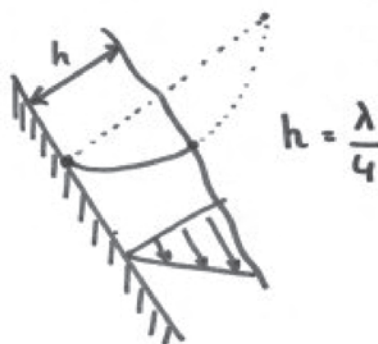


FIG. 8.8 – Idée de la résonance dans l'épaisseur. L'onde sonore produite par l'équivalent d'une membrane de haut parleur, qui se soulèverait et s'abaisserait périodiquement, est en accord avec le mouvement des grains s'effectuant dans la hauteur  $h_a$ , si la condition de résonance avec surface libre est vérifiée :  $h_a \sim \lambda/4$ .

$$H \geq \frac{c_s}{4f_0} \quad (8.8)$$

en utilisant le fait que le mouvement des grains relie la hauteur qui coule,  $h$ , la fréquence et la vitesse des grains, on peut exprimer cette condition en terme de vitesse :

$$v_s \geq \frac{c_s}{4}, \quad (8.9)$$

ce qui nous donne également un seuil en vitesse de propagation des grains. Ce seuil est cohérent avec les expériences de poussées de sable, qui montrent qu'en dessous d'une certaine vitesse aucun son n'est produit. Il est possible de regarder ces seuils en hauteur et en vitesse de manière précise sur le terrain. L'expérience in situ est quelque peu modifiée : l'avalanche est canalisée entre deux planches de bois et des feuilles de thé sont déposés à la surface pour obtenir une estimation de la vitesse en surface. Enfin, une planche perpendiculaire au canal le sépare en deux parties égales de 3 m de long. Seule la partie amont du canal est remplie de sable, ce qui permet de fixer la hauteur de sable qui va couler, lorsque la plaque de sas est retirée.

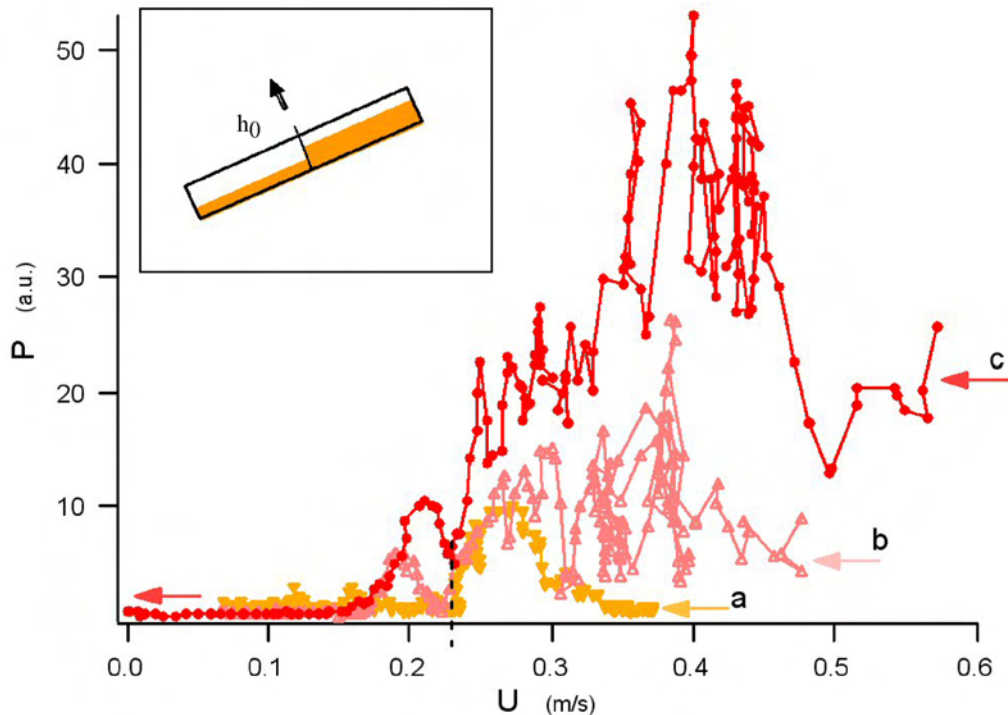


FIG. 8.9 – *Expérience in situ*. L'amplitude sonore et la vitesse de la surface des avalanches en canal sont enregistrées pour trois dénivelés différents. (a)  $h_0 = 5$  cm, (b)  $h_0 = 6.5$  cm et (c)  $h_0 = 10$  cm. Pour chaque enregistrement, le seuil en vitesse est facilement détectable, puisque l'avalanche ralentit dans le temps. Dans ces trois expériences, le son disparaît lorsque la vitesse en surface est inférieure à 23 cm/s. La production du son en dessous de ce seuil pour l'expérience (c) provient en fait d'une seconde émission sonore en amont du canal.

Ces mesures expérimentales donnent donc un seuil en vitesse de 23 cm/s. En utilisant la condition résonnante précédente, nous déduisons alors un seuil en hauteur de l'ordre de seulement 2 mm, soit  $N_h \simeq 13$  grains de sable. Ce seuil est donc parfaitement compatible avec le calcul d'ordre de grandeur de puissance précédent. Evidemment le son continue

à se produire même pour des épaisseurs de coulée plus importantes, ce qui signifie que la couche en résonance est la seule à produire du son, et que le reste de la couche en mouvement ne participe pas directement à l'émission sonore. De plus, la vitesse du son dans ce milieu effectif mobile, peut être estimée, toujours à partir de cette condition de résonance. On obtient alors  $c_s \simeq 0.92 \text{ m/s}$ . Que penser d'une telle valeur de la vitesse pour une onde sonore dans un milieu hétérogène et désordonné? Classiquement, la vitesse du son dans un milieu diphasique, comme une mousse par exemple, est construite à partir des propriétés mécaniques limitantes. Plus clairement, il suffit de considérer que la pression est communiquée principalement par la phase la moins rigide alors que les effets inertiels sont dominés par la phase la plus lourde. On construit alors une vitesse du son effective :

$$c_s \simeq \sqrt{\frac{1}{\bar{\rho}\bar{\chi}}} \simeq c_{air} \sqrt{\frac{\rho_{air}}{\bar{\rho}}} \quad (8.10)$$

Comme la vitesse du son dans l'air est de l'ordre de  $340 \text{ m.s}^{-1}$  la vitesse du son dans le sable, dans le cadre de ce modèle, est de l'ordre de  $c_s \sim 10 \text{ m.s}^{-1}$ . Cette valeur de la vitesse du son est extrêmement basse par rapport aux vitesses du son usuelles. Cependant, elle reste un ordre de grandeur supérieur à la vitesse du son  $c_s$  estimée à partir de la condition de résonance. De plus, les rares mesures de vitesse du son dans un milieu granulaire font état de vitesses de l'ordre de  $40 - 70 \text{ m/s}$ . Cette différence peut provenir soit de l'état de surface particulier des grains, soit du fait que les grains sont en mouvement. Dans ce cas, le son, qui est principalement transmis via les contacts entre grains, est considérablement ralenti car les contacts changent tout le temps, contrairement à un cas statique. L'idée du mouvement synchrone des grains et de la résonance dans l'épaisseur semble donc, malgré sa simplicité et cette valeur très surprenante de la vitesse du son, être compatible avec la production de son par une avalanche. Un moyen de s'en assurer, c'est de reproduire ce son en laboratoire pour pouvoir notamment changer le cisaillement dans la couche qui coule, c'est à dire la fréquence de collision des grains et étudier comment la fréquence du son émis varie.

## 8.4 Approche en laboratoire

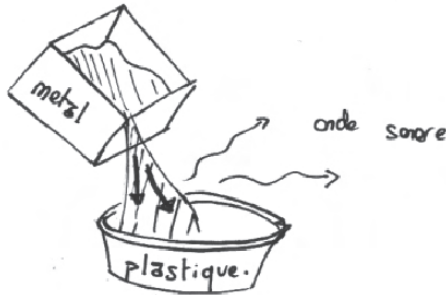


FIG. 8.10 – Reproduire du son en laboratoire : l'expérience du lâcher de sable. En versant rapidement du sable dans un récipient, un son aiguë se fait entendre. Il semble apparaître quelques instants lorsque le sable coule sur le tas déjà formé au fond du récipient.

Certains auteurs [154, 155] ont observés des propriétés sonores avec du "silica gel". Ceci empêche les grains d'être dépendants de la cohésion due à l'humidité. Comme conséquence directe de l'utilisation intensive des grains il y a la destruction de cet état de surface et "donc" la perte des capacités sonores. Dans le même sens, lorsqu'on chauffe du sable usé, qui est donc vulnérable à l'humidité, il retrouve ses propriétés sonores l'espace d'un instant, simplement parce qu'il a été séché et est ainsi devenu moins cohésif. Autrement dit la nature des grains de sable est visiblement importante. Pour preuve, les billes de verres standard que l'on utilise dans la plupart des expériences de granulaire ne produisent pas le

Une méthode facile pour faire chanter du sable sonore c'est d'effectuer un lâché de sable, comme indiqué sur la Fig. 8.10. Cette méthode donne un "couinement plaintif" caractéristique qui ressemble beaucoup au son produit lorsque l'on passe la main rapidement dans le sable au pied de la dune. Cependant nous avons constaté qu'avec le temps et les expériences, les qualités sonores du sable se détériorent : un vieux sable chante moins bien qu'un sable neuf ! Cette usure doit avoir un lien avec l'état de surface des grains chantants. Cet état de surface semble être relié à la capacité qu'ont les grains d'absorber l'eau environnante et d'avoir sur leur surface un gel de silice, adsorbant des molécules d'eau. En effet certains

(a) palette pour pousser le sable



(b) vue de dessus du montage



FIG. 8.11 – Le manège enchanté. Une structure annulaire (b) est remplie de sable "chantant" directement ramené de la mega-barchane de Foug Agoutir. Un moteur permet ensuite de faire tourner un "poussoir" (a) qui déplace une certaine quantité de sable selon son degré d'enfoncement dans le sable, à une vitesse donnée. L'ensemble du sable est préparé en déplaçant une palette dont la forme est le complémentaire du "poussoir", les expériences sont alors parfaitement reproductibles.

moindre son. Toujours est il, qu'il est légitime de penser que même si l'état de surface joue un rôle dans les propriétés sonores, le mécanisme producteur de son demeure très général. Après de nombreux prototypes expérimentaux, nous avons finalement convergé vers une expérience : le "manège enchanté", qui est capable, moyennant l'utilisation du sable marocain, de reproduire le chant des dunes en laboratoire! (voir Fig. 8.11). L'intérêt d'une telle expérience est de pouvoir contrôler d'une part, le cisaillement dans la couche qui coule et d'autre part, la quantité de sable en mouvement.

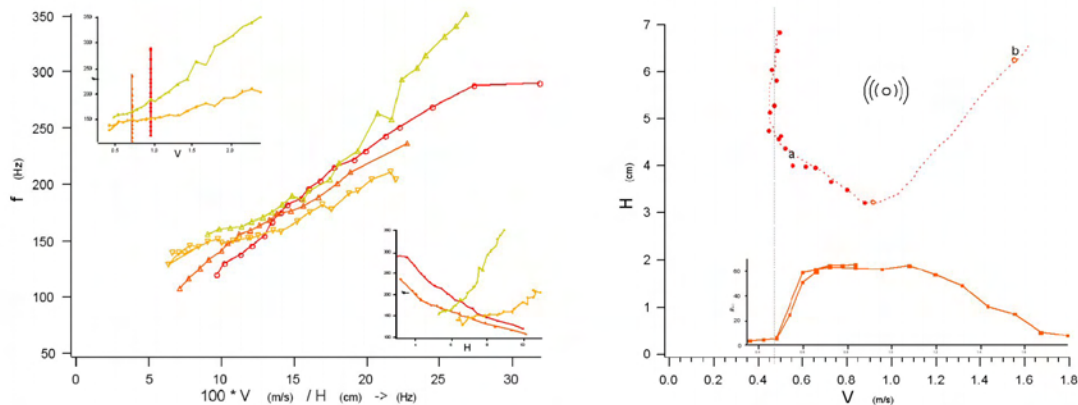


FIG. 8.12 – Résultats expérimentaux. (a) Quatre séries de mesures ont été conduites. Deux en maintenant la profondeur de poussée constante, et deux en maintenant la vitesse de rotation constante. Ces expériences montrent qu'il y a un lien direct entre la fréquence sonore et le cisaillement imposé. (b) Mise en évidence du seuil en hauteur et en vitesse, à partir des expériences précédentes. Un seuil en vitesse de  $0.47\text{m/s}$  est mis en évidence.

On retrouve alors les mêmes conclusions que lors des expériences de poussées de sable à la main, réalisées in situ : plus la masse de sable est importante, plus le son est fort et plus le cisaillement est grand, plus la fréquence est aiguë. Enfin, dans cette expérience nous observons l'existence d'un seuil en profondeur. Grâce à cette expérience, il est ainsi possible de mesurer précisément en laboratoire, le lien entre la hauteur de sable déplacée, la vitesse de l'écoulement et la fréquence du son. Les principaux résultats [153] sont représentés sur le graphique Fig. 8.12. La fréquence du son est directement reliée au taux de cisaillement dans la couche de sable en mouvement; toutes les expériences donnant des mesures qui se superposent sur une même droite. Ce premier point montre expérimentalement que la fréquence sonore émise varie comme  $\sqrt{g/d}$ , sauf que dans notre situation, la gravité est directement contrôlée par la rotation du moteur. Enfin, le seuil en vitesse est également obtenu dans cette expérience. Pour des vitesses de poussée inférieures à  $47\text{ cm/s}$ , aucun son n'est produit. Cette vitesse est deux fois plus grande que la vitesse seuil obtenue sur le terrain. Cette différence peut s'expliquer, si l'on considère que, dans le cas de l'expérience, la couche résonnante n'est pas nécessairement en surface mais, à l'intérieur du tas en mouvement. Dans ce cas, la condition de résonance est  $h \geq \lambda/2$  et l'on retrouve une vitesse seuil compatible avec l'expérience. Ceci étant, la vitesse des ondes sonores dans le milieu effectif {sable + air} en mouvement reste de l'ordre de  $1\text{ m/s}$ , ce qui est très surprenant.

En définitif, l'approche de la couche cisailée résonnante présente l'avantage d'expliquer l'existence d'un seuil en vitesse et en hauteur, tout en permettant de retrouver les ordres de

grandeur de la fréquence émise et de l'amplitude sonore in situ. L'expérience du manège enchanté confirme, de plus, tous les résultats de cette étude (seuil en vitesse pour la production de son et fréquence donnée par le mouvement des grains). La question essentielle qui demeure est donc de comprendre la nature exacte du milieu effectif dans la couche résonnante, en espérant comprendre la raison physique d'une vitesse du son si basse.

## **8.5 Fin de l'interlude**

En résumé le chant des dunes, est un phénomène particulièrement intrigant qui a tenu éveillée notre curiosité scientifique trois ans durant, en marge de nos activités sur les bar-chanes. Nous avons ainsi découvert un domaine de recherche particulièrement captivant (la propagation d'ondes sonores dans les milieux hétérogènes) et d'autres expériences restent encore à faire pour tenter de comprendre l'existence d'une vitesse du son si basse dans le milieu granulaire en mouvement. En particulier, il serait intéressant de mesurer directement la vitesse du son à travers une avalanche de sable. Cette information, essentielle pour notre étude, permettrait d'accéder à des vitesses de son dynamique où les effets des grains en mouvement compensent peut être la complexité de la transmission des contraintes à travers les chaînes de force.

## Conclusions et perspectives

Avec ces expériences, ces analyses numériques et les quelques séjours de découverte des barchanes du sud Marocain, ces trois années de Doctorat dans l'équipe "turbulence et croissance de formes" m'ont finalement permis de répondre avec succès à notre objectif principal : réaliser et étudier des barchanes en laboratoire en condition contrôlée. En effet, les limitations intrinsèques des études de terrain ne permettent pas d'analyser convenablement les relations entre la morphologie et la dynamique des barchanes et les propriétés du vent. Dès lors Le premier aboutissement de cette thèse est la comparaison quantitative entre les barchanes éoliennes et les barchanes aquatiques. Ces dernières, même si elles sont plus de 1000 fois plus petites que les barchanes éoliennes, présentent en effet les mêmes caractéristiques morphologiques et dynamiques que les dunes éoliennes. Les expériences que nous avons mis en place pour réaliser ces comparaisons ont de plus montré qu'il était possible de faire un lien formel entre les situations éoliennes et sous-marines, en considérant, non pas les trajectoires et le mouvement des grains de sable, mais simplement l'observable macroscopique qui intervient dans la relation entre le vent et la dune : le flux de sable. En effet, certaines analyses théoriques indiquaient l'existence d'une longueur caractéristique  $l_s$  décrivant la distance typique sur laquelle le flux de sable réagit à un changement topographique. Cette longueur, bien plus petite sous l'eau que dans l'air, permet effectivement d'effectuer la remise à l'échelle. Enfin, cette remise à l'échelle montre que l'important n'est pas la nature du transport (mouvement individuel de grains) mais seulement l'existence d'un retard entre le flux de sable et le relief.

Au delà de cette vérification essentielle, les premières expériences de formation de barchanes sous marines permettent d'observer ce qui ne l'a jamais été dans la réalité désertique : la formation des barchanes et leur dynamique. En effet, les observations de terrains souffrent, outre les difficultés expérimentales naturelles, d'être des mesures en général très espacées dans le temps : l'information sur la dynamique des dunes est perdue. Dans toutes nos expériences de laboratoires, nous avons été en mesure, au contraire, d'observer dynamiquement l'évolution et la création des barchanes dans différentes configurations. Les étapes essentielles de la transformation d'un cône en une barchane permettent ainsi de mettre en évidence l'interaction écoulement/structure et la dynamique d'évolution : détachement de couche limite, création d'une cellule de recirculation, adaptation de la forme et propagation de la barchane ainsi formée. Surtout, nous avons montré que quelque soit la forme initiale du lit de sable ou du tas de sable, des barchanes finissent toujours par apparaître. La forme barchanique apparaît ainsi expérimentalement comme étant le "maillon élémentaire" des formes dunaires qui se développent sous un vent unidirectionnel. Le rôle majeur donné à l'étude des barchanes en raison de leurs simplicité morphologique se trouve être effectivement mérité.

Les études numériques ont de leur côté apportées des informations cruciales sur l'ori-



gine et l'existence de cette forme si caractéristique. En effet, les analyses théorique 2*d* permettent une compréhension convenable des mécanismes d'instabilités sur un sol plat, et à partir de ceux ci nous avons construit une description des barchanes 3*d*. Cette démarche, nous a alors permis de répondre à une question d'apparence simple et que nous nous étions posé au début de cette thèse : pourquoi les barchanes prennent une forme en croissant, et comment sont elles capables de la garder ! De manière très générale, la formation des barchanes est le résultat d'une compétition entre l'harmonisation de la vitesse de déplacement locale de la dune sur toute sa surface et la re-répartition du sable incident vers les cornes par cette même forme. Autrement dit, la forme de la barchane est parfaitement adaptée à une condition d'apport de sable constant, les formes d'équilibre des barchanes étant capable de dévier le sable incident vers les cornes et de ce fait ne pas accumuler de sable.

Dans le cas où le flux incident n'est pas accordé avec le flux de sortie des barchanes, aucune forme d'équilibre n'est atteinte mais, néanmoins, les mécanisme précédent demeurent et une forme en croissant apparaît. Seulement, dans ce cas, elle n'est pas stationnaire, et croît ou décroît avec le temps, selon le flux d'entrée. Mais ces situations instationnaires peuvent se révéler passionnantes. Nous avons par exemple proposé que les barchanes puissent apparaître dans les déserts à partir de dômes de sable. En effet, nous avons montré l'existence de solutions particulières, ressemblant aux barchanes mais ne présentant pas de face d'avalanche. Un changement de flux de sable peut ainsi faire transiter une solution dôme vers une solution dune (et réciproquement). De même des amas de sable trop important peuvent en étant déstabilisé par l'écoulement (décollement de couche limite et formation d'une face d'avalanche) être la source de nombreuses barchanes, même si celles ci ne sont pas initialement dans des conditions d'équilibre. La question de l'origine des barchanes trouvent donc des éléments de réponse déterminants, et de plus montre que les barchanes peuvent apparaître directement dans des conditions hors équilibre.

L'équilibre entre le flux entrant et le flux sortant est cependant particulièrement important pour comprendre la dynamique des barchanes à temps long et pour relier nos observations théoriques et expérimentales aux situations concrètes dans les déserts. Nous avons montré, en effet, sur des bases très générales, que les barchanes individuelles ne pouvaient pas être stable vis à vis des perturbations du flux de sable incident ! Cette "découverte" permet ainsi de se "libérer" de la vision habituelle de l'objet barchane : une dune qui se déplace sans changer de forme, à la manière d'un soliton de matière. Au contraire, les barchanes réelles n'ont pas la capacité en changeant de forme d'adapter leurs pertes de sable à une variation du flux de sable entrant. En d'autres termes, des formes d'équilibre existent, mais celles ci sont instables. Dès lors, il est très surprenant que les barchanes puissent "survivre" à temps long dans la nature et se réunir dans des structures plus importantes : les corridors de barchanes.

Comprendre ce paradoxe a fait l'objet des trois derniers chapitres. Nous avons alors montré comment les interactions entre barchanes dans un corridor de dune ou encore les effets des retournements de vents avaient une influence de premier plan sur le bilan de matière d'une barchane quelconque et donc par la suite sur évolution à long terme. Ce fut l'occasion de réaliser les premières expériences de collisions de dunes et de découvrir les mécanismes surprenant d'interactions entre deux barchans grâce à notre expérience de laboratoire. Lors d'une collision, deux dunes de tailles différentes, et donc de vitesse différentes, ne se mélangent pas simplement en une dune plus large, comme nous aurions pu

l'imaginer. Au contraire, nous avons observé d'une part une interaction forte et à distance à cause du sillage de la barchane amont qui, en déstabilisant la barchane cible, provoquait une perte de matière importante pour la dune cible. Mais le plus intéressant, c'est que cette perte de matière se fait le plus souvent sous forme de plusieurs barchanes de petites tailles. Ce n'est qu'ensuite que la barchane incidente se mélange à la barchane cible. Nous avons ainsi mis en évidence un mécanisme général d'émission/absorption!

Nous avons alors montré que si ces collisions sont capables d'harmoniser les masses des dunes cibles et incidentes, alors les collisions de dunes ont un effet stabilisant sur l'ensemble du corridor et par la suite peuvent participer à l'explication de leurs existence et de leur maintien sur le long terme. De la même manière, les études expérimentales et numériques de la réponse d'une barchane à un changement de direction du vent génèrent des mécanismes régulateurs de la taille des barchanes. En situation de sur-alimentation, les tempêtes pourraient également participer à rééquilibrer le bilan de matière de chaque dune, de sorte que les barchanes dans un corridor conserveraient en moyenne une taille définie plutôt que de grossir indéfiniment. En terme de prospectives, ces résultats invitent maintenant à se pencher sur la détermination précise des fonctions de réponses des barchanes, et notamment à prendre en compte directement leurs évolutions hors équilibre, et les situations complexes comme les collisions et les échanges de matière, pour proposer une modélisation correcte des champs de barchanes. L'utilisation de l'expérience "aquarium" pourrait alors être un bon moyen de valider ces modélisations.

Enfin, ces études ont permis de comparer directement les résultats du modèle  $C_{\xi}^c$  et de l'expérience Aquarium. D'abord d'un point de vue qualitatif (similitude des morphologies, des régimes transitoires et des dynamiques) puis également quantitativement. Les expériences de terrains, le modèle  $C_{\xi}^c$  et les expériences sous l'eau se comparent ainsi tout à fait correctement. De plus, dans la suite du manuscrit, d'autres points communs de nature non triviale sont apparus. En particulier, dans le cas des collisions de barchanes et des retournements de vents, les mécanismes mis en jeu sont qualitativement les mêmes. Pour les collisions, un mécanisme de type absorption/emission remplace la barchane impactante par une nouvelle barchane (ou plusieurs!) formées quasi exclusivement de grains de la dune cible. En ce qui concerne les retournements de vents, les mécanismes d'adaptations sont également identiques: séparation d'une corne, retournement de la face d'avalanche ou encore échanges des rôles entre cornes et pieds sont vérifiées dans les deux cas. Ces ressemblances sont d'autant plus surprenantes que dans le cadre du modèle  $C_{\xi}^c$ , la cellule de recirculation n'est pas prise en compte de manière très rigoureuse, alors que comme nous l'avons montré elle est censée jouer un rôle particulièrement important pour les collisions. Ceci tend à montrer que le simple fait de définir une zone de recirculation, permet de reproduire correctement les effets de sillages en aval de la barchane, du moins qualitativement. Par contre, nombre d'instabilités secondaire ne peuvent pas espérer être comprise sans la construction rigoureuse d'une cellule de recirculation tridimensionnelle et de son écoulement interne. Ce type de modélisation demandera des efforts sérieux pour arriver à obtenir une solution utilisable en pratique.

D'une manière plus générale l'étude des barchanes nous a permis de comprendre que la morphologie en croissant est l'une des formes les plus courantes lorsque l'on s'intéresse à l'évolution d'une zone faiblement sablonneuse soumise à l'écoulement d'un fluide unidirectionnel. En effet, contrairement aux situations riches en sable où le motif élémentaire est la ride, là c'est la barchane qui constitue ce maillon élémentaire. Bien entendu, dans tous les cas, les mécanismes que nous avons explicités pour la formation de cette forme reste valable, la vitesse est toujours d'autant plus grande que la partie du relief considérée est petite et, de ce fait, n'importe quelle forme de tas de sable adopte une forme en croissant : ses bords vont toujours plus vite que le reste de la structure. La structure de type barchane n'est pas réellement un attracteur puisqu'elle n'est pas une structure stable sur le long terme, mais nous pouvons la penser comme représentative d'une famille de morphologies qui elle est attractive, notamment parce que cette forme est cohérente dans son rapport avec le flux de sable qui la contraint. Cette forme est uniquement attractive à court terme et elle demeure instable à long terme. En effet il est rare que cette structure en croissant soit effectivement stabilisée par un flux latéral qui harmonise les vitesses et en même temps équilibre son bilan de matière. Nous pouvons alors en conclure que les fluctuations d'intensité du flux dans une région donnée perturbent suffisamment les barchanes pour que celles-ci ne soient jamais à l'équilibre d'une part et que, d'autre part, leurs formes gardent la trace de ces variations des vents sur une échelle de temps grande devant le temps caractéristique de propagation des barchanes.

A partir des conclusions que nous avons dégagé, ici sur les barchanes, nous pensons qu'il



FIG. 8.13 — Méga barchane présentant des barchanes de plus petites tailles sur son dos. Ceci illustre parfaitement le comportement ambivalent des structures barchaniques : instables sur le long terme, car à cause des fluctuations de flux et de vent, le dos de cette très grande dune s'est déstabilisé, mais également "attractive" à court terme, puisque ce sont effectivement des petites barchanes qui se forment sur le dos.

est possible, maintenant, d'étudier des situations plus complexes, mais aussi plus riches d'informations. Ainsi, une approche similaire pour analyser et étudier les dunes étoilées doit être réalisable. Nous pensons en effet, qu'il est possible en jouant sur les changements de direction de vent de passer d'une dune barchanes à une dune longitudinale voir à une dune étoilée, selon les mécanismes proposés par Bagnold [10]. De plus, nous pensons, que même les situations multi-échelle (voir Fig. 8.13), que ce soit dans l'eau, dans l'air ou encore sur Mars peuvent également être comprise et décrite comme un prolongement de notre

*étude, en insistant en particulier sur la sensibilité de la morphologie et de la dynamique des barchanes aux conditions de vent. En particulier, nous pensons que les fluctuations de la force du vent sont la cause de la formation de certaines "instabilités secondaires" observées sur les grandes barchanes (voir Fig. 8.13). En effet, que ce soit dans l'expérience aquarium ou dans des expériences préliminaires en cellule de Hele et Shaw, l'arrêt et la reprise de l'écoulement provoque, sur une grande dune, l'apparition de nouvelles petites dunes : Les changements des conditions extérieures forcent la nucléation de barchanes à temps court. La morphologie des dunes, sur ses différentes échelles, apporte alors une information très complète sur l'histoire des vents.*



## Annexes ...



Le visage du désert

---

S. Douady



# A Le mouvement des grains, l'écoulement et le mouvement de la plaque dans l'expérience aquarium

## A.1 Analyse du principe expérimental

Contrairement à une étude classique qui se ferait en courant continu [42], ici, l'écoulement engendré par le mouvement de la plaque est instationnaire. Pour une expérience à l'échelle du laboratoire c'est une très bonne façon de facilement dépasser la vitesse seuil de mise en mouvement des grains. Pour s'en convaincre, considérons un canal de largeur  $W$ , avec une hauteur d'écoulement  $H$  et une vitesse moyenne de l'écoulement turbulent  $V$ . Le seuil de mise en mouvement des grains sous un écoulement turbulent continu est régi par le nombre de Shields critique, qui dans l'eau est de l'ordre de  $\Theta_c \simeq 0.1$  [11]. Le taux de cisaillement nécessaire pour mettre en mouvement les grains est donné par :

$$\tau_c = \Theta_c \Delta \rho g d \quad (\text{A.1})$$

dans le cas d'un écoulement turbulent,  $\tau_c = \rho_f u_*^2$ , d'où la vitesse critique de mise en mouvement des grains :

$$u_{*c} = \sqrt{0.1 \frac{\Delta \rho g d}{\rho_f}} = 1.5 \text{ cm.s}^{-1} \quad (\text{A.2})$$

avec des grains de  $150 \mu\text{m}$ . Ce calcul est en bon accord avec les données expérimentales [11] où  $u_{*c} \simeq 1.2 \text{ cm/s}$  pour  $d \simeq 125 \mu\text{m}$ . Il est donc apparemment très facile de mettre en mouvement des grains sous l'eau. Cependant, d'un point de vue pratique il faut considérer le débit que cela représente. Pour un écoulement turbulent, se développant sur une hauteur  $H$ , celui ci peut s'exprimer comme [11] :

$$Q = WH\bar{V} = WH(5.75 \log(u_* H/\nu) + 3.25)u_* \quad (\text{A.3})$$

Pour une largeur de  $10 \text{ cm}$  et une hauteur de  $10 \text{ cm}$ , le débit nécessaire pour mettre les grains en mouvement est de l'ordre de  $Q_c \simeq 3.2 \text{ l/s}$ ! Ce débit est déjà important et pourtant, il ne s'agit que du débit seuil. Pour travailler loin du seuil et s'assurer ainsi que la longueur  $l_{drag}$  est constante, une vitesse moyenne de l'ordre de  $10 \text{ cm/s}$  est un minimum ce qui revient à un débit de  $10 \text{ l/s}$ . Atteindre de tels débits est possible mais à l'aide de systèmes sophistiqués et non pas directement avec une pompe standard qui délivre communément une cinquantaine de litre par minutes, soit environ  $1 \text{ l/s}$ .

Dans le cas de l'expérience "aquarium", l'accélération initiale du chariot permet d'éviter cette difficulté. En effet, il n'est pas nécessaire de déplacer tout le fluide, mais seulement



une plaque, relativement légère (de l'ordre de 1  $kg$ ), ce qui est un "jeu d'enfant" pour un moteur de puissance standard. De plus, le fait de donner une accélération à la plaque, facilite aussi la mise en mouvement des grains : c'est la plaque qui entraîne les grains, ces derniers étant freinés par l'eau. Il est possible d'obtenir le taux de cisaillement en étudiant le cas "classique" d'une plaque plane infinie qui accélère continuellement dans un fluide [82]. La vitesse du chariot est donnée par  $V(t) = \gamma t$ , où  $\gamma$  représente l'accélération du chariot. Au voisinage de la plaque, dans la sous couche laminaire, l'équation de Navier Stokes s'écrit en négligeant le terme de pression et le terme inertiel :

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{\partial V_c}{\partial t}. \quad (\text{A.4})$$

Si on note  $\eta = \frac{z}{2\sqrt{\nu t}}$ , la solution proposée par Blasius [156] s'écrit sous la forme suivante :

$$u(z,t) = V_c(t) \left( 1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \eta \exp^{-\eta^2} - (1 + 2\eta^2) \operatorname{erfc}(\eta) \right) \quad (\text{A.5})$$

Le taux de cisaillement au niveau de la paroi est alors :

$$\tau_{(z=0,t)} = \mu \gamma \sqrt{\frac{t}{\pi \nu}} \quad (\text{A.6})$$

, d'où l'on déduit l'accélération nécessaire pour mettre les grains en mouvement, c'est à dire pour que le nombre de Shields soit supérieur à 0.1, ce qui avec des billes de 150  $\mu m$  de densité 2.5 donne :

$$\gamma_c = \Theta_c \frac{\Delta \rho g d}{\rho_f} \sqrt{\frac{\pi}{\nu t}} \quad (\text{A.7})$$

Plus l'accélération initiale est grande, plus les grains sont mis en mouvement tôt lors de cette phase d'accélération. Compte tenu du fait que le plateau a une excursion finie, l'idéal est effectivement que les grains soient rapidement en mouvement. Pour avoir une mise en mouvement après environ 0.01  $s$ , il faut imposer  $\gamma \sim 4 \text{ m.s}^{-2}$ . Ainsi, avec une accélération de seulement un tiers de  $g$ , les grains sont mis en mouvement après seulement 10  $ms$ . Dans le cas du mouvement standard, l'accélération initiale est  $\gamma \simeq 2.2 \text{ m.s}^{-2}$ , les billes de verre commencent donc à bouger après environ 33  $ms$ , ce qui correspond à une vitesse de la plaque de l'ordre de 7  $cm/s$ . Cette technique de déplacement de chariot est donc particulièrement adaptée pour déplacer des billes de verre dans l'eau sans avoir à se soucier d'une quelconque limitation de débit. De plus nous allons pouvoir regarder l'influence des paramètres de contrôle du déplacement sur le mouvement des grains et sur la forme des structures dunaires aquatiques.

## A.2 Écoulement au voisinage de la plaque.

Dans le référentiel lié à la plaque, un grain ressent l'accélération de la plaque comme une force d'inertie d'entraînement, la force de frottement sur la plaque et une force de frottement exercée par le fluide. La force de frottement solide,  $f$ , lie le grain à la plaque et impose un seuil de mise en mouvement. Elle découle directement de la rugosité de la plaque. A partir du moment, où cette force est dépassée par les forces motrices, ce grain est entraîné dans le sens opposé au mouvement de la plaque, d'une part à cause de la force d'inertie d'entraînement et d'autre part à cause de la résistance du fluide. Par la suite, les grains se

déplacent essentiellement en roulant ou en "volant" au voisinage de la plaque.

En utilisant le développement de Blasius donnant l'évolution du profil des vitesses laminaires sur une plaque accélérée uniformément, il est possible de préciser l'évolution de cette couche limite (voir Fig. A.1). Initialement, la couche limite visqueuse est d'épaisseur très faible devant la taille du grain, et le grain ressent l'action du fluide sur toute sa surface. Cependant, la force du fluide est faible puisque le chariot a une vitesse nulle initialement. Comme la vitesse du fluide augmente, celui ci ressent une force de plus en plus grande, et il finit donc par se mettre en mouvement. La vitesse dans la couche limite augmente avec le temps, ainsi que le taux de cisaillement tant que la phase d'accélération perdure. Ceci tient au fait que la couche limite laminaire se développe en  $\sqrt{\nu t}$ , alors que la vitesse de la plaque augmente comme  $t$ . Le taux de cisaillement augmente alors comme  $\sqrt{t}$ . Ensuite, lorsque le chariot bouge à vitesse constante, le grain sent une force de moins en moins importante, puisque la couche limite continue à se développer, mais que la vitesse reste constante. Ceci montre bien le rôle très important de la phase d'accélération dans notre dispositif.

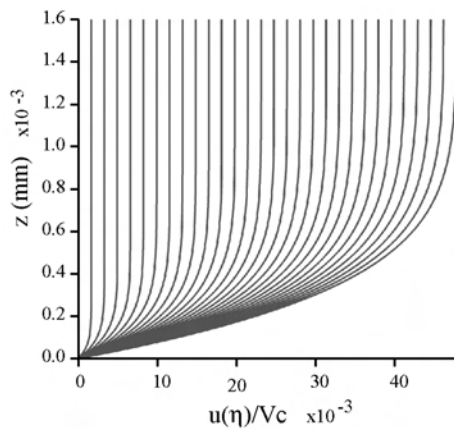


FIG. A.1 – Evolution du profil des vitesses dans la couche limite laminaire près de la plaque. L'intervalle de temps entre chaque profil est de 5 ms, la hauteur au dessus de la couche étant de 1.6 mm.

Enfin, la décélération survient. Alors, le grain ralentit et finit par s'immobiliser. Si la phase d'arrêt est trop brutale le grain a un léger mouvement de recul, trace de contre écoulement se développant au voisinage de la plaque. C'est pour cette raison, qu'il est nécessaire de s'arrêter le plus lentement possible. En fixant la durée de cette phase de décélération, le mouvement des grains sur cette plaque va ainsi dépendre de deux facteurs importants, l'accélération initiale  $\gamma$  et la vitesse du chariot pendant la phase stationnaire,  $V_c$ . Reste à comprendre comment relier ces deux paramètres au mouvement des billes de verre sur la plaque. Dans la suite de cette section, nous allons analyser expérimentalement le mouvement

des grains en fonction de celui du chariot. Pour ce faire, nous allons faire varier la vitesse finale du chariot entre 2 cm/s et 30 cm/s et le temps d'accélération  $\tau_\gamma$  entre 60 ms et 300 ms. La figure Fig. A.2, montre les différents types de mouvements de plaque que nous utiliserons.

Nous avons procédé à plusieurs expériences complémentaires. La première consiste à utiliser une caméra rapide afin de suivre les grains individuellement. La deuxième consiste à utiliser une caméra normale et à ne détecter que le mouvement moyen d'une ligne de grains, pendant le mouvement de la plaque. Enfin, la troisième méthode consiste, à utiliser une sonde Doppler pour regarder la structure de l'écoulement au voisinage de la plaque.

### A.3 Profils de vitesse instationnaire.

L'idée la plus simple pour accéder à l'écoulement repose sur l'utilisation d'une sonde ultrasonore doppler. Le fonctionnement d'une telle sonde est basé sur la rétro diffusion multiple d'une onde ultrasonore, de fréquence connue, par des particules en suspension

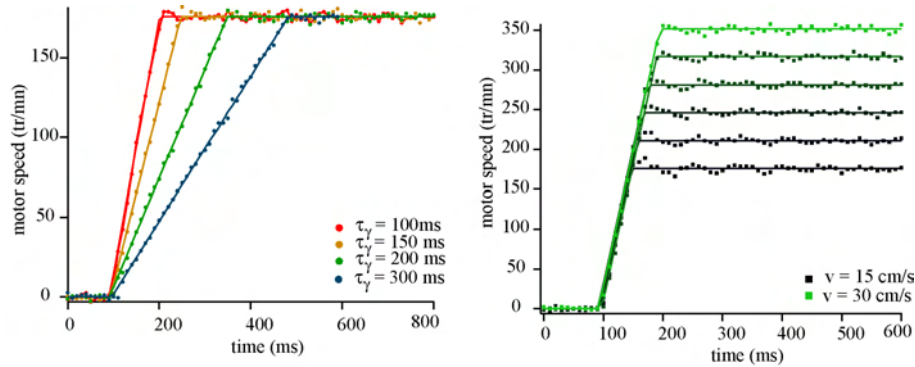


FIG. A.2 – Différents mouvements possibles du chariot. Suivant les cas, on peut choisir de conserver l'accélération constante, ou la vitesse finale constante, ou encore simplement le temps pendant lequel le plateau accélère. Les lignes représentent la commande imposée au moteur, les points représentent le mouvement effectivement suivi par le plateau.

dans l'écoulement. Nous avons placé une telle sonde Doppler à 8 *Mhz* sur notre chariot, et nous avons "mesuré" le profil de vitesse de l'écoulement en une région donnée du chariot (région centrale), au voisinage de la plaque. Le graphique suivant montre l'évolution du profil des vitesses dans le temps pour une vitesse finale du chariot de  $30 \text{ cm/s}^{-1}$  atteinte en 150 *ms*, chaque profil étant mesuré toutes les 10 millisecondes.

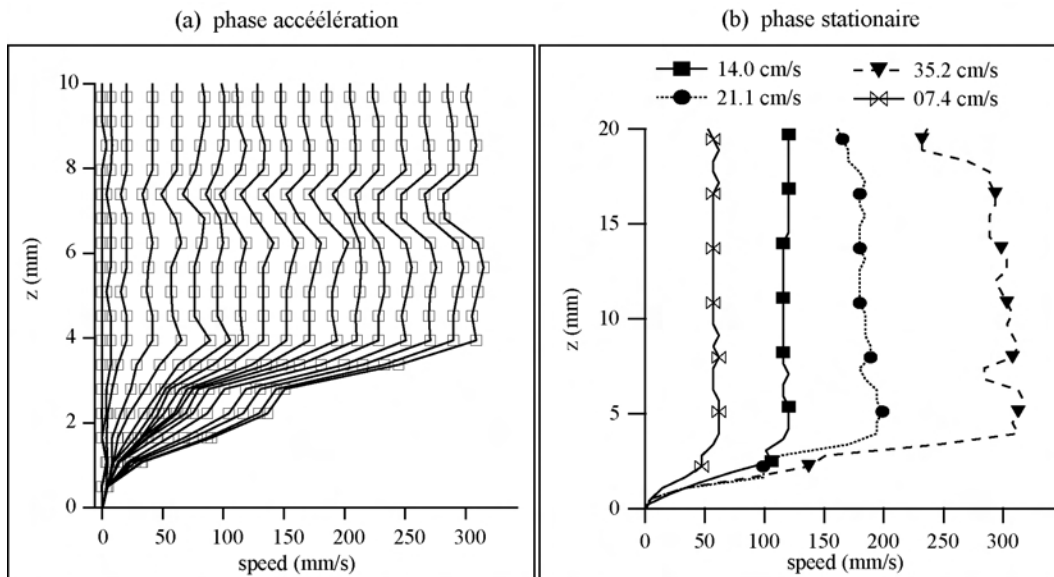


FIG. A.3 – (a) Zoom sur les profils de la plaque au voisinage de la plaque, pour la phase accélérée, avec un profil toutes les 10 *ms* et une accélération  $\gamma \simeq 2 \text{ m.s}^{-2}$ . La précision ne permet pas d'estimer le taux de cisaillement à l'échelle du grain. (b) Pendant la phase stationnaire, le cisaillement dans la couche limite dépend bien de la vitesse de déplacement de la plaque, comme dans l'analyse de couche limite laminaire précédente (voir texte).

Nous retrouvons grossièrement le développement de la couche limite lors de la phase d'accélération. Cependant, cette technique de mesure par sonde ultrasonore n'est pas op-

timale dans notre cas. En effet, la résolution spatiale/temporelle de cette sonde ne permet pas d'obtenir précisément le profil des vitesses<sup>1</sup> C'est pourquoi les profils de vitesses présentés ici ne sont montrés qu'à titre informatif. Il est néanmoins possible d'estimer l'épaisseur de la couche limite à 4 mm lorsque le mouvement a atteint son régime stationnaire, ce qui indique que pour ce mouvement une dune aquatique de taille normale serait complètement englobé dans la couche limite pendant la phase de déplacement à vitesse constante. Avec cette sonde, il est possible d'observer des structures de basses vitesses, à environ 2 cm de la plaque, et des oscillations de vitesses tout au long du profil. Cela provient *a priori* du fait que le bord de la plaque génère des tourbillons/décollement de couche limite qui perturbent le profil de vitesse en altitude. Il peut également venir du fait que l'aquarium ayant une taille finie, des courants de recirculation se forment et perturbent, notamment en surface. Pour différents mouvements, la sonde Doppler donne des résultats cohérents ce qui en permet de vérifier que la vitesse relative du fluide loin de la plaque égale la vitesse imposée mécaniquement.

Il est maintenant évident que les grains ne se déplacent pas sur de très grandes distances lors la phase aller : la vitesse qu'ils ressentent est en effet bien plus faible que celle de la plaque (de l'ordre de 0.5 cm/s). En terme de cisaillement c'est la phase d'accélération qui semble être la plus importante dans notre expérience pour mettre les grains en mouvement, la phase à vitesse constante ne pouvant ensuite qu'entretenir ce mouvement. De ces mesures, nous tirons également que les barchanes formées dans l'expérience "aquarium" et dont la hauteur varie entre 1 mm et un peu moins de 1 cm voient un profil de vitesse cisailé. Le nombre de Reynolds pour une barchane de longueur  $L$  est  $Re \sim \frac{uL}{\nu}$ . Pour des petites barchanes sous marines de hauteur environ 1 mm, l'écoulement moyen ressenti varie selon les mouvements entre 2.5 cm/s et 15 cm/s (voir graphique Fig. A.3) et donc  $Re \sim 250 - 1500$ . Pour les plus grosses dunes, de hauteur environ 10 mm, l'écoulement moyen est de l'ordre de la vitesse de la plaque et dans ce cas le nombre de Reynolds grimpe jusqu'à  $Re \sim 15000$ . Les barchanes sous marines que nous construisons peuvent donc être considérées comme soumises à un écoulement turbulent. Pour ce qui est des grains à la surface de la plaque, le nombre de Reynolds est faible :  $Re_p \ll 1$ .

1. la résolution spatiale maximale est de 0.3 mm, soit déjà deux fois la taille du grain !

## A.4 Mouvement des grains : analyse individuelle

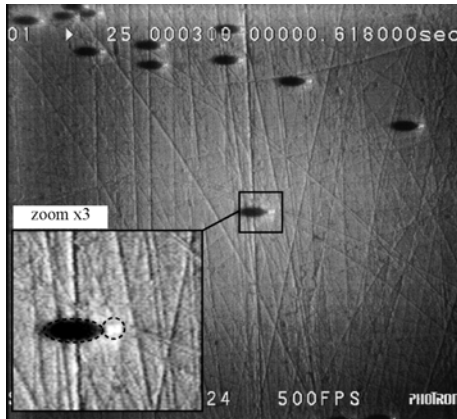


FIG. A.4 – Vue de dessus par la caméra rapide de la plaque et des grains, avant le départ du chariot. Les grains utilisés ont une taille de l'ordre de  $300\mu\text{m}$ . L'éclairage est latéral et très incliné pour faire apparaître l'ombre des billes, celle-ci est bien plus facilement détectable que la bille elle-même, qui est translucide.

Le mouvement de billes de verre déposées directement à la surface du plateau permet également d'accéder à certaines informations sur l'écoulement que génère le mouvement de la plaque. Un tel suivi de grains nécessite de pouvoir observer les grains individuellement et de les suivre dans le temps, c'est à dire de pouvoir résoudre typiquement la milliseconde. Ce type d'expérience n'est donc réalisable qu'à partir de l'utilisation d'une caméra rapide (1000 images par secondes) munie d'une bague allonge pour observer directement les grains à la surface de la plaque de PVC. Ensuite, il est nécessaire de suivre les grains un par un dans le temps par une analyse d'image<sup>2</sup>. L'image Fig. A.4 montre une vue de la caméra rapide. Les quelques grains sur le plateau, sont des billes de verre de diamètre  $\simeq 300\mu\text{m}$ . La caméra rapide étant embarquée avec le chariot, elle est particulièrement sensible aux vibrations mécaniques : les images sont alors toutes recentrées par rapport au mouvement de la caméra dans le référentiel du plateau. Enfin, les grains peuvent se gêner lors de leurs mouvements et ainsi ne pas tous s'arrêter après avoir parcouru la même distance. Cet effet est compensé en ne considérant que les grains en mouvement "isolé" : lorsqu'un grain rentre en contact avec un des ses voisins et s'arrête, nous l'excluons du calcul de la trajectoire moyenne. Tous les grains ne sont pas mis en mouvement au même instant, puisque certains sont gênés par leurs voisins, où se retrouvent piégés par un défaut de la plaque en PVC. Nous retrouvons là le caractère statistique du seuil de mise en mouvement : il dépend beaucoup du paysage de défauts autour d'un grain. L'allure des trajectoires moyennes des grains (dans la direction de l'écoulement relatif) pour différents mouvements de chariot est représentée dans les graphiques de la Fig. A.5. Sur ce dernier graphique, la phase d'accélération et la phase de vitesse stationnaire ont toutes deux un rôle important. Ces trajectoires permettent de déterminer les ordres de grandeur du mouvement des grains en relation avec le mouvement de la plaque. En particulier, on constate qu'avec les paramètres utilisés le déplacement moyen d'un grain isolé lors d'un aller-retour varie entre  $0.5\text{ cm}$  et plus de  $4\text{ cm}$ . La vitesse des grains est maximale pendant la phase d'accélération, et ensuite, lors de la phase stationnaire le grain est freiné par le fluide : dans le référentiel de la plaque, la couche limite s'est développée et la vitesse du fluide est alors plus faible que celle du grain. C'est donc bien la "phase d'accélération" qui communique de l'énergie au grain et initie le mouvement et la "phase stationnaire" qui commence à freiner le grain.

Plus l'accélération initiale est grande, plus les grains se déplacent loin! Dans la même idée, plus la vitesse finale du chariot est grande, plus la phase d'accélération dure longtemps et plus le grain se déplace loin. Sur le graphique Fig. A.5, on constate que la phase initiale est la même dans tout les cas, montrant encore une fois le rôle prépondérant de l'accélération. La vitesse maximale des grains, qui est atteinte dans la phase d'accélération, bien avant

2. Après avoir choisi un grain isolé, une analyse d'image par autocorrélation, permet de le suivre avec un bon taux de réussite sur presque tout le mouvement du chariot. Les problèmes principaux sont la confusion entre deux grains voisins et le fait que les grains sortent assez vite du domaine d'étude. De telles erreurs sont aisément détectables sur le résultat final.

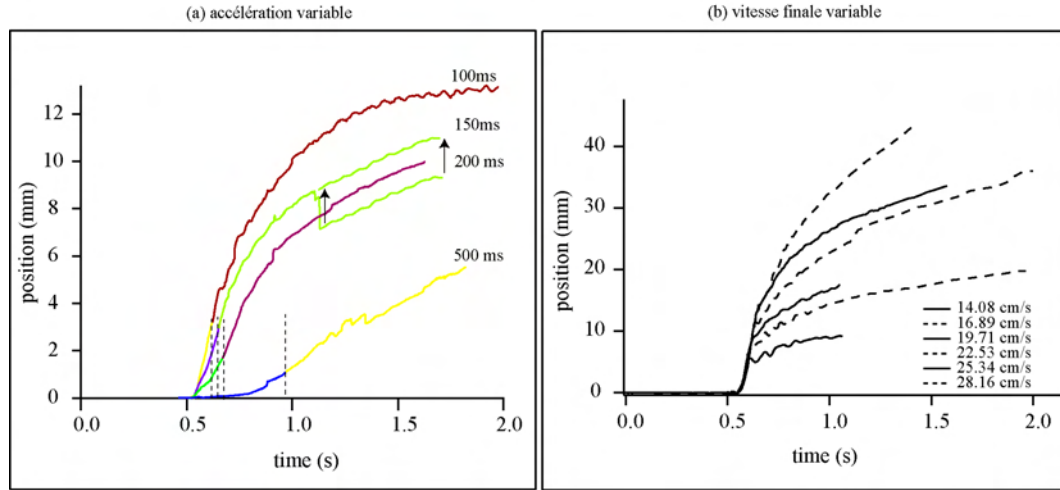


FIG. A.5 – Trajectoire moyenne des billes de verre selon le mouvement de la plaque. (a)  $\gamma$  variable,  $V_c = 15 \text{ cm/s}$ . En pratique c'est le temps d'accélération que l'on fixe:  $\tau = 100, 150, 200$  et  $500 \text{ ms}$ . Sur le cas de l'expérience,  $\tau = 200 \text{ ms}$ , l'effet d'une confusion de détection de grain est visible par un décalage de la trajectoire. Pourtant, une fois corrigé, le déplacement reste monotone. Les changements de couleurs sur les trajectoires indiquent le passage de la phase accélérée à la phase stationnaire de la plaque. (b) Vitesse finale du chariot variable  $V_c = 10, 12, 14, 16 \text{ cm/s}$  et temps d'accélération variable pour assurer une accélération constante  $\gamma \simeq 3 \text{ m.s}^{-2}$ . Un grain isolé se déplace donc entre  $0.5 \text{ cm}$  et  $4 \text{ cm}$  selon les paramètres du mouvement. Remarquez les différences d'échelle de déplacement dans les deux cas.

que le plateau n'atteigne sa vitesse constante, est d'un ordre de grandeur inférieur à la vitesse maximale du chariot et donc de l'ordre de quelques centimètres par seconde: la vitesse d'entraînement vue par un grain, du fait du développement de la couche limite, est bien plus faible que la vitesse de la plaque. En particulier, la vitesse maximale des grains est donnée par la valeur de l'accélération, et non pas par la vitesse maximale de la plaque (voir (b) de la Fig. A.4), ce qui montre l'influence manifeste de l'accélération de la plaque sur le mouvement des grains. Pour l'étude avec  $V_c$  constante, les différentes courbes se superposent correctement si le temps est redimensionné par le temps d'accélération  $\tau_\gamma$ . Cette remise à l'échelle définit donc une trajectoire "idéale"  $\delta^*(t/\tau_\gamma)$  montrant l'importance de la phase d'accélération et permettant de comparer (à vitesse finale constante) les différentes expériences.

$V_{max}$	$V_c$	$\tau$	$\delta$
43 mm/s	15 cm/s	100 ms	$\sim 12 \text{ mm}$
37 mm/s	15 cm/s	150 ms	$\sim 10 \text{ mm}$
27 mm/s	15 cm/s	200 ms	$\sim 9 \text{ mm}$
9 mm/s	15 cm/s	500 ms	$\sim 6 \text{ mm}$

TAB. A.1 – Estimation des vitesses maximales des grains lors de la phase d'accélération du chariot

la remise à l'échelle temporelle ne suffit plus à superposer les courbes, parce que les processus d'arrêt sont d'autant plus longs que la plaque se déplace vite. En particulier, les différentes courbes se comparent "correctement" avec la remise à l'échelle suivante:

Cependant, ce résultat n'est valable que si les vitesses finales sont égales, ce qui implique en particulier que les processus de ralentissements soient identiques. Il est donc facile d'estimer à partir de cette courbe le déplacement moyen de grains pour toute une gamme d'accélération, pourvu que la vitesse finale soit toujours la même. Maintenant, si la vitesse finale du chariot change,

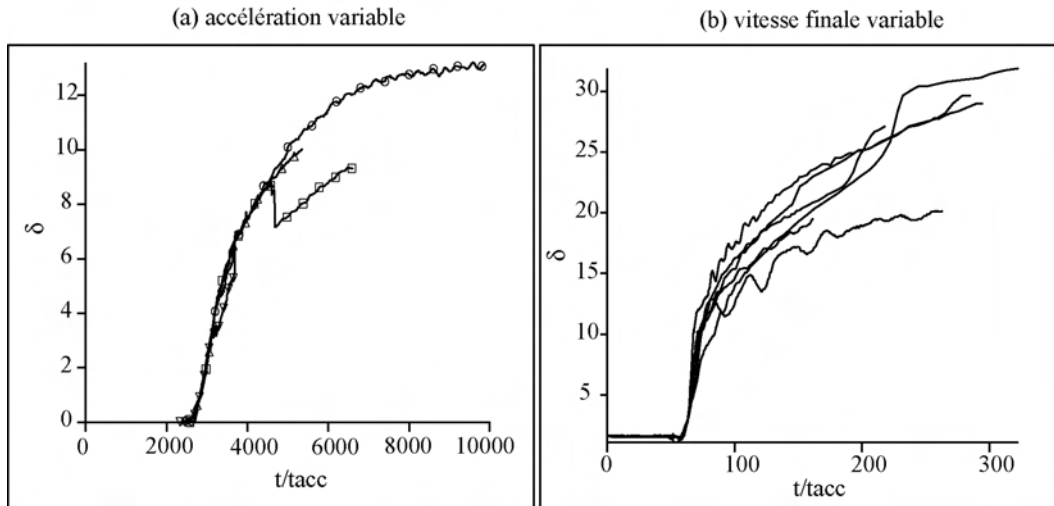


FIG. A.6 – Effet de l'accélération. Redimensionnement par le temps d'accélération. Les déplacements des grains en fonction du temps adimensionné  $t/\tau$ , se comparent très bien. Ceci montre que l'accélération des grains est le paramètre qui contrôle le mouvement des grains dans la phase accélérée du mouvement de la plaque.

$\delta^* \propto \delta(t/\tau_\gamma)/V_c^3$ , indiquant que la trajectoire des grains augmente plus vite que la vitesse du chariot, ce qui est compatible avec les données de la littérature, qui indiquent toutes que le flux de grains saturé croît plus vite que la vitesse de l'écoulement.

En partant du principe que les grains réagissent presque immédiatement aux variations de vitesse de l'écoulement sur la plaque (puisque dans l'eau la longueur inertielle est de l'ordre de la taille du grain), l'analyse précédente permet donc d'estimer les paramètres de l'écoulement près de la plaque (moyennés sur une taille de grain). En particulier, la vitesse de l'écoulement ressentie par le grain est donc d'un ordre de grandeur inférieur au mouvement de la plaque, soit pour le mouvement standard de l'ordre de  $3 \text{ cm/s}$  dans la phase la plus rapide. Lors de la phase où la plaque se déplace à vitesse constante, les vitesses de déplacement diminuent et nous retrouvons l'ordre de grandeur de  $0.5 \text{ cm/s}$  estimé avec les mesures de vélocimétrie ultrasonore doppler. En conclusion, l'initiation et le mouvement des grains sont principalement assurés lors de la phase d'accélération de la plaque.

## A.5 Mouvement d'une ligne de grains.

Une autre méthode pour accéder au lien entre le mouvement de la plaque et le mouvement moyen des grains consiste à analyser le déplacement moyen d'une ligne de billes de verre. À l'aide d'un "stylo à bille" (voir Fig. A.7), nous préparons une ligne de grain d'une dizaine de centimètres de long grossièrement perpendiculaire à l'axe du mouvement de la plaque. Son déplacement moyen dans le temps est ensuite déterminé avec une simple caméra normale. La résolution en temps est donc de  $1/25 \text{ s}$ . Par contre, la résolution spatiale ne permet plus de résoudre le grain. L'avantage de ce dispositif, c'est que le champ de la caméra contient l'ensemble de la trajectoire des grains, ce qui n'était pas possible avec la caméra rapide. Le graphique Fig. A.7, présente le déplacement d'une ligne de grains sur un aller-retour du chariot. Nous retrouvons, initialement, le mouvement accéléré des grains et ensuite le mouvement de retour, très léger, qui apparaît pour des mouvements

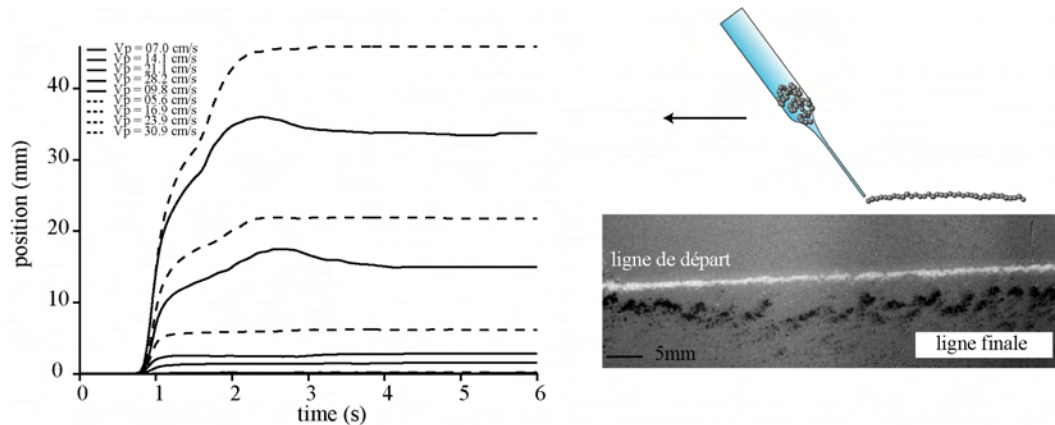


FIG. A.7 – Déplacement d'une ligne de grains. Plus le chariot va vite, plus la ligne de grains se déplace loin. On retrouve les mêmes ordres de grandeurs que dans le cas de l'étude sur des grains solitaires. Le "stylo à bille" est simplement constitué d'une pipette remplie d'une solution de billes de verre. Le fait d'"écrire avec" sur la plaque rugueuse, permet au sable de sortir doucement de la pipette. L'image présente les conditions de départ et d'arrivée pour le cas  $V_c = 10$  cm/s. La ligne de grain ne reste pas rectiligne mais se déstabilise latéralement.

trop rapides où la décélération devient trop violente. Sur ce même graphique, la photo permet de se rendre compte de la dispersion latérale provoquée par l'écoulement. Enfin, pour une vitesse aller de  $5 \text{ cm.s}^{-1}$  atteinte en  $150 \text{ ms}$ , la ligne de grains ne se déplace pas. Ce jeu de paramètres constitue donc le seuil de mise en mouvement des grains pour l'expérience "aquarium" (ou en tous les cas une borne supérieure). Ceci justifie *a posteriori* d'une part le fait que le mouvement de retour se fasse à la vitesse de  $2 \text{ cm/s}$  avec des temps d'accélération/décélération de l'ordre de la seconde et d'autre part, l'ordre de grandeur de la vitesse seuil de la plaque, déterminée lors du calcul théorique sur les couches laminaires instationnaires où la vitesse seuil estimée était de  $7 \text{ cm/s}$  pour l'accélération du mouvement standard.

## A.6 Conclusion sur le mouvement des grains et celui de la plaque

Les différentes expériences présentées ici montrent que malgré un système d'apparence très complexe, il est possible de relier simplement le mouvement de la plaque aux mouvements des grains, tout en ayant une assez bonne idée de l'écoulement au voisinage immédiat de la plaque. Lorsque l'on s'éloigne de la plaque, l'écoulement devient de plus en plus complexe, notamment à cause du bord d'attaque de la plaque, ou encore des effets de contre courant dus à la taille finie de l'Aquarium. En conclusion, le mouvement des grains suit une trajectoire initialement accélérée (comme la plaque) puis doucement ralentie par la diminution du taux de cisaillement au voisinage de la plaque lors de la phase stationnaire du mouvement. Cette analyse est compatible avec le raisonnement initial expliquant comment le taux de cisaillement au niveau de la plaque change dans le temps. De plus, nous connaissons maintenant les ordres de grandeur moyennés sur un aller-retour de chariot : les grains se déplacent sur une distance de l'ordre de  $1 \text{ mm} - 40 \text{ mm}$  avec des vitesses de mouvements de l'ordre de  $0.5 \text{ cm/s} - 4 \text{ cm/s}$ . En particulier pour le mouvement standard, le déplacement moyen est  $\delta \simeq 35 \text{ mm}$  et la vitesse maximale des grains est de l'ordre de



3 cm/s. L'élément important de cette étude est certainement le grand rôle joué par la phase instationnaire sur le mouvement des grains, et le fait que le temps d'accélération apparaisse comme un temps de contrôle des trajectoires des grains et par la suite un moyen de contrôler efficacement le flux de sable.

Il faut bien sûr prendre garde au fait que ces données ne sont valables que pour des grains plus gros ceux que nous utilisons généralement pour construire les barchanes, néanmoins, ces ordres de grandeur sont intéressants pour comprendre le lien entre l'écoulement, le déplacement des grains et le mouvement de la plaque. En particulier, nous avons constaté que les grains roulent plutôt qu'ils ne glissent sur le plateau. Pour des grains encore plus gros ils peuvent même décoller de la plaque! Pour revenir à notre question de départ, nous sommes maintenant sûr que dans cette situation instationnaire les grains ne présentent pas de mouvement de saltation, et donc que leurs trajectoires ne sont pas comparables à celles des grains éoliens. Par contre, tout indique qu'effectivement ces grains réagissent très vite à l'écoulement et ainsi que la longueur de saturation dans l'eau, où plutôt la longueur inertielle  $l_{drag}$ , est très faible, et de l'ordre de quelques tailles de grains seulement. La correspondance morphologique que nous avons observée entre les dunes aquatiques et les dunes éoliennes reposent donc effectivement sur la diminution de cette taille dans l'eau, et non pas sur les trajectoires particulières des grains.

## B Etude paramétrique du modèle $C_c^c$ 3d

Si  $D$  joue un rôle important, il en est de même pour les paramètres aérodynamique  $A$  et  $B$ . En effet, ceux ci influent directement sur la valeur du flux saturé et donc sur le lien entre l'érosion et la forme de la dune. La figure Fig. B.1 illustre l'influence de ces

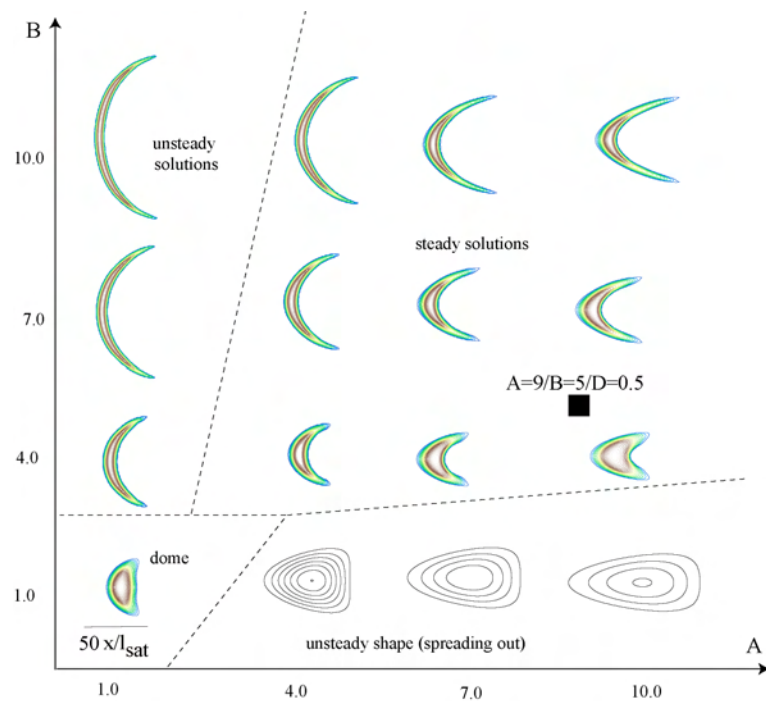


FIG. B.1 – Diagramme de phase. Voici les différentes formes obtenues, à partir du même tas initial et le même coefficient de diffusion, mais  $A$  et  $B$  variable.

paramètres (avec  $D = 0.5$  constant) sur la forme de la barchane. Différentes zones se démarquent : deux zones instables où aucune solution stationnaire n'est obtenue, une zone stable/instable où des dômes apparaissent, et enfin une zone stable où des barchanes se développent, leurs formes dépendant de  $A$  et de  $B$ . Une analyse qualitative montre ainsi que plus  $B$  est grand devant  $A$ , plus les profils sont raides avec des faces d'avalanches bien développées sur la largeur. A l'inverse, plus  $A$  domine  $B$ , plus le tas s'étale dans la direction du vent. On retrouve là leurs rôles stabilisants et destabilisants, déjà prévus dans le cas bidimensionnel [104] et dans le cadre de l'analyse de stabilité linéaire du chapitre 4. Pour de trop faibles valeurs de  $B$  et  $A$ , c'est la diffusion qui l'emporte et nous retrouvons l'existence des solutions dômes stationnaires ou non. Finalement, dans le cas où le rapport  $A/B$  est voisin de l'unité, c'est à dire pour des solutions de types barchanes, nous retrouvons l'effet de la diffusion. Pour des grandes valeurs de  $A$  et  $B$ , l'effet de la diffusion

est faible comparativement et les formes sont étirées avec de longues cornes. Inversement pour des petites valeurs de  $A$  et de  $B$ , l'effet de la diffusion est plus important, ce qui donne des barchanes plus trapues. On retrouve donc les mêmes types de variations que celles observées pour l'étude de l'influence de  $D$  à  $A$  et  $B$  constant.

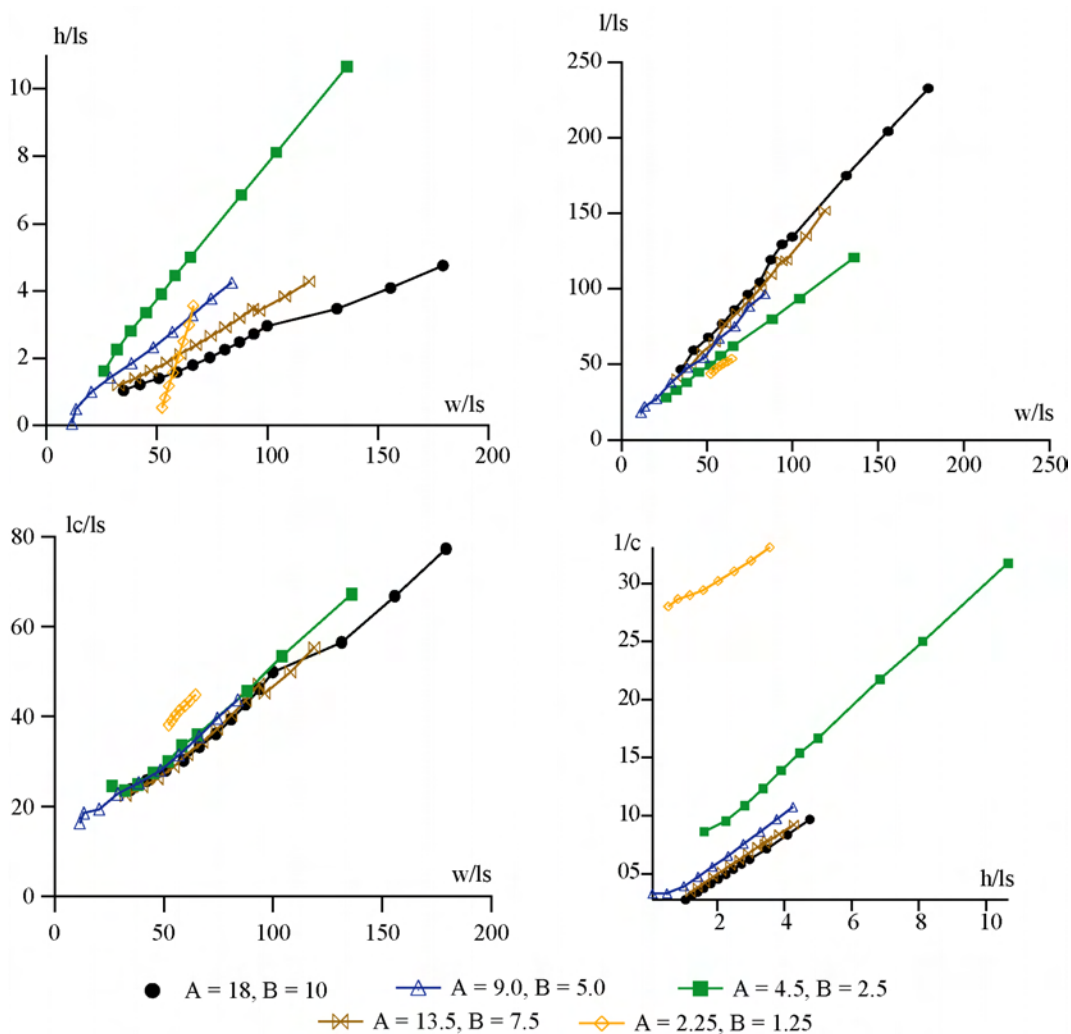


FIG. B.2 – Morphologie comparée. Hauteur en fonction de la largeur des formes d'équilibre du modèle pour différents jeu de paramètres, le rapport  $A/B$  étant gardé constant et avec  $D = 0.5$ .

Le graphique Fig. B.2 montre les principales relations morphologiques ainsi que les vitesses de propagations pour différentes simulations où le rapport  $A/B$  reste constant et égal à  $A/B = 9.0/5.0$ . Le premier constat est rassurant, les relations morphologiques suivent les prédictions de terrains :  $h$ ,  $w$  et  $l$  sont reliés de manière affine, et dans tous les cas la vitesse est inversement proportionnelle à une des dimensions de la dune. Cependant, pour certains jeux de paramètres on s'éloigne considérablement des situations réelles. C'est notamment le cas pour le jeu de paramètre  $A = 2.25$ ,  $B = 1.25$ ,  $D = 0.5$ , où il n'y a en fait que des solutions dômes avec une grande extension spatiale devant la hauteur et bien entendu un flux de sortie important. Ceci entraîne alors une vitesse très faible par rapport aux autres jeux de paramètres. C'est le rapport entre  $h$  et  $w$  qui est varié le plus fortement,

montrant effectivement que c'est la diffusion qui affecte les formes entre les différents jeu de paramètres : ce sont donc les pentes  $h/w$  qui changent pas le rapport d'aspect  $l/w$ . Ces résultats indiquent en particulier que la taille minimale dépend des valeurs de  $A$ ,  $B$  et  $D$ , comme nous l'avions vu à partir de l'analyse de stabilité linéaire du chapitre 4. En effet, le rapport d'aspect vertical  $h/w$  est d'autant plus faible que  $A$  et  $B$  sont faibles. C'est l'inverse pour  $h/l$  montrant, s'il en est besoin, que pour des valeurs grandes de  $A$  et  $B$ , l'effet diffusif est minoré, menant à des structures plus allongées. Il faut en déduire que ce n'est pas le ratio  $A/B$ , mais la donnée de  $A$ ,  $B$  et  $D$ , qui fixe la valeur de la taille minimale. Il pourrait être intéressant d'essayer de comparer les formes obtenues avec d'autres situations que les barchanes éoliennes. En particulier, il existe de très grandes barchanes sur les fonds océaniques. Celles ci ont une forme en croissant mais qui est beaucoup plus étirée que les barchanes éoliennes standards. De la même manière, les dunes martiennes ont parfois des formes en ogives, très étirées par rapport à des barchanes classiques.



## C Miscellaneous : Micelles granulaires

Lors des premières expériences de collisions de dunes bicolores nous avons été confronté à un problème amusant. Les billes de verres, sont toujours plongées dans de l'eau (avec ensuite une agitation importante pendant quelques secondes) pour d'une part s'assurer qu'il n'y a pas de bulles d'air piégées à l'intérieur, et d'autre part éliminer les poussières de verres qui restent à la surface. Cependant, en utilisant les billes colorées (et donc recouvertes de peinture), il est apparu que celles ci refusaient, autant que faire se peut, le contact avec l'eau. Plus précisément, il se forme le plus souvent des "blobs" (voir figure). Ces "blobs" se comportent comme des micelles granulaires: La situation énergétiquement favorable consiste à sacrifier un certain nombre de grains pour les distribuer sur une surface au contact de l'eau. Les grains à l'intérieur demeurant secs. Ces "micelles granulaires" ont ainsi des tailles macroscopiques, allant de 5 mm à quelques centimètres de diamètre. Pour quand même réaliser l'expérience, il suffit d'ajouter un peu de tensio actifs (un liquide vaisselle standard fait très bien l'affaire), les blobs disparaissent alors spontanément montrant qu'il s'agit simplement de billes hydrophobes. L'agitation du milieu, ne permet pas de détruire ces micelles complètement: il reste toujours des bulles d'air pavées par ces billes de verres peintes. Enfin, même après plusieurs mois dans l'eau ces micelles ne disparaissent toujours pas. Ces structures, leurs formations et leurs caractéristiques sont ainsi particulièrement amusant à observer.

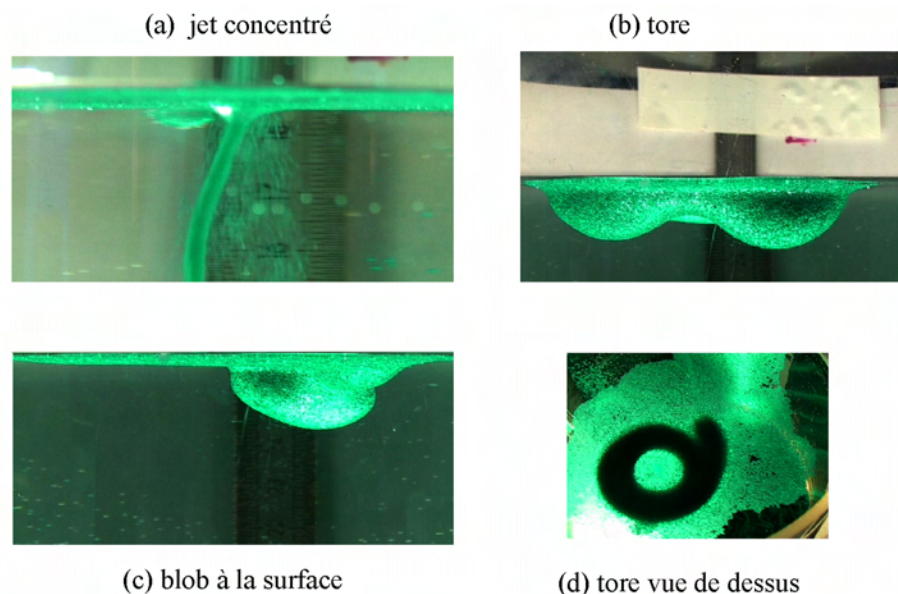


FIG. C.1 – Différentes formes pour les structures micellaires. Du jet à l'anneau torrique en passant par le "blob" ou micelle non immergé.



# D A propos de la vulgarisation scientifique



Un enfant de cinq ans comprendrait  
ça! ... Allez me cherchez un enfant de  
5 ans!

---

Groucho Marx



## **D.1 Science et Médias, ou le devoir d'informer le grand public !**

Le chant des dunes et l'étude des propriétés des barchanes sont des sujets particulièrement attrayant scientifiquement mais également médiatiquement. Ainsi, nous avons été contactés par différents journaux, de VSD au Monde afin de faire partager notre aventure et notre passion pour des thématiques originales et inhabituelles au plus grand nombre. L'expérience fut très intéressante et même si elle fut parfois décevante par rapport au temps que nous y avons passé, je suis persuadé qu'elle participe à ce qu'il manque cruciallement à l'heure actuelle : la communication de l'intérêt de notre activité quotidienne, sans nécessairement faire apparaître des questions intellectualisantes (qui n'intéressent que nous !) et qui nous éloignent toujours de ceux que nous avons le devoir d'informer.

En effet, certains articles auxquels nous avons activement participé peuvent sembler décevant de notre point de vue, et souvent très léger, mais c'est exactement ce qu'il faut pour faire passer un message. Une passion. Je crois avoir pris goût à la vulgarisation, même s'il est toujours difficile de savoir si le ton est juste. La presse et les médias en générale ne sont pas cependant la seule façon pour partager notre travail. L'utilisation du Web est également drôlement efficace au vu des messages de soutien et d'encouragement que j'ai pu recevoir pendant ces trois dernières années de doctorat.

Les événements récents sur la crise de la Recherche et le soutien inattendu de non chercheurs montre bien que la désaffection actuelle pour les filières scientifiques comme la physique, peuvent être bouleversées. Encore faut il présenter la physique comme une science moderne et attrayante !

## **D.2 Les limites de la vulgarisation, et son intérêt : sa simplicité**

Le reproche le plus facile à porter à un article "grande presse" scientifique c'est en général son manque d'exactitude, et donc sa légèreté scientifique. C'est souvent ce qu'il ressort de discussion avec des collègues. Maintenant, la véritable question c'est de se demander ce qu'en pense les lecteurs potentiels et pas les chercheurs, qui de toutes manières ne sont pas le public visé !

Ainsi, il est évident que la plupart des notions de physiques sont déformés et maltraités pour être compréhensible sans tout le bagage et la connaissance à priori que les spécialistes d'un domaine mettent derrière chaque mot. J'imagine, que ces difficultés sont exacerbées lorsqu'il s'agit d'expliquer à des amateurs les expériences modernes de physique quantique sur les états intriqués ou sur les atomes froids !

Mais même si l'effort est considérable, vulgariser c'est aussi s'assurer que nous maîtrisons les objets physiques et les théories que nous manipulons. D'ailleurs, nos fréquents contacts avec le monde journalistique, les étudiants et les visiteurs de cette page web et leurs questions, m'ont fait comprendre mieux les tenants et les aboutissants des sujets abordés pendant cette thèse. La simplicité d'une explication aboutie, c'est justement ce que nous faisons lorsque nous inventons des modèles minimaux, où seuls les effets importants sont présents : la simplicité permet ensuite d'aborder la thématique complexe sous un jour nouveau. Cette simplicité à également la vertu de ne pas être rébarbative pour le lecteur !

Dans notre cas, par exemple, expliciter l'existence de lois d'échelles entre les différentes longueurs caractéristiques, où encore de l'existence d'un débat pour savoir comment varie le flux de sable avec la vitesse du vent précisément, mène à la mort de l'intérêt du lecteur à coup sur : le lecteur ne désire pas devenir un spécialiste du domaine, mais simplement s'ouvrir l'esprit. Laissons le tranquille, après tout.

Si maintenant, nous laissons de côté le problème des bons et des mauvais journalistes (inhérent à toute profession...) et donc si nous délaissions les quelques inexactitudes qui se sont glissées dans les articles de la presse grand public réalisés avec notre concours (voir ci contre), il reste une question particulièrement importante à expliciter : A quoi ca sert ce que vous faites ?

### D.3 A quoi ca sert ce que vous faites ....

C'est l'éternel problème de la justification de la recherche fondamentale, dont nous avons reparlé très récemment en France (suite aux événements de déstructuration du système de recherche français, heureusement enrayé semble t il).

A cela plusieurs réponses : D'abord, ca ne sert à rien, mais on ne sait jamais," l'ampoule électrique n'a pas été inventé en tentant d'améliorer la bougie". Cela peut paraître choquant, mais cette réponse se tient parfaitement. Tous les problèmes de physique fondamentale servent directement à la communauté scientifique dans son ensemble à améliorer notre compréhension du monde. Des idées qui s'en dégagent, des méthodes et des techniques qui se créent pour répondre à nos questions, nous pouvons alors tirer quelque chose de concret pour la société, ou en tout les cas transmettre nos connaissances aux gens capables de transformer de la pensée "brute" en application utiles à tous. L'élément qui dérange réside surtout dans le fait que l'on ne sait pas a priori sur quelles applications les recherches peuvent déboucher. Ceci ne veut évidemment pas dire que la recherche fondamentale se fait sans but. Dans le cas de l'étude des dunes, les applications à longs termes sont évidentes : maîtriser les transports des sédiments pour pouvoir aménager convenablement le territoire et lutter contre les effets gênants et imprévisibles à l'heure actuelle des formes dunaires et des accumulations de sables. Ainsi, les expériences que j'ai mené pendant ces années de thèses, seront je l'espère utilisé en ce sens par d'autres dans un futur plus ou moins proches. Mon intime conviction est donc que les recherches appliquées et fondamentales se doivent de travailler ensemble, les allers retours entre ces deux approches étant souvent fertiles. Faire de la recherche, c'est ainsi faire le pari de l'avenir, plutôt que de rester figer dans ce que nous savons déjà.

Mais ce n'est pas tout ! En effet, les chercheurs sont au contact de leurs matières et de leurs champs d'études. Ils sont donc très bien placé pour enseigner de la meilleure manière qui soit la science aux étudiants, qui eux mêmes réutiliserons ce savoir directement dans leurs carrières futures : le transfert des connaissances et le maintien d'un enseignement de très bon niveau justifie l'existence de la recherche. Dans la même idée, l'existence d'une recherche active et dynamique est simplement justifiée par l'exigence d'un développement culturel de nos sociétés !

Evidemment, ce n'est qu'un petit résumé de ce à quoi sert la recherche en France, et d'autres pensent différemment. Il n'en reste pas moins, qu'il est sain d'ouvrir le débat sur l'état et le rôle de la recherche en France et en Europe, pour peut être repartir sur des bases claires pour tous, chercheurs ou citoyens, qui parfois à cause du manque de communication

de la part des chercheurs et de certains mythes quant au statut de fonctionnaire, finissent par ne plus voir l'intérêt de notre métier.

Rendez vous donc sur le site de l'association Sauvons La Recherche, qui participe activement région par région à l'émergence de ce débat sur la Recherche. En attendant, je vous laisse sur un article que j'ai eu la chance d'écrire pour le Journal Lacroix. Ce type de communication directe, est particulièrement satisfaisant et intéressant pour encore une fois tenter de rapprocher le monde des chercheurs de celui des citoyens et de montrer tout l'intérêt de leurs travail!

## Le vent, sculpteur du désert.

*Article pour le journal La Croix*

Quoi de plus volatil qu'un grain de sable? S'il faut plusieurs milliers d'années pour que l'érosion transforme les reliefs de nos montagnes, les déserts de sable réservent aux observateurs des métamorphoses qui peuvent prendre place en l'espace de quelques jours seulement. Un seul responsable de ces mirages: le vent. Dans la région de Tarfaya par exemple, village de pêcheur perdu dans le sud-ouest Marocain, les dunes avancent de plusieurs dizaines de mètres par an: le vent menace d'ensablement les routes et les habitations. Hautes de quelques mètres, ces dunes sont appelées des barkhanes: ces monticules en forme de croissant qui évoluent au mépris d'un sol rocailleux, planté de rares arbustes. C'est Eole qui, imperceptiblement, modèle le paysage: sur la pente qui fait face au vent, des grains de sable sont arrachés à la base et conduits à la crête de la dune. Là, juste derrière le sommet, ils s'entassent, à l'abri du vent, jusqu'à ce que la masse accumulée provoque une petite avalanche sur la face abrupte. Le sable progresse ainsi vers le versant abrité et la barkhane avance lentement, dans le sens du vent. Mais le vent ne souffle pas toujours dans la même direction; toutes les dunes ne ressemblent pas aux barkhanes de Tarfaya. Par exemple, lorsqu'au long d'une année, le vent a léché le sable des quatre points cardinaux, le versant qui faisait face au vent se trouve progressivement à couvert et vice-versa de tous les côtés. L'amas de sable se dote alors de plusieurs branches pouvant atteindre plusieurs kilomètres. On les nomme les "dunes étoiles". Imprévisibles comme des girouettes, les dunes semblent à la merci des vents, mais les chercheurs tentent au contraire de montrer que les dunes sont le réceptacle d'une "histoire du vent": certaines d'entre elles en auraient la mémoire. Les petites dunes, très sensibles aux changements de direction du vent, peuvent changer de forme globale rapidement. Quelques semaines après le changement de direction du vent elles peuvent avoir retrouvé une forme en équilibre avec "le nouveau vent". Pour l'observateur, il est alors impossible de savoir que le vent ne soufflait pas dans cette direction auparavant: la dune a perdu la mémoire. Les grosses dunes, elles, semblent imperturbables aux brefs changements de directions du vent. Mais si pendant cinquante ou cent ans le vent continue à souffler dans une direction inhabituelle il peut modifier profondément la dune. De telles dunes garderaient donc la trace des régimes de vent au fil des années. Vaste programme. Depuis 1941, où un brigadier britannique, R.A. Bagnold, s'est pour la première fois penché sur la "physique des dunes", beaucoup d'interrogations demeurent. Pour comprendre les relations entre le vent et les formes des dunes, les physiciens ont aujourd'hui recours à de nombreuses expériences, en laboratoire ou directement sur le terrain. Mais le désert a d'autres attraits aux yeux des scientifiques: on peut parfois, pendant quelques minutes, y percevoir un son grave, harmonieux et puissant. Inutile, alors, de regarder le ciel pour y chercher un avion bi-moteur: cette musique provient des dunes de sable. Le son qui est émis avec une fréquence de l'ordre de 100 Hertz, est dû aux fameuses avalanches qui se déclenchent sur la face abritée de la dune. Celles-ci mobilisent un grand nombre de grains qui, s'ils se déplacent de manière synchrone émettent une puissante onde sonore: "le Chant des dunes". Qui a dit que le désert était silencieux?



## Références

- [1] A. Vialatte, *Au coin du désert, Egypte, 1938*. Ed. Le dilettante, (2002).
- [2] F. Hallé, *Eloge de la plante. Pour une nouvelle biologie*. Ed. Seuil, (1999).
- [3] E. Sivadjian *et al.*, *Déserts du Monde*, Géo, Ed. Solar, (2002).
- [4] F. Tack, P. Robin, *Dunes*, Géo, Ed. Vilo, (2002).
- [5] A. Sèbe *et al.*, *Saharas d'Algérie, Les paradis inattendus*, Ed. Alain Sèbe Images (2003).
- [6] J. Meunier, P. Rognon, Une méthode écologique pour détruire les dunes mobiles, *Sécheresse*, 4, 11, (2000).
- [7] Nasa web ressources, <http://mars.jpl.nasa.gov/>
- [8] P. Lagrange, H. Huguet, *Sur Mars*, EDP science, (2003).
- [9] T. Monod, *Méharées*. Ed. Terre d'aventure, (1980).
- [10] R. A. Bagnold. *The physics of blown sand and desert dunes*. Chapman and Hall, London, (1941).
- [11] P. Y. Julien, *Erosion and Sedimentation*, Cambridge University Press, (1998).
- [12] J. Duran, *Sables, poudres et grains: introduction à la physique des milieux granulaires*, Ed. Eyrolles Sciences, (1997).
- [13] J. Duran, *Sables émouvants, La physique du sable au quotidien*, Ed. Eyrolles Sciences, (2003).
- [14] E. Guyon, J. P. Troadec, *Du sac de bille au tas de sable*. Ed. Odile Jacob, (1994).
- [15] Dictionnaire *Le Petit Larousse en couleurs*, Ed Larousse, (1980).
- [16] Y. Arthus-Bertrand, *La Terre Vue du ciel*, Eds De La Martinière, (2003).
- [17] H. J. Herrmann, P. Rognon, La physique des dunes, *Bulletin de la S.F.P.*, **134**, (2002).
- [18] E. Guyon, H. J. Herrmann, *Granular community goes to the desert*, *Europhysics News*, september/october, (2001).
- [19] A. Daerr, *Dynamique des avalanches*, thèse de doctorat de l'Université Paris VII (2000).
- [20] J. R. jr Underwood, *Ralph A. Bagnold: Soldier, Explorer, and Scientist*. <http://www.weru.ksu.edu/symposium/proceedings/underwoo.pdf>
- [21] K. Pye, H. Tsoar, *Aeolian Sand and sand dunes*. Unwin Hyman, London, (1990).
- [22] R. Cooke, A. Warren, A. Goudie, *Desert Geomorphology*. UCL press, (1993).
- [23] G. Sauermann, P. Rognon, A. Poliakov, H.J. Herrmann, *The shape of the barchan dunes of southern morocco*. *Geomorphology*, **36**, 47-62, (2000).
- [24] H. J. Finkel, *The barchans of southern Peru*, *J. Geol.*, **67**, 614-647, (1959).
- [25] J. T. Long, R. P. Sharp, *Barchan dune movement in imperial valley, california*, *Geological Society of America Bulletin*, **75**, 149-156, (1964).

- [26] R. M. Norris, *Barchan dune of imperial valley, California*, J. Geol., **74**, 292-306, (1966).
- [27] S. L. Hastenrath, *The barchans of the arequipa region, southern peru*. Zeitschrift für Geomorphologie, **11**, 300-331, (1967).
- [28] K. Lettau, H. H. Lettau, *Bulk transport of sand by the barchans of La Pampa La Hoja in southern Peru*, Zeitschrift für Geomorphologie, **13**, 182-195, (1969).
- [29] N. Lancaster, *Dunes on the skeleton Coast, Namibia (south west Africa), : geomorphology and grain size relationships*, Earth surface Processes and landforms, **7**, 575-587, (1982).
- [30] S. Hastenrath, *The barchan dunes of southern peru revisited*, Z. Geomorph. N. F., **31 (2)**, 167-178, (1987).
- [31] P. A. Hesp, K. Hastings, *Width, height and slope relationships and aerodynamic maintenance of barchans*, Geomorphology, **22**, 193-204, (1998).
- [32] G. Sauermann, *Modeling of Wind Blown Sand and Desert Dunes*, PhD thesis, Universitat Stuttgart, (2001).
- [33] B. Andreotti, Ph. Claudin, S. Douady. *Selection of dune shapes and velocities. Part 1: Dynamics of sand, wind and barchans*, Eur. Phys. J. B, **38**, 341-352, (2002).
- [34] A. Clos-Arceuduc, *Essai d'explication des formes dunaires sahariennes*, IGN France, (1969).
- [35] T. Oulheri, *Etude Géodynamique des migrations de sables éoliens dans la région de Laâyoune (Nord du Sahara marocain)*. Thèse de doctorat de l'Université Paris VI, (1992).
- [36] M. C. Slattery, *Barchan migration on the Kuiseb river delta, Namibia*, South African Geographical Journal, **72**, 5-10, (1990).
- [37] G. F. S. Wiggs, I. Livingstone, A. Warren, *The role of streamline curvature in sand dune dynamics: evidence from field and wind tunnel measurements*, Geomorphology, **17**, 29 - 46, (1996).
- [38] Howard, A.D., Morton, J.B., Gad el Hak, M. & Pierce, D.B. *Sand transport model of barchan dune equilibrium*, *Sedimentology* **25**, 307-338 (1978).
- [39] J.H. Hoyt, *Air and sand movements to the lee of dunes*, *Sedimentology*, **7**, 137-143, (1965.)
- [40] R. P. Sharp, *Wind ripples*, *Journal of Geology*, **71**, 617-636, (1963).
- [41] I. G. Wilson, *Eolian Bedforms : their development and origins*, *Sedimentology*, **19**, 173-210, (1972).
- [42] H. A. Makse, *Grain Segregation mechanism in aeolian sand ripples*, *Eur Phys J. E*, **1**, 127-135, (2000).
- [43] B. B. Willetts, *Aeolian and fluvial grain transport*, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, **356**, 2497 - 2513, (1998).
- [44] F. Rioual, *Etude de quelques aspects du transport éolien : processus de saltation et formation des rides*, Thèse de doctorat de l'Université de Rennes, (2002).
- [45] F. Rioual, A. Valance, D. Bideau, *Collision process of a bead on a two dimensionnal bead packing: Importance of the inter-granular contacts*, *Europhys. lett.*, **61 (2)**, 194-200, (2003).
- [46] R. S. Anderson, M. Sørensen, B. B. Willetts, *A review of recent progress in our understanding of aeolian transport*, *Acta Mechanica [suppl]*, **1**, 1-19, (1991).
- [47] B. B. Willetts, J. K. McEwan, M. A. Rice, *Initiation of motion of quartz sand grains*, *Acta Mechanica [Suppl]*, **1**, 123-134, (1991).

- [48] I. K. McEwan, B. B. Willetts, M. A. Rice, The grain/bed collision in sand transport by wind, *Sedimentology*, **39**, 971- 981, (1992).
- [49] B. Andreotti, *A two species model of aeolian sand transport*, to appear in *J. Fluid. Mech.*, (2004).
- [50] P. R. Owen, *Saltation of uniform grains in air*, *J. Fluid. Mech.*, **20**, 225-242, (1964).
- [51] M. Sørensen, *An analytic model of wind-blown sand transport*, *Acta Mechanica [Suppl]*, **1**, 67-81, (1991).
- [52] P. Nalpanis, J. C. R. Hunt, C. F. Barrett, *Saltating particles over flat beds*, *J. Fluid. Mech.*, **251**, 661-685, (1993).
- [53] M. Sørensen, *On the rate of aeolian sand transport*, 2<sup>ème</sup> Atelier international: Formation et migration des Dunes, Nouakchott, (2001).
- [54] J.E. Ungar, P. K. Haff, *Steady state saltation in air*, *Sedimentology*, **34**, 289-299, (1987).
- [55] B. R. White, H. Tsoar, Slope effect on saltation over a climbing dune, *Geomorphology*, **22**, 159 - 180, (1998).
- [56] K. R. Rasmussen, J. D. Iversen, *The effect of wind speed and bed slope on sand transport*, 2<sup>ème</sup> Aelier international: Formation et migration des dunes", (2001).
- [57] A. Valance, V. Langlois, *Formation of Ripples over a sand bed. Part I: Laminar boundary layer Flow*, submitted to *Phys. Rev. E*, (2004).
- [58] A. Valance *Formation of Ripples over a sand bed. Part II: Turbulent boundary layer Flow*, submitted to *Phys. Rev. E*, (2004).
- [59] B. Andreotti, S. Douady, *Du devenir d'un tas de sable balayé par le vent*, 2<sup>ème</sup> Aelier international: Formation et migration des dunes", (2001).
- [60] O. Dauchot, F. Léchenault, C. Gasquet, F. Daviaud, Barchan dunes in the lab, *C. R. Mecanique* **330**, 185-191, (2002)
- [61] Proceedings of **MARID** 2004, *2nd International Workshop on Marine Sandwave and River Dune dynamics*, Editors: S.J.M.H Hulscher, T. Garlan, D. Idier, (2004).
- [62] J. R. L. Allen, *Current Ripples; Their relation to Patterns of Water and sediment motion*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, (1968).
- [63] P. A. Mantz, *Bedforms produced by fine, cohesionless, granular and flakey sediments under subcritical water flows*, *Sedimentology*, **25**, 83-103, (1978).
- [64] K. J. Richards, *The formation of ripples and dunes on an erodible bed*, *J. Fluid Mech.*, **99 (3)**, 597-618, (1980).
- [65] P. Nielsen, *Dynamics and Geometry of wave Generated Ripples*, *Journal of Geophysical Research*, **88 (C7)**, 6467-6472, (1981).
- [66] S. E. Coleman, B. W. Melville, *Bed-Form development*, *Journal of hydraulic engineering*, **120 (4)**, (1994).
- [67] A. J. Raudiski, Ripples on stream bed, *Journal of hydraulic engineering*, **123 (1)**, (1997).
- [68] A. Stegner, J.E. Wesfreid, *Dynamical evolution of sand ripples under water*, *Phys. Rev. E*, **60**, 4, (1999).
- [69] K.H. Andersen, M. Abel, J. Krug, C. Ellegaard, L. R. Sondergaard, J. Udesen, Pattern dynamics of Vortex ripples in sand: nonlinear modeling and experimental validation, *Phys. Rev. Letters* **88** 234302, (2002).
- [70] F. Charru, H. Mouilleron-Arnould, *Instability of a bed of particles sheared by a viscous flow*, *J. Fluid. Mech.*, **452**, 303-323, (2002).



- [71] G. Rousseaux, *Etude de l'instabilité d'une interface fluide-granulaire : Application à la morphodynamique des rides de plage*. Thèse de doctorat de l'Université Paris VI, (2003).
- [72] G. Rousseaux, A. Stegner, J.E. Weisfred, *wavelength selection of rolling grain ripples in the laboratory*, Phys. Rev. E, **69** (2004).
- [73] D. Doppler, T. Loiseleux, P. Gondret, M. Rabaud, *Incipient grain transport and pattern formation at a sand surface sheared by a continuous laminar flow. Part I and Part II*, in Proceedings of **MARID 2004, 2nd International Workshop on Marine Sandwave and River Dune dynamics**, Editors : S.J.M.H Hulscher, T. Garlan, D. Idier, (2004).
- [74] J. L. Hansen, M. van Hecke, A. Haaning, C. Ellegaard, K.H. Andersen, T. Bohr, T. Sams, *Instabilities in sand ripples*, Nature, **410**, 324, (2001).
- [75] A. Betat, C. A. Kruelle, V. Frette, and I. Rehberg, *Long-time behavior of sand ripples induced by water shear flow*, Eur. Phys. Jour. E, **8**, 465-476, (2002).
- [76] F. Charru, E.J. Hinch, *Ripple formation on a particle bed sheared by a viscous liquid. Part one : steady flow*, to be submitted to J. Fluid. Mech.
- [77] F. Charru, E.J. Hinch, *Ripple formation on a particle bed sheared by a viscous liquid. Part two : oscillating flow*, to be submitted to J. Fluid. Mech.
- [78] F. Charru, H. Mouilleron, O. Eiff, *Erosion and deposition of particles on a bed sheared by a viscous flow*, submitted to J. Fluid. Mech.
- [79] F. Malloggi, Mémoire de stage de DEA, *Dynamique des barchanes sous marines*, Université Paris VII, (2002).
- [80] Communication personnelle avec Thomas Loiseleux. Essai expérimentaux de réalisation de dunes en cellule de Hele et Shaw.
- [81] K. H. Andersen, PhD thesis.
- [82] G. G. Stokes, *On the effect of the internal friction of fluids on the motion of pendulums*. Cambr. Phil. Trans. IX, **8**, (1851); Math. and Phys. papers, Cambridge, III, 1-141, (1901).
- [83] K. Kroy, *Minimal model for Aeolian sand dunes*, Phys. Rev. E, **66**, 031302, (2002).
- [84] P. Hersen, S. Douady, B. Andreotti, *Relevant length scales for barchan dunes*, Phys. Rev. Lett., **89**, 26, (2002).
- [85] J. Best, The dynamics and morphology of river dunes: synthesis and future research directions, Proceedings of **MARID 2004**,
- [86] H. Momiji, H. Nishimori, S. Bishop, *On the shape and migration speed of a proto-dune*, Earth Surf. Process. Landforms, **27**, 1335-1338, (2002). *2nd International Workshop on Marine Sandwave and River Dune dynamics*, Editors : S.J.M.H Hulscher, T. Garlan, D. Idier, (2004).
- [87] Expériences préliminaires réalisées en cellule de Hele et Shaw
- [88] T. Bohr, T. Sand Jespersen, J. Qvist Thomassen and A. Andersen, *Vortex Dynamics around a solid triangle in oscillatory flow*, Eur. Phys. Jour. B, to appear, (2004).
- [89] G. Rousseaux, H. Yoshikawa, *Dynamics of transient eddy above rolling-grain ripples*, Physics of fluid, **16** (4), 1049-1058, (2004).
- [90] B.T. Werner, *Eolian dunes : Computer simulations and attractor interpretation*, Geology, **23** (12), 1107-1110, (1995).
- [91] R. S. Anderson, *The attraction of sand dunes*, Nature, **379**, 24 - 24, (1996).

- [92] F. K. Wippermann, G. Gross, *The wind-induced shaping and migration of an isolated dune: a numerical experiment*, *Boundary-Layer Meteorology*, **36**, 319-334, (1986).
- [93] N. O. Jensen, O. Zeman, *Progres report on modeling permanent form sand dunes*, Ris National Laboratory M-2738, (1988).
- [94] H. Nishimori, N. Ouchi, *Formation of ripple patterns and dunes by wind-blown sand*, *Phys. Rev. Lett.*, **71** (1), 197-200, (1993).
- [95] H. Nishimori, M. Yamasaki, K.H. Andersen, *A simple model for the various pattern dynamics of dunes*, *J. Mod. Phys.*, **B12**, 256-272, (1997).
- [96] J.M.T. Stam, *On the modelling of two dimensional aeolian dunes*, *Sedimentology*, **44**, 127-141, (1997).
- [97] H. Nishimori, M. Yamasaki, *A minimal model approach for the morphodynamics of dunes* (1998).
- [98] S. R. Bishop, H. Momiji, R. Carretero-Gonzalez, A. Warren, *Modelling desert dune fields based on discrete dynamics*, *Discrete Dynamics in Nature and Society*, **7** (1), 7 - 17, (2002).
- [99] J.H. van Boxel, S.M. Arens, P.M. van Dijk, *Aeolian processes across transverse dunes. I: Modelling the air flow*, *Earth Surface Processes and Landforms*, **24**, 255-270, (1999).
- [100] P.M. van Dijk, S.M. Arens, J.H. van Boxel, *Aeolian processes across transverse dunes. II: Modelling the sediment transport and profile development*, *Earth Surface Processes and Landforms*, **24**, 319-333, (1999).
- [101] H.J. Herrmann, G. Sauermann, *The shape of dunes*, *Physica A*, **283**, 24-30, (2000).
- [102] G. Sauermann, K. Kroy, H.J. Herrmann, *Continuum saltation model for sand dunes*, *Phys. Rev. E*, **64**, 301-305, (2001).
- [103] K. Kroy, G. Sauermann, H.J. Herrmann, *A minimal model for sand dunes*, *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 054301, (2002).
- [104] B. Andreotti, P. Claudin, S. Douady, *Selection of dune shapes and velocities. part 2: A two-dimensional modelling*, *Eur. Phys. J. B*, **28**, 321-339, (2002).
- [105] P. Y. Lagrée, K. K. J. Kouakou, E. Danho, *Effet dispersif de la loi d'Exner menant à l'équation de Benjamin-Ono: ondulations d'un sol meuble*, *C.R. Mécanique*, **331**, 231-235, (2003).
- [106] P. S. Jackson, J. C. R. Hunt, *Turbulent flow over a low hill*, *Quart. J. R. Met. Soc.*, **101**, 929-955, (1975).
- [107] J. C. R. Hunt, S. Leibovich, K. J. Richards, *Turbulent shear flows over low hills*, *Quartenary Journal of Royal Meteorological Society*, **114**, 1435-1470, (1988).
- [108] P. Y. Lagrée, *A Triple Deck model of ripple formation and evolution*, *Physics of Fluids*, **15** (8), 2355-2368, (2003).
- [109] A. C. Fowler, in *Geomorphological Fluid Mechanics*, chapter 16, 430-454. Springer-Verlag, Berlin, (2001).
- [110] P. Y. Lagrée, *Erosion and sedimentation of a bump in fluvial flow*, *C. R. Acad. Sci. Paris*, **328**, Série II b, 869-874, (2000).
- [111] J. D. Iversen, K. R. Rasmussen, *The effect of surface slope on saltation threshold*, *Sedimentology*, **41**, 721-728, (1994).
- [112] K. R. Rasmussen, J. D. Iversen, P. Rautahaimo, *Saltation and wind flow interaction in a variable slope wind tunnel*, *Geomorphology*, **17**, 19-28, (1996).

- [113] J.P. Bouchaud, M.E. Cates, J.Ravi Prakash, S.F. Edwards, A model for the dynamics of sandpile surfaces, *J. Phys. I. France*, vol 4, 1383-1410, (1994).
- [114] A. Daerr, S. Douady, Two types of avalanche behaviour in granular media, *Nature*, vol 399, 241-243, (1999).
- [115] V. Schwammle, H. J. Herrmann. *Modeling transverse dunes*, cond-mat/0301589, (2003).
- [116] V. Schwammle, H. J. Herrmann, *A model of barchan dunes including lateral shear stress*, cond-mat/0305036, (2003).
- [117] A. D. Howard, *Effect of slope on the threshold of motion and its application to orientation of wind ripples*, *Geological Society of America Bull.*, **88**, 853-856, (1977).
- [118] J. Hardisty, R. J. S. Whitehouse, *Evidence for a new sand transport process from experiments on sahara dunes*, *Nature*, **332**, 532-534, (1988).
- [119] A. Tengberg, D. Chen, A comparative analysis of nebkhas in central Tunisia and northern Burkina Faso, *Geomorphology*, vol 22, 181-192,(1998).
- [120] A. Daerr, S. Douady, *Sensitivity of granular surface flows on preparation*, *Europhys. Lett.* **47 (3)**, 324-330, (1999).
- [121] H. Tsoar, *Types of Aeolian Sand Dunes and Their Formation*, Chapter 17, *Geomorphological Fluid Mechanics*, Editors: N.J.Balmforth, A. Provenzale, Springer, (2002).
- [122] A. R. Lima, G. Sauermann, H. J. Herrmann, K. Kroy, *Modelling a dune field*, *Physica A*, **310**, 487-500, (2002).
- [123] P. Hersen, K. H. Andersen, H. Elbelrhiti, B. Andreotti, P. Claudin, S. Douady, *Corridors of barchan dunes: stability and size selection*, *Phys. Rev. E*, **69**,011304 (2004).
- [124] V. Schwammle, H.J. Herrmann, Solitary wave behavior of sand dunes, *Nature*, vol 426, 619, (2003).
- [125] A. Katsuki, H. Nishimori, N. Endo, K. Taniguchi, *Collision dynamics of two barchan dunes simulated by a simple model*, Preprint, arXiv:cond-mat/0403312. (2004)
- [126] H. Besler, *The barchan dune as a possible soliton and the significance of granulometric sand types*, 2<sup>ème</sup> Aelier international: Formation et migration des dunes", (2001).
- [127] S. Parker Gay Jr, Observations regarding the movement of barchan sand dunes in the Nazca to Tanaca area of southern Peru
- [128] Goldsmid, J.G., On the formation of Sand dunes, *Geographical Journal*, 9, p454-455, 1897.
- [129] Amato, I., The sound of one dune booming, *Science*, vol 254, p938.
- [130] Skinner, S., *Nature*, vol 77, n<sub>j</sub>1991, 1907.
- [131] Carus-Wilson, C., Musical Sands, *Nature*, vol 77, n<sub>j</sub>1993, 1908.
- [132] Poynting, J.H., *Nature*, vol 77, p248, 1908.
- [133] Ridgway, K., Whistling sand of porth Oer, Caernarvonshire, *Nature*, 226, p158-159, 1970.
- [134] Ridgway, K., Whistling Beaches and Seabed sand transport, *Nature*, 238, p212-213, 1972.

- [135] *Description géographique des provinces et villes plus fameuses de l'Inde Orientale : moeurs, loix et coutumes d'icelles...* , par Marc Paule, gentilhomme vénitien; et nouvellement réduit en vulgaire français. Disponible à la BNF.
- [136] The writings of Charles Darwin on the web, by John van Wyhe PhD, [http : //pages.britishlibrary.net/charles.darwin/texts/beagle\\_oyage/beagle\\_front.html](http://pages.britishlibrary.net/charles.darwin/texts/beagle_oyage/beagle_front.html)
- [137] Lord Curzon, *Tales of Travel*, p261-339, 1923, London, Hodder&Stoughton.
- [138] Guy de Maupassant, *Contes de la Bécasse*, Folio Classique ISBN : 2-07-040924-4
- [139] Bagnold, R.A., The shearing and dilatation of dry sand and the "singing" mechanism, vol. 295, p219-231, 1966.
- [140] Sharp, R.P., Kelso Dunes, Mojave desert, California, *Geological Society of America Bulletin*, 77, p1045-1074, 1966.
- [141] Takahara, H., Frequency Analysis of singing sand, *Journal of acoustical society of america*, 39, n°2, p402-403, 1966.
- [142] Clarke, J.A.R., *New scientist*, vol 59, p222, 1973, n°4.
- [143] Takahara, H., Sounding mechanism of singing sand, *Journal of the acoustical society of america*, vol 53, n°2, p634-639, 1973.
- [144] Lindsay, J.F., Reversing Barchan dunes in Lower Victorie Valley, Antartica, *Geological Society of America Buletin*, 84, p1799-1806, 1973.
- [145] Lindsay, J.F., Sound Producing dune and beach sands, *Geological Society of America Bulletin*, 87, p463-473, 1976
- [146] Haff, P.K., Booming dunes, *American scientist*, vol 74, p376-381, 1986.
- [147] Nori, F., Sholtz, P., Bretz, M., Booming Sand, *Scientific American*, september, 1997.
- [148] Nori, F., Sholtz, P., Bretz, M., La musique des sables, *Pour la science*, n°242, p94-101, decembre 1997.
- [149] Trexler, D.T., Melhorn, W.N., Singing and Booming Sand dunes of California and Nevada, *California Geology*, vol 39, p147-152, 1986.
- [150] Communication personnelle avec S. Douady
- [151] L. Quartier, B. Andreotti, S. Douady and A. Daerr, Dynamics of a grain on a sandpile model, *Phys. Rev. E*, Volume 62, Issue 6, 8299-8307 ( 2000)
- [152] G.D.R. MIDI (collective work), On dense granular flows, to appear in *Eur. Phys. Jou. E* (2004)
- [153] S. Douady, A. Manning, P. Hersen, S. Protière, A. Daerr, H. Helbelrhiti. The song of dunes as a spontaneous acoustical laser, preprint 2004.
- [154] Cohen, P., Desert dunes sing silica's song, *New scientist*, 153, (2072), p17, 1997.
- [155] Goldsack, D.E., Natural and artificial "singing" sands, *Nature*, vol 386, p29, 1997.
- [156] Blasius calculus in H. Schlichting, *Boundary-Layer Theory*, McGraw-Hill, Seventh Edition, (1978).



## Résumé

Les barchanes sont des dunes en forme de croissant qui se forment sous des vents unidirectionnels (en moyenne). Ces structures ont fait l'objet ces dernières années de nombreuses études, directement sur le terrain et également numériquement au laboratoire. Néanmoins, ces objets ont une extension spatiale minimale de l'ordre de 10 m, et de ce fait aucune expérience en laboratoire n'avait réussi à reproduire des barchanes à petite échelle. Nous présentons, ici, une méthode simple et fonctionnelle, permettant d'outrepasser cette limitation. Cette méthode consiste à étudier directement les barchanes sous l'eau plutôt que dans l'air. Celles-ci se comportent en effet qualitativement et quantitativement comme leurs soeurs éoliennes, mais à l'échelle 1/1000<sup>ème</sup>. Alliée à une modélisation numérique qui permet de comprendre l'origine de la forme en croissant comme le résultat de la déflexion latérale des grains roulant sur son dos, cette expérience montre alors tout son potentiel en se penchant sur des problématiques jusqu'alors impossible à étudier. Nous étudions ainsi expérimentalement et numériquement la nucléation des barchanes, les interactions entre barchanes voisines dans ce que l'on appelle les corridors de dunes et même les collisions de deux barchanes et les retournements de vent. Finalement, nous discutons de la stabilité de ces objets, à court terme et à long terme, ce qui nous permet de montrer la grande sensibilité des morphologies et des dynamiques des barchanes par rapport aux propriétés du flux de sable. En marge de cette étude, nous présentons une étude expérimentale d'un phénomène acoustique envoûtant : le chant des dunes.

---

---

## Abstract

Barchans are crescentic and mobile dunes which develop on a firm ground under a (roughly) mono directional wind. Since the Pioneering work of R. A. Bagnold, many studies have been performed; directly on the field or with the help of numerical models. However, barchans have a very striking property : no barchans smaller than, typically ten meters wide and long, have been observed in sand deserts. Therefore, no laboratory experiment was able to study barchans at a small scale. Here, we present and analyse a very convenient and practical experimental setup which overwheals this limitation. Basically the experiment consists of studying barchans directly under water rather than in the air. These subaqueous dunes develop the same shape and dynamics than eolian ones but at a 1/1000 scale. Combined with a numerical modeling, which shows that the crescentic shape comes from the lateral deflexion of grains rolling on the dune's surface, this experiment opens the way to explore new aspects of the physics of dunes. Nucleation of barchans, their interactions and their evolution in macroscale structure called "corridor of dunes", as well as the collisions of barchans and the effect of wind turnover are studied both experimentally and numerically. These studies provide us with a general understanding of barchans behavior. In the end, we discuss the stability of barchans, on short and long timescales, showing the high sensibility of these barchans to the properties of the sand flux. Besides, we describe an experimental work about a famous phenomenon known as the singing dunes.