

UNIVERSITÉ DE PARIS



Thèse préparée à l'Institut de Physique du Globe de Paris

École Doctorale STEP'UP - ED n°560

Équipe de Dynamique des Fluides Géologiques

Étude numérique des motifs dunaires associés au mécanisme de digitation granulaire

par

Olivier Rozier

présentée et soutenue publiquement le 17 décembre 2021

Thèse de doctorat de Sciences de la Terre et de l'Environnement

dirigée par Clément Narteau et Sylvain Courrech du Pont

Présidente du jury : Cécile Ferrari

Alexandre Valance	Directeur de recherche (CNRS - Université de Rennes)	Rapporteur
Éric Galin	Professeur (Université Lyon I)	Rapporteur
Sabrina Carpy	Maître de conférence (Université de Nantes)	Examinatrice
Cécile Ferrari	Professeur (Université de Paris - IPGP)	Examinatrice
Clément Narteau	Professeur (Université de Paris - IPGP)	Directeur de thèse
Sylvain Courrech du Pont	Maître de conférence (Université de Paris - MSC)	Co-directeur de thèse



Except where otherwise noted, this work is licensed under
<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/fr/>

Résumé

Que ce soit sur une plage ou en plein désert, les dunes éoliennes résultent de l'interaction complexe qui se déroule entre un milieu granulaire et un écoulement d'air. Elles peuvent prendre des formes variées selon les conditions de vent présentes et passées. L'objet de cette étude concerne les motifs dunaires engendrés par un régime de vent bimodal sur un sol non-érodable. De tels motifs tendent à s'allonger dans une direction proche de la résultante des transports sédimentaires, sous l'effet d'un mécanisme appelé *digitation*. Lorsque l'apport en sable est suffisant, cette élongation peut se poursuivre sur de très longues distances, comme en attestent les vastes champs de dunes linéaires présents dans la plupart des grands déserts terrestres et sur divers corps planétaires. Nous étudions les conditions nécessaires à l'élongation de ces dunes et à leur stabilité. Notre approche s'appuie sur un modèle numérique constitué de deux automates cellulaires couplés, afin de simuler les processus de transport sédimentaire et le flux éolien. Ce modèle permet de reproduire différents mécanismes de croissance tels que l'instabilité de lit plat, la *digitation* ou encore la *coalescence*. Ces mécanismes dépendent à la fois du régime de vent et de la disponibilité en sable. Nous montrons alors l'existence d'un état stationnaire pour les dunes s'allongeant depuis une source sédimentaire et décrivons la dynamique d'élongation issue des lois de transport. Ces résultats correspondent aux observations effectuées à l'aide d'images satellitaires dans le désert du Ténéré. Enfin, nous étudions un exemple de coexistence de deux motifs dunaires dans un champ de dunes complexes. Cet exemple conforte l'idée que les dunes sont formées d'un petit nombre de motifs dunaires élémentaires.

Mots clés

Dunes linéaires, *digitation*, morphodynamique, automates cellulaires, motifs dunaires élémentaires

Abstract

Whether on a beach or in the midst of a desert, aeolian dunes are the result of a complex interaction between a granular medium and the air flow. They can take various forms depending on present and past wind conditions. This study focuses on dune patterns generated by a bimodal wind regime on a non-erodible bed. Such patterns tend to elongate in a direction close to the resultant of sediment transport under the effect of a growth mechanism called digitation. When sand supply exceeds a threshold, the elongation may occur over huge distances, as shown by the vast linear dunefields present in some of the major terrestrial deserts and on various planetary bodies. We study the necessary conditions for these dunes to elongate and for their stability. Our approach is based on a numerical model consisting of two coupled cellular automata, in order to simulate the sediment transport processes and the wind flow. It is able to reproduce different growth mechanisms such as bed instability, digitation or coalescence. These mechanisms depend both on the wind regime and on the availability of sand. Using this model, we show the existence of a stationary state for dunes elongating from a sedimentary source and describe the elongation dynamics derived from transport laws. These results are consistent with observations made using satellite images in the Ténéré desert. Finally, we study an example of coexistence of two dune patterns in a complex dunefield. This example supports the idea that complex dunes are made of elementary dune patterns.

Keywords

Linear dunes, digitation, morphodynamics, cellular automata, elementary dune patterns

Remerciements

Mes premiers remerciements vont à mon directeur de thèse Clément Narteau, qui a su déceler mon appétence pour la démarche scientifique et m’a accompagné au fil des années dans cette aventure au long cours, bien avant le début de cette thèse. Grâce à lui, j’ai pris conscience des grandes questions et des enjeux en sciences de la Terre, où les lois du hasard sont souvent déterministes !

Mon codirecteur de thèse, Sylvain Courrech du Pont, a aussi grand mérite pour son soutien sans faille et pour m’avoir réconcilié avec la physique !

Je tiens à remercier vivement les membres du Comités de thèse, Philippe Claudin et François Pétrélis, pour leur bienveillance et leur clairvoyance scientifique. Philippe m’a apporté une aide salutare à plusieurs reprises.

Je n’oublie pas non plus les doctorants et post-doctorants côtoyés au cours de cette thèse. Cyril Gadai, mon voisin de bureau, toujours prêt pour une discussion stimulante et souvent enflammée. Sylvain Chateau, post-doctorant, qui m’a fait part de son expérience passée et fait découvrir les joies (et les affres) de l’escalade ! Et enfin Yukun Liu et Nejia Tlig qui ont su égayer ma fin de thèse (dé)confinée par leur bonne humeur.

Je me dois ici d’évoquer mes collègues et amis du Service Informatique, Pierrick, Johann, Josef et Stéphane, pour leur expertise technique indéniable et quelques moments de détente mémorables.

Plusieurs autres chercheurs ont influé sur cette aventure par des échanges fructueux et amicaux, notamment Ping Lü, Antoine Lucas, Dave Rubin et Bruno Andreotti. Merci à Frédéric Moisy qui m’a emmené jusqu’à la frontière des connaissances au travers de son cours sur l’hydrodynamique, ainsi qu’à Pierre-Antoine Guihéneuf qui a répondu très pertinemment à mes interrogations sur les systèmes dynamiques discrets.

Je salue chaleureusement Idir Boumahdi qui a partagé mes pérégrinations depuis Casablanca jusqu’aux majestueuses dunes étoilées de Merzouga, aux confins du Maroc.

Pour finir, je souhaite exprimer ma gratitude à ma famille pour leurs encouragements, et plus particulièrement à mon cousin Patrick Dugnolle, lui-même ancien thésard.

Table des matières

Introduction	1
Un champ de recherche multidisciplinaire	1
Des approches complémentaires	2
Genèse d'un projet scientifique	3
De nouveaux questionnements	4
1 Motifs dunaires et transport éolien	7
1.1 Objet d'étude : les dunes éoliennes	7
1.2 Principaux motifs dunaires	9
1.2.1 Barkhanes et dômes	9
1.2.2 Transverses	9
1.2.3 Linéaires	9
1.2.4 Étoiles et réseaux	10
1.3 Transport sédimentaire	10
1.3.1 Vitesse seuil	10
1.3.2 Flux saturé	11
1.3.3 Longueur de saturation	11
1.4 Couplage hydrodynamique	12
1.4.1 Déphasage	12
1.4.2 Accélération	13
1.5 Mécanismes de croissance	13
1.5.1 Instabilité de lit plat	14
1.5.2 Digitation granulaire	16
1.5.3 Coalescence	19
1.6 Orientation des crêtes	20

1.6.1	Orientation sur lit de sable	20
1.6.2	Direction d'élongation	22
1.7	Diagrammes de phase	24
1.7.1	Sur lit de sable	24
1.7.2	Sur sol non-érodable	25
1.8	Classification des dunes	29
1.8.1	Caractérisation	29
1.8.2	Motifs dunaires élémentaires et hybrides	30
2	Numerical methods	33
2.1	Cellular automata	33
2.1.1	Complex systems	33
2.1.2	Abstract machines	34
2.1.3	Main variants	34
2.1.4	Examples	35
2.2	A Real-Space Cellular Automaton Laboratory (ReSCAL)	37
2.2.1	DUNE model	37
2.2.2	Sediment transport	39
2.2.3	Time evolution	44
2.2.4	Avalanches	46
2.2.5	Wind flow	48
2.2.6	Shear stress	51
2.2.7	Boundary conditions	52
2.2.8	Dimensional analysis	54
2.2.9	Varying wind direction	55
2.2.10	Examples	57
2.2.11	Limitations of the model	59
3	Elongation and stability of a linear dune	63
	Résumé (français)	63
3.1	Introduction	66
3.2	Methods	67
3.3	Stabilization and shape of an elongating linear dune	68
3.3.1	Formation and length stabilization	68
3.3.2	Steady-state morphology	71
3.4	Discussion and concluding remarks	73
3.4.1	From numerical outputs to field observations	73
3.4.2	Comparison between two elementary dune types: finger and barchan dunes	75

3.4.3	Interactions of elongating linear dunes	76
4	Sediment flux from the morphodynamics of elongating linear dunes	79
	Résumé (français)	79
4.1	Introduction	81
4.2	Data and methods	83
4.3	Results	85
4.4	Discussion	87
5	Coexistence of bedforms in complex dunefields	91
	Résumé (français)	91
5.1	Introduction	93
5.2	Results	95
5.2.1	Morphodynamics of raked linear dunes	95
5.2.2	Sand fluxes on raked linear dunes	101
5.2.3	Conditions for steady-state raked linear dunes	102
5.3	Discussion	103
5.4	Conclusion	105
5.5	Methods	108
5.5.1	Saturated flux on a flat sand bed.	108
5.5.2	Sand flux at the crest of dunes.	109
5.5.3	Dune orientation α_I in the bed instability mode.	109
5.5.4	Dune orientation α_F in the fingering mode.	110
5.5.5	Sand flux at the crest of dunes in the bed instability and fingering modes.	110
5.5.6	Dune-height growth rate.	112
5.5.7	Characterisation of the wind regime.	112
5.5.8	Elongation rate and mean width of linear dunes	113
5.5.9	No raked linear dunes under bidirectional wind regime	113
6	Conclusion et perspectives	117
6.1	Validations en grandeur nature	117
6.2	Problématiques modernes autour des objets dunaires	118
6.3	Pertinence et évolution du modèle numérique	120
	Annexes	123
A	Étude numérique de la diffusion	125
A.1	Évolution du modèle DUNE	125
A.2	Benchmarks	127

A.3 Évaluation	129
A.4 Conclusion	131
B Sample parameter files for DUNE model	135
Bibliographie	141

*Le sable, à l'infini, déroulait ses
mêmes vagues irrégulières. Et dans
chaque vague, des vagues encore. Et
dans chacune de ces petites vagues,
d'innombrables replis encore, chacun
avec de petites entailles.*

Kôbô Abe - La femme des sables

Un champ de recherche multidisciplinaire

L'étude des dunes de sable constitue une véritable aventure scientifique, suscitant parfois des vocations inattendues. On pense notamment aux écrits précurseurs du général de brigade britannique Ralph A. Bagnold sur le sujet, consécutifs à ses expéditions dans le désert Libyque. Ingénieur de formation, il a posé les bases de la physique des dunes et du transport éolien ([Bagnold, 1941](#)).

Aujourd'hui encore, c'est un champ de recherche actif à la croisée de plusieurs sciences : géologie, physique des milieux granulaires, dynamique des fluides, climatologie, systèmes complexes. Chacune apporte ses contributions afin d'enrichir notre compréhension des populations de dunes observées dans les déserts de sable, tant sur Terre que sur divers corps planétaires tels que Mars et Titan.

Une première difficulté réside ainsi dans l'intégration de connaissances issues de différentes communautés, chacune ayant ses méthodes, ses outils, son vocabulaire. La mise en œuvre d'approches multidisciplinaires s'avère donc un élément déterminant pour la résolution des nombreuses questions qui subsistent ou apparaissent au fil des observations et des progrès réalisés.

Une autre source de difficulté se situe au niveau des échelles de temps et de longueurs. En effet, dans l’atmosphère terrestre, la dimension minimale des dunes est d’environ 10 mètres, tandis que les plus longues s’étendent sur des dizaines de kilomètres. Quant à leur vitesse de déplacement, elle ne dépasse guère 100 mètres par an pour les plus rapides, diminue avec la taille et dépend de la variabilité des vents, au point que certaines paraissent immobiles (moins de 1 mètre par an). A fortiori, ces échelles d’espace et de temps se verront encore décuplées pour peu que l’on s’intéresse à un champ de dunes dans sa globalité.

Des approches complémentaires

Les premières études se sont naturellement basées sur des campagnes d’observation *in situ*, souvent conduites sur plusieurs années et effectuées dans des conditions parfois difficiles, selon la localisation du site. De plus, les missions de terrain sont souvent tributaires des conditions météorologiques, notamment pour les mesures de flux sédimentaires.

Une seconde approche consiste à conduire des expériences de laboratoire, afin d’acquérir une meilleure compréhension de la physique des matériaux granulaires. Par exemple, cela peut concerner les processus d’avalanches (Arran & Vriend, 2018) ou encore d’érosion sous l’effet du vent, que l’on reproduit au moyen d’une soufflerie (Bagnold, 1941 ; Wiggs, Livingstone, & Warren, 1996). Mais il faut concevoir des dispositifs en milieu aquatique pour espérer reproduire, au prix de manipulations longues et délicates, les dynamiques propres d’un champ de dunes, comme sur la figure 1a (Franklin & Charru, 2011 ; Hersen, Douady, & Andreotti, 2002 ; D. M. Rubin & Ikeda, 1990). On tire alors parti de la différence de densité entre l’air et l’eau qui entraîne une réduction d’échelle, d’environ un facteur 1000, sur la taille caractéristique des objets dunaires.

L’imagerie satellite constitue aujourd’hui un outil incontournable en géologie. Elle fournit des instantanés de la surface suffisamment résolus pour repérer les dunes de toute taille et reconnaître leur morphologie (figure 1b). Certaines limitations sont toutefois à déplorer telles que la faible résolution verticale et un historique souvent lacunaire et restreint. Au mieux quelques décennies sont couvertes. En dépit de sa modernité, cette approche n’est pas suffisante pour comprendre les processus à l’œuvre dans la formation des dunes.

Avec l’accroissement continu des puissances de calcul, le recours à l’informatique et aux simulations numériques s’est donc progressivement imposé comme une méthode séduisante à la disposition des scientifiques (E. J. Parteli, Kroy, Tsoar, Andrade, & Pöschel, 2014). En effet, il est devenu possible de simuler l’évolution de dunes isolées ou même de champs de dunes plus ou moins étendus, avec une certaine maîtrise des conditions environnementales. Parmi les solutions existantes, certaines sont basées sur des modèles continus régis par des équations différentielles (Andreotti, Claudin, & Douady, 2002b ; Kroy, Sauer-mann, & Herrmann, 2002 ; E. J. R. Parteli, Durán, Tsoar, Schwämmle, & Herrmann, 2009).

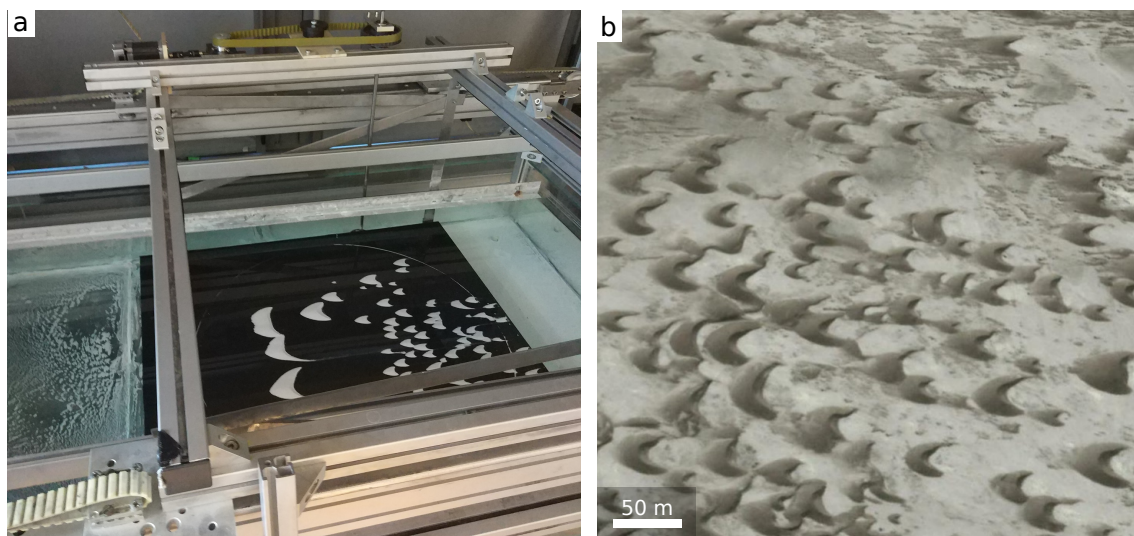


FIGURE 1 – **a** : Dunes sous-marines en laboratoire (Lab. MSC - Univ. Paris). **b** : Champ de barkhanes au Maroc (Google Earth - Maxar).

D'autres solutions sont issues de modèles fondamentalement discrets tels que les automates cellulaires (Nishimori, Yamasaki, & Andersen, 1998) ou les systèmes multi-agents (Génois, Courrech du Pont, Hersen, & Grégoire, 2013)), associés à des règles probabilistes. Dans la grande majorité des cas, il ne s'agit nullement de reproduire tous les mouvements de grains sous-jacents. L'échelle considérée est dite "mésoscopique", au sens où sa longueur caractéristique (typiquement de l'ordre de quelques décimètres, pour les automates cellulaires) est intermédiaire entre la taille moyenne des grains de sable ($< 1\text{ mm}$) et celle des dunes ($> 10\text{ m}$).

Genèse d'un projet scientifique

Ce travail de thèse trouve son origine dans un projet initié par Clément Narteau et porté par l'équipe de Dynamique des Fluides Géologiques, avec la participation active du Service Informatique. Il s'agissait de concevoir un modèle numérique performant pour la simulation d'interfaces géologiques, et en particulier de dunes de sable. Lors de mon arrivée à l'IPGP, en 2004, le choix s'était porté sur les automates cellulaires, solution qui avait déjà fait ses preuves dans un contexte dunaire, notamment grâce au modèle de Werner (1995). Ce dernier a par la suite inspiré d'autres projets de recherche (Baas, 2007 ; Momiji, Carretero-González, Bishop, & Warren, 2000 ; Pelletier, 2009). Contrairement au modèle de Werner, notre automate est basé sur un espace cellulaire tridimensionnel, régi par des interactions entre cellules voisines. De manière incrémentale, nous avons implémenté les différents processus inhérents à la physique des dunes : transport sédimentaire, avalanches et dynamique des fluides. De plus, ce modèle est le premier du genre capable de reproduire

la rétroaction permanente entre la forme des dunes et l'écoulement de l'air.

La mise au point de cet outil numérique à vocation scientifique a nécessité plusieurs années de développement en interne. Sous la dénomination “ReSCAL”, il est depuis diffusé sous une license GPL et a fait l'objet d'une publication dédiée (Rozier & Narteau, 2014).

Dans ce modèle dunaire, nous avons relié les échelles caractéristiques de longueur et de temps aux propriétés physiques supposées du milieu (gravité, densité de l'air, ...). Ce dimensionnement a été réalisé en mesurant la longueur d'onde caractéristique et le flux de sable des motifs dunaires qui émergent d'un lit plat soumis à un écoulement fluide (Narteau, Zhang, Rozier, & Claudin, 2009). Il est ainsi devenu envisageable d'effectuer avec ReSCAL des prédictions quantitatives sur l'évolution de motifs dunaires isolés ou en interaction, ainsi que sur les flux de sable associés.

De nouveaux questionnements

Munis de ce modèle numérique, nous nous sommes intéressés à différents types de dunes, à commencer par les plus “simples”, qui se forment spontanément en présence d'un vent unidirectionnel. Lorsque le sable est abondant, comme dans les mers de sable, les dunes ont tendance à s'aligner perpendiculairement au vent ou à la résultante des vents si leur direction fluctue modérément (D. M. Rubin & Hunter, 1987). En revanche, lorsque la quantité de sable mobilisable est faible, les mêmes conditions de vent génèrent une autre forme de dune, en “croissant”, que l'on nomme *barkhane*. Nous avons alors observé que la surface des barkhanes se comporte comme un lit plat, conduisant au développement de motifs superposés (Zhang, Narteau, & Rozier, 2010).

L'extension de nos recherches sur les motifs dunaires à des régimes de vent plus complexes a suscité de nouvelles interrogations. Le cas des dunes étoilées, larges édifices sablonneux dotés de multiples bras aux orientations variées, s'est avéré particulièrement riche d'enseignements. Il est apparu que les bras s'allongent préférentiellement dans la direction du flux résultant à la crête (Zhang, Narteau, Rozier, & Courrech du Pont, 2012). Or, un tel alignement des crêtes ne correspond pas aux orientations prédites sur un lit de sable.

Une explication a été proposée en collaboration avec Sylvain Courrech du Pont, dont les recherches ont amené à distinguer deux mécanismes de croissance. Le premier est associé à l'instabilité de lit plat, tandis que le deuxième se manifeste principalement dans les zones où la couverture en sable est limitée, soumises à un régime de vent multidirectionnel (Courrech du Pont, Narteau, & Gao, 2014). Nous nommerons *digitation granulaire* ce second mécanisme, qui est à l'origine de nombreux motifs dunaires. L'exemple le plus représentatif, et le plus communément observé, est celui des dunes linéaires qui s'allongent sous l'action de deux vents différents (Bagnold, 1941 ; Lucas et al., 2015 ; Radebaugh et al., 2010).



FIGURE 2 – Dune linéaire dans le désert du Ténéré (crédits : Y. Callot).

L’objectif premier de ce travail sera de mieux comprendre, à l’aide de simulations numériques, la morphogenèse et la stabilité des dunes associées à la digitation granulaire sous un régime de vent bidirectionnel. Cette compréhension est d’autant plus importante que ces motifs dunaires sont très répandus dans les déserts de sable à l’échelle planétaire.

Dans le chapitre 1, nous rappelons succinctement les récents développements en physique des dunes. Nous nous attacherons à décrire les mécanismes de croissance pertinents pour l’identification et la compréhension des dunes linéaires. Puis, nous en dégagerons la notion de motif dunaire élémentaire, notion qui pourrait amener à revisiter la classification des dunes. Le chapitre 2 est consacré à une description des méthodes numériques utilisées, avec une attention particulière portée aux règles d’évolution du modèle dunaire, tant au niveau du transport sédimentaire qu’hydrodynamique, de manière à compléter les descriptions antérieures (Narteau et al., 2009 ; Rozier & Narteau, 2014). Les améliorations récentes sont soulignées et les limitations du modèle sont explicitées. Nous présentons dans le chapitre 3 une synthèse des résultats concernant la dynamique d’elongation associée au mécanisme de digitation granulaire et discutons les conditions de stabilité.¹ Enfin, dans les chapitres 4-5, nous étudions en guise de validation des exemples naturels de motifs dunaires terrestres.²

Il apparait que les différents chapitres sont relativement indépendants, donc lisibles

1. Article publié dans *Geophysical Research Letters* (Rozier, Narteau, Gadal, Claudin, & Courrech du Pont, 2019)

2. Articles publiés dans *Geology* (Lucas et al., 2015) et *Nature Communications* (Lü, Narteau, Dong, Rozier, & Courrech Du Pont, 2017), respectivement.

séparément. En conséquence, il peut y avoir certaines redondances et nous nous excusons auprès des lecteurs qui s'en trouveraient incommodés. Les chapitres dont le contenu a fait l'objet d'une publication en anglais sont précédés d'un résumé en français.

CHAPITRE 1

Motifs dunaires et transport éolien

Quelqu'un interrogea : "Qui a créé le désert" ? "C'est moi" souffla le vent, et il continua son ouvrage.

Proverbe arabe

1.1 Objet d'étude : les dunes éoliennes

Les dunes sont de larges édifices de matière granulaire en interaction avec un écoulement fluide dans un champ de gravité. D'une part, le fluide met en mouvement les grains en surface et modifie la forme de l'interface fluide-solide. D'autre part, la topographie de l'interface (pente locale, creux, bosses) influe en retour sur les propriétés de l'écoulement (direction, vitesse) jusqu'à une certaine distance. De ce couplage entre le transport, la topographie et l'écoulement naît une dynamique complexe, faisant intervenir un grand nombre de particules de tailles variées (grains, molécules de fluide) et dotées de propriétés physiques différentes.

Les dunes se forment tant dans les environnements éoliens qu'aquatiques. Cependant, notre étude se limitera essentiellement aux dunes éoliennes constituées de matériel sableux, dans le but de confronter nos résultats à des observations de terrain.

À une petite échelle, la mise en mouvement des grains composant un lit de sable dépend de nombreux paramètres : force de gravité, densité du fluide et des grains solides, taille des grains, pente, vitesse de l'écoulement. Cette mise en mouvement peut prendre différentes formes selon que les grains roulent (reptation), réalisent des petits sauts (saltation) ou sont emportés par le fluide (suspension), jusqu'à la redéposition du matériel granulaire

(Bagnold, 1941). Ce transport de matière solide engendre la formation de motifs souvent structurés sur plusieurs échelles. Dans le cas des déserts (de sable) terrestres, on appelle *rides* les petites structures transverses de l'ordre du décimètre (figure 1.1a), tandis que le terme de *dune* est employé pour les gros monticules dont la largeur dépasse typiquement la dizaine de mètres (Kok, Parteli, Michaels, & Bou Karam, 2012). Entre ces deux tailles, les motifs sont tantôt qualifiés de mégarides (Lämmel et al., 2018), tantôt de protodunes (Elbelrhiti, 2012), selon leur mécanisme de croissance. Les dunes les plus imposantes sont elles-mêmes constituées d'une véritable hiérarchie de motifs dunaires (McKee, 1979 ; Dong et al., 2009). Les morphologies résultantes fluctuent avec le temps. Elles répondent aux changements de vent par une réadaptation progressive d'autant plus lente que leur taille est importante.

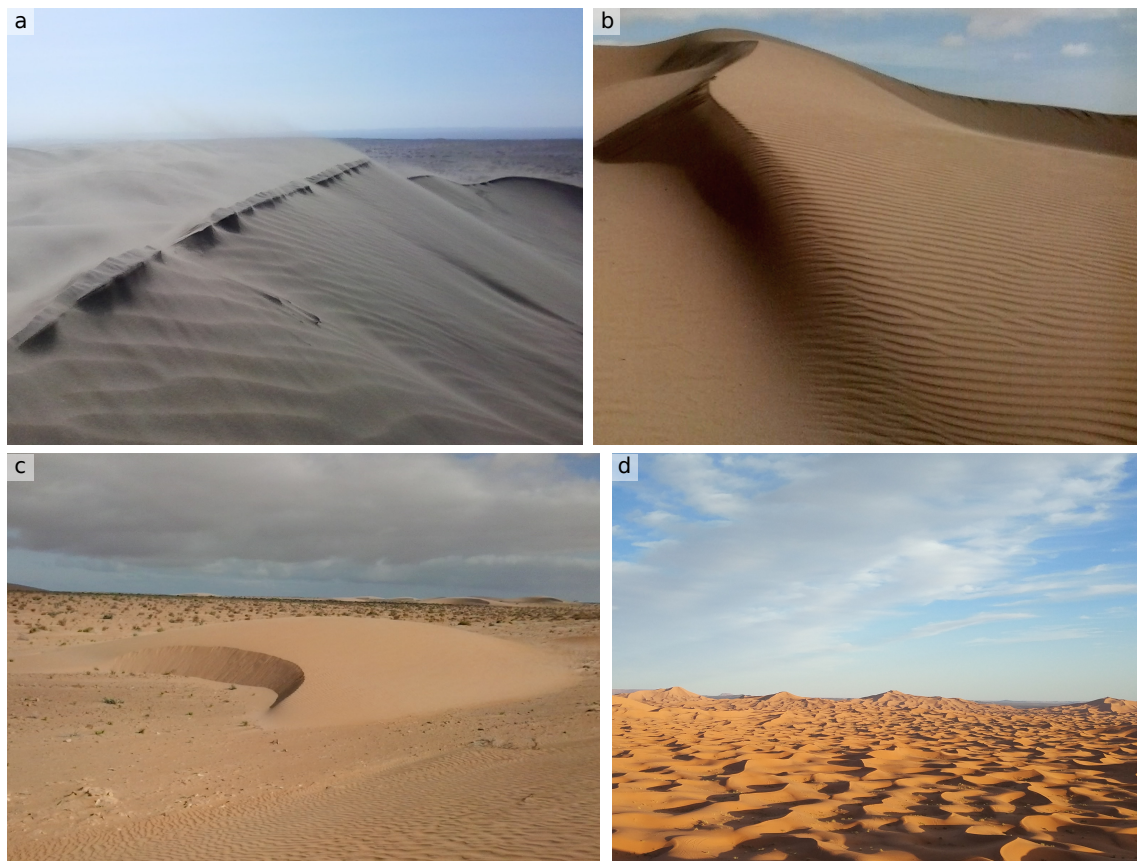


FIGURE 1.1 – **a** : Transport éolien (désert de Gobi, Chine). **b** : Rides à la crête d'une bar-khanoïde (Tarfaya, Maroc). **c** : Petite barchane (Tarfaya, Maroc). **d** : Erg Chebbi (Maroc).

Par ailleurs, les dunes sont rarement isolées. A l'échelle régionale, elles s'organisent en population ou champ de dunes (figure 1.1d), notamment dans les mers de sable d'Afrique ou d'Asie (Lancaster, 1988 ; Hersen, 2004a).

Parmi les autres éléments pouvant influencer sur la construction des motifs dunaires, on mentionnera la quantité de matière granulaire disponible, sa cohésion (présence éventuelle

d’humidité), la topographie du terrain alentour (montagnes, affleurements rocheux, bassins, lits de rivière ...), le développement de végétation. Tous ces facteurs contribuent à la diversité des motifs dunaires observés.

1.2 Principaux motifs dunaires

Dans cette partie, on s’appliquera à décrire les principales morphologies dunaires, et les conditions typiques de leur apparition.

1.2.1 Barkhanes et dômes

La forme la plus emblématique est certainement celle en croissant des dunes *barkhanes* (Hersen, 2004a). De telles dunes sont communément observées dans les zones partiellement recouvertes en sable et sujettes à un régime de vent unidirectionnel. Elles se caractérisent par une face exposée au vent, incurvée au sommet et délimitée en aval par une face d’avalanche plus abrupte et ornée de part et d’autre par des cornes plus ou moins longues, parallèles au vent.

Lorsque leur taille est insuffisante pour développer une face d’avalanche, elles adoptent une forme arrondie et portent le nom de dunes *dômes*¹. Ces dernières sont souvent considérées comme instables et vouées à disparaître, ou comme une étape transitoire avant l’apparition des barkhanes (W. J. H. King, 1918 ; Gao, Gadai, Rozier, & Narteau, 2018 ; Qian et al., 2021).

1.2.2 Transverses

Les dunes *transverses*, longues barres de sable perpendiculaires au vent, se forment dès lors que la disponibilité en sable est assez abondante pour couvrir de grandes étendues en largeur, sous une condition de faible variabilité de la direction du vent (McKee, 1979). Comme les barkhanes, elles sont dotées d’une face d’avalanche protégée du vent.

1.2.3 Linéaires

En présence d’un régime de vent constitué de deux directions privilégiées formant un angle obtus, on observe la formation de dunes *linéaires* ou *longitudinales*. Souvent constituées de deux faces relativement symétriques de part et d’autre de la crête, elles peuvent atteindre une centaine de kilomètres en longueur. Quand la quantité de sable disponible est réduite, elles sont éloignées les unes des autres et parallèles à la résultante des vents. Ce type de dunes est de loin le plus abondant dans les déserts terrestres, en raison de la variabilité des régimes de vent induite par l’alternance des saisons.

1. ou de “dos de baleine” (whaleback) dans la littérature anglophone.

1.2.4 Étoiles et réseaux

Sous des régimes de vents multimodaux, les motifs dunaires deviennent plus complexes et développent des crêtes d'orientations variées. C'est notamment le cas des dunes en "réseau" dont les crêtes s'entrecroisent suivant un schéma plus ou moins régulier. Leur formation nécessite une épaisse couverture sableuse.

Un autre exemple est celui des dunes *étoiles*, imposants édifices pyramidaux pouvant largement dépasser la centaine de mètres de hauteur et dotés de bras courbes irradiants dans différentes directions ([Lancaster, 1989](#)).

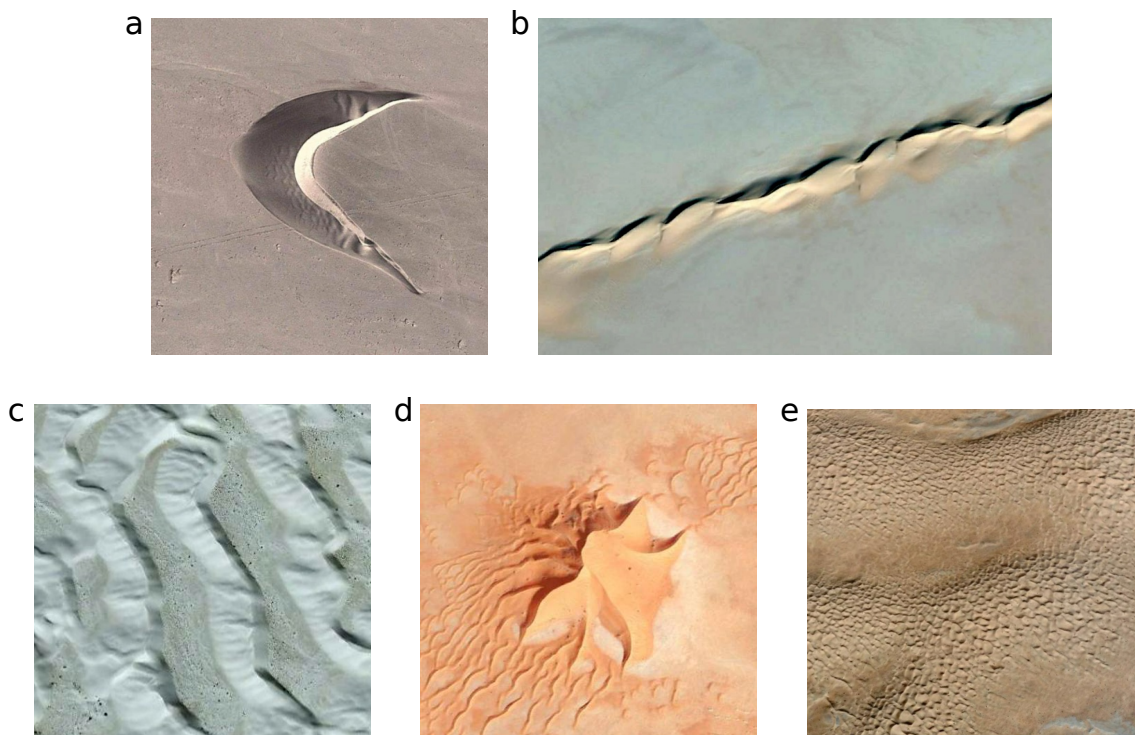


FIGURE 1.2 – Principaux types de dunes. **a** : Barkhane. **b** : Dune linéaire. **c** : Dunes transverses. **d** : Dune étoile. **e** : Réseaux de dunes superposées. (photos : Google Earth - Maxar).

1.3 Transport sédimentaire

L'existence des dunes réside dans la capacité d'un fluide à générer du transport granulaire. On considère dans ce qui suit un écoulement fluide faiblement visqueux, caractérisé par un grand nombre de Reynolds.

1.3.1 Vitesse seuil

En surface, les grains de sable subissent une force d'entraînement due au cisaillement du fluide. Au-delà d'un seuil caractérisé par une vitesse de cisaillement u_{th} et dépendant

des densités respectives du fluide et du sable, les grains sont mis en mouvement.

Dans les déserts terrestres, [Bagnold \(1941\)](#) avait estimé cette vitesse seuil à 0.2 m/s en surface pour des grains de diamètre 0.25 mm, une valeur encore admise actuellement. Pour des lits de sable dont la rugosité est proche de 10^{-3} m, elle correspond à une vitesse de vent proche de 5 m/s à 10 mètres du sol.

1.3.2 Flux saturé

Sous un écoulement constant de vitesse supérieure au seuil u_{th} , le flux de sable atteint rapidement une valeur de saturation q_{sat} . En effet, à la vitesse de l'écoulement correspond une certaine quantité d'énergie susceptible d'être transférée aux grains mobilisables à la surface d'un lit sédimentaire. La saturation du flux traduit donc un équilibre énergétique dans l'interaction fluide-solide.

Plusieurs lois de transport ont été formulées afin de relier la vitesse de cisaillement u_* et le flux saturé q_{sat} . En particulier, Bagnold a effectué de nombreuses mesures avant de proposer la relation

$$q_{sat} \propto \sqrt{\frac{d}{D}} \frac{\rho_f}{g} u_*^3 \quad (1.1)$$

où d est le diamètre moyen des grains de sable, D un diamètre de référence, ρ_f la densité du fluide et g la gravité ([Bagnold, 1941](#)). Cependant, d'autres mesures plus précises ont amené ultérieurement à reconsidérer cette formule dans le cas d'un lit plat érodable. Par la suite, nous nous référerons à la loi de Ungar et Haff

$$q_{sat} \propto \sqrt{\frac{d}{g}} \rho_f (u_*^2 - u_{th}^2) \quad (1.2)$$

qui prend en compte la vitesse seuil. Le terme quadratique s'explique par l'existence d'une couche de transport au sein de laquelle la vitesse des grains est constante et ne dépend pas de la vitesse de cisaillement ([Ungar & Haff, 1987](#); [Kok et al., 2012](#); [Valance, Rasmussen, El Moctar, & Dupont, 2015](#)).

1.3.3 Longueur de saturation

Toute modification de l'écoulement induit une variation du flux de sable qui n'est pas seulement locale. On appelle *longueur de saturation* l_{sat} la distance nécessaire pour que le flux s'adapte aux variations de l'écoulement du fluide ou de la disponibilité en sable.

Au premier ordre, le flux q à la distance x suit une loi de relaxation exponentielle régie par l'équation

$$l_{sat} \frac{\partial q}{\partial x} = q_{sat} - q. \quad (1.3)$$

Dans les études effectuées en soufflerie, on observe que la longueur l_{sat} ne dépend pas

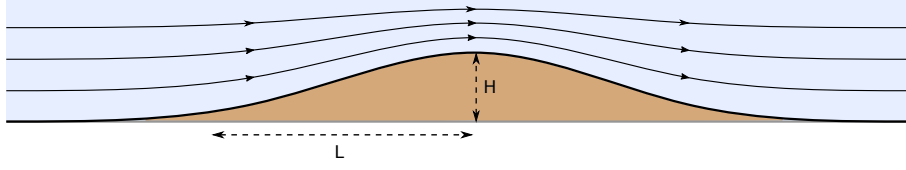


FIGURE 1.3 – Écoulement fluide sur une bosse de hauteur H et de demi-longueur L . Les lignes de courant se resserrent près du sommet.

de la vitesse du vent (contrairement à q_{sat}) et est proche du mètre. Elle est davantage contrôlée par l'inertie des grains de sable que par le cisaillement. Plus précisément, on mesure la dépendance ci-dessous

$$l_{\text{sat}} \approx 4 \frac{\rho_s}{\rho_f} d \quad (1.4)$$

avec ρ_s la densité des grains (Andreotti, Claudin, & Pouliquen, 2010).

1.4 Couplage hydrodynamique

Tandis que le fluide agit sur la topographie en déplaçant du sédiment, celle-ci agit en retour sur le fluide en contraignant la géométrie de l'écoulement. L'existence de cette rétroaction donne lieu à un système couplé entre deux milieux, l'un dans une phase solide (granulaire) et l'autre dans une phase fluide (liquide ou gazeuse).

Considérons par exemple un écoulement fluide sur une surface présentant une déformation en forme de bosse, comme sur la figure 1.3. En raison de la conservation de la masse, la vitesse de l'écoulement augmente tandis que les lignes de courant se compressent au voisinage de la bosse.

Le profil des vitesses perpendiculairement à la surface adopte généralement une distribution logarithmique (loi du mur). L'augmentation du gradient de vitesse en présence d'un obstacle produit une augmentation du cisaillement.

1.4.1 Déphasage

Les modèles d'écoulement le long de profils sinusoïdaux de faible rapport d'aspect prédisent que le maximum du cisaillement se situe en amont du sommet (Hunt, Leibovich, & Richards, 1988 ; Weng et al., 1991). Ce déphasage est un effet hydrodynamique dû à la présence d'une couche limite turbulente, elle-même induite par la rugosité de surface.

Dans le cas d'un milieu granulaire, ce déphasage conditionne la croissance de l'amas. En effet, en l'absence de déphasage, le sommet serait en érosion et l'amas verrait sa hauteur diminuer. Si au contraire le maximum du cisaillement est en amont du sommet d'une distance au moins égale à l_{sat} , le sommet se retrouvera en déposition et pourra croître en hauteur (Fourrière, Claudin, & Andreotti, 2010).

Cet effet a pu être mesuré récemment lors d’expériences de terrain qui confirment la validité de ce mécanisme (Lü et al., 2021). Il constitue une rupture spontanée de symétrie, responsable de la formation d’une pente d’avalanches sous le vent tandis que le rapport d’aspect augmente (Kroy et al., 2002).

1.4.2 Accélération

L’accélération Δu du vent au sommet dépend du rapport d’aspect de la bosse. D’après Jackson et Hunt (1975), cette relation peut s’écrire au premier ordre

$$\Delta u \approx B \left(\frac{H}{L} \right) u_* \quad (1.5)$$

avec u_* la vitesse de cisaillement sur lit plat, H la hauteur de la crête, L la demi-largeur caractéristique de la section parallèle au vent et B un terme sans dimension, sous l’hypothèse d’un rapport $H/L \ll 1$ et d’une section symétrique.

En raison de cet effet d’accélération hydrodynamique, le flux de sable au sommet d’une dune dépend de son rapport d’aspect apparent. Loin du seuil de transport u_{th} , l’équation (1.5) conduit à une relation de la forme

$$Q_c \approx (1 + \gamma) Q_0, \quad (1.6)$$

entre le flux Q_c à la crête et le flux Q_0 sur lit plat. Le terme $\gamma = \beta \frac{H}{L}$ correspond au “speed-up”, avec β supposé constant au premier ordre (Courrech du Pont, 2015).²

1.5 Mécanismes de croissance

La question de la morphogénèse des différents types de dunes n’est pas entièrement élucidée, en particulier pour les dunes étoiles. Toutefois, nous comprenons de mieux en mieux les mécanismes physiques impliqués, au moins pour les dunes les simples.

Dans cette partie, nous détaillons trois mécanismes de croissance des motifs dunaires :

- l’instabilité de lit plat,
- la digitation,
- la coalescence.

Pour simplifier, nous pouvons qualifier les deux premiers mécanismes d’endogènes au sens où ils résultent de la répartition intrinsèque des flux de sable, conduisant à une croissance verticale (instabilité de lit plat) ou horizontale (digitation). Un apport extérieur de sable n’est pas indispensable, contrairement au dernier mécanisme associé aux collisions ou agrégations de dunes, de nature exogène.

2. La linéarisation de l’équation (1.2) conduit à la relation $\beta = 2B$.

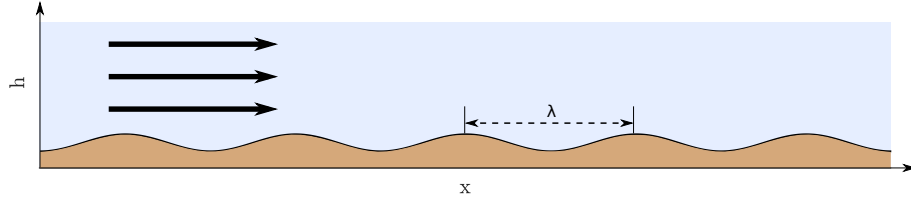


FIGURE 1.4 – Écoulement fluide sur un lit de sable de topographie périodique sinusoïdale. De la longueur d'onde λ dépendra le taux de croissance de la perturbation topographique.

1.5.1 Instabilité de lit plat

Considérons à présent un lit de sable doté d'une légère perturbation périodique de forme sinusoïdale et de longueur d'onde λ , cisaillé transversalement par un fluide en mouvement (figure 1.4). La forme du lit se déforme progressivement au gré des processus d'érosion, transport et redéposition du sable, de sorte que l'amplitude moyenne de la perturbation évolue.

Taux de croissance

En raison de la conservation de la masse, le lit subit une érosion dès lors que le flux sédimentaire est en augmentation dans l'axe de l'écoulement. Inversement, la déposition l'emporte lorsque le flux sédimentaire diminue. Le chargement du flux est gouverné par l'équation (1.3) et dépend de l'intensité du cisaillement.

En utilisant la loi de transport (1.2) et en tenant compte du déphasage entre topographie et cisaillement (cf. §1.4.1), il est possible d'inférer le taux de croissance σ de la perturbation. Nous nous référons à l'étude analytique conduite par Andreotti et al. (2002b). Au terme d'une analyse de stabilité linéaire, les auteurs obtiennent la formule de dispersion

$$\sigma = \frac{k^2 (B - Ak)}{1 + k^2}, \quad (1.7)$$

où $k = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde (λ et σ sont adimensionnés relativement à l_{sat} et au flux saturé sur lit plat), les constantes positives A et B traduisant le déphasage entre topographie et cisaillement (l'angle ϕ du déphasage vérifie $\tan \phi = B/A$). Cette relation est représentée en figure 1.5 dans le cas $A = 4$, $B = 2$, proche des valeurs mesurées par Claudin, Wiggs, et Andreotti (2013), et plus récemment par (Lü et al., 2021).

Lorsque l'écoulement alterne entre plusieurs directions différentes, on trouve une formule de dispersion plus générale qui dépend du nombre d'onde, de l'orientation de la perturbation et des paramètres du régime de vents, dans Gadal, Narteau, Courrech du Pont, Rozier, et Claudin (2019).

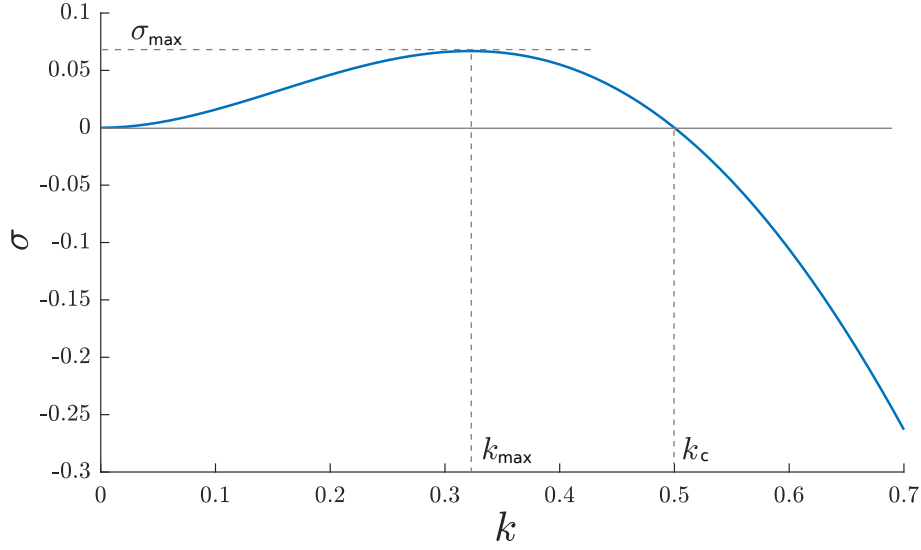


FIGURE 1.5 – Taux de croissance σ en fonction du nombre d’onde k , obtenu par analyse de stabilité linéaire d’un lit plat cisailé par le vent. Le taux σ est maximal pour $k = k_{\max}$ et nul pour $k = k_c$.

Longueurs d’onde et instabilité

On nomme *longueur de coupure* la longueur d’onde λ_c pour laquelle la croissance est nulle. À partir de l’équation (1.7), on obtient $\lambda_c = 2\pi A/B [l_{\text{sat}}]$, ce qui conduit, en admettant que $A/B \approx 2$, à l’approximation $\lambda_c \approx 12 [l_{\text{sat}}]$.

Lorsque $\lambda > \lambda_c$ (soit $k < k_c$), le taux de croissance σ est positif et l’amplitude moyenne de la perturbation augmente, ce qui induit le développement d’une instabilité dite “de lit plat”. Il existe en outre une longueur d’onde $\lambda_{\max}$, correspondant au nombre d’onde $k_{\max} = 2\pi/\lambda_{\max}$, dont le taux de croissance est maximal. En d’autres termes, la longueur d’onde $\lambda_{\max}$ est la plus instable et détermine de fait la taille des dunes émergentes sur lit plat.

Tout comme la longueur de saturation l_{sat} , la longueur $\lambda_{\max}$ est relativement indépendante de la vitesse du vent (loin du seuil u_{th}). On considère en général qu’elle est proportionnelle à l_{sat} . Numériquement, l’équation (1.7) donne $\lambda_{\max} \approx 20 [l_{\text{sat}}]$ pour un rapport $A/B \approx 2$.

Sur le terrain, on mesure $\lambda_{\max} \approx 20$ m et $\lambda_c \approx 10$ m (Elbelrhiti, Claudin, & Andreotti, 2005). En pratique, la longueur λ_c est interprétée comme la taille “minimale” des dunes, en accord avec les observations dans les déserts terrestres. Sur d’autres corps planétaires, ces tailles caractéristiques peuvent changer radicalement. Sur Mars, par exemple, où la densité de l’air est très faible, on estime que $\lambda_{\max}$ est de l’ordre de plusieurs centaines de mètres (Claudin & Andreotti, 2006).

1.5.2 Digitation granulaire

Certains motifs dunaires ont la faculté de croître horizontalement, notamment lorsque le sable recouvre partiellement un sol non-érodable. Cette croissance est localisée au niveau d’une extrémité libre et donne lieu à une déposition de sable à la pointe, provoquant ainsi un allongement de cette dernière. On parle alors de croissance par *extension*, *élongation* ou *digitation*, par analogie avec la croissance des végétaux, et les motifs correspondants sont parfois appelés “doigts” (ou “fingers” dans la littérature anglophone).

Aperçu historique

Au cours du siècle dernier, scientifiques et explorateurs du désert se sont interrogés sur la morphogenèse de ces longues dunes linéaires qui s’étendent sur de vastes territoires. Citons les principales hypothèses qui furent avancées, même si certaines sont abandonnées, tout au moins dans leur forme originale. On pourra se référer à [Lancaster \(1982\)](#) pour une analyse des travaux les plus anciens, et notamment ceux de Léon Aufrère, de Ralph A. Bagnold et de Cecil T. Madigan durant les années 1930 à 1950.

- L’idée simple selon laquelle l’extension des dunes linéaires est directement réalisée par l’action du vent dominant, parallèlement à la crête, a originellement prévalu. Elle s’est trouvée corroborée en certains lieux, tels le désert de Simpson en Australie, où l’orientation des dunes semblait correspondre au vent dominant ([Madigan, 1936](#)). Toutefois, la présence avérée de végétation sur les dunes australiennes rend cet exemple non-conclusif pour le cas général (sable non-cohésif).
- Plusieurs auteurs ont envisagé que les dunes linéaires pourraient parfois résulter d’une lente érosion de l’espace interdunaire qui les sépare. Cette érosion serait ainsi engendrée par un vent parallèle à l’orientation des dunes ([Aufrère, 1931](#)). Ce scénario, appelé “wind-rift” dans un article de [D. King \(1960\)](#), a été récemment contredit par des analyses sédimentaires sur le terrain ([Wopfner & Twidale, 2001](#) ; [M. W. Telfer, Gholami, Hesse, Fisher, & Hartley, 2020](#)).
- Une variante de l’hypothèse précédente suppose que les dunes linéaires sont formées par des écoulements d’air hélicoïdaux contro-rotatifs. Ces écoulements, dus à la convection atmosphérique, seraient responsables de l’érosion de l’interdune ([Bagnold, 1953](#) ; [Hanna, 1969](#)). Cette variante est également déconsidérée en raison d’incohérences sur les échelles de longueur ([Tsoar, 1978](#) ; [Lancaster, 1982](#)).
- [Bagnold \(1941\)](#) a proposé un mécanisme de transition d’une barkhane en dune linéaire ondulante (“seif dune”) sous l’action d’un régime de vent bidirectionnel asymétrique. Bien qu’une telle transition soit désormais reconnue et documentée ([Lancaster, 1980](#)), les modalités de celle-ci continuent d’être discutées ([E. J. R. Parteli et al., 2014](#) ; [Lv, Dong, Narteau, & Rozier, 2016](#)).

- Tsoar et Yaalon (1983) ont démontré au moyen de mesures *in situ* l'existence de flux de sable parallèles à la crête engendré par la déflexion du vent au contact de la dune. L'idée que ce flux défléchi puisse jouer un rôle prépondérant dans le mécanisme d'extension est encore débattue à l'heure actuelle (Tsoar, 1989 ; Lancaster, 1995 ; E. J. R. Parteli et al., 2009 ; Rozier et al., 2019).

Mécanisme d'élongation

Dans l'état actuel des connaissances, deux conditions président au déclenchement de la croissance par digitation.

1. La quantité de sable, ou à tout le moins la couverture en sable, doit être relativement limitée pour permettre l'apparition d'une extrémité libre orientée dans la direction de la résultante des flux (sur lit plat). D'un autre côté, le flux de sable en amont de celle-ci doit être suffisant pour en assurer la croissance, de sorte que les pertes en sable dues à l'érosion soient inférieures à l'intégralité des gains par déposition.
2. Le régime de vent doit être constitué d'au moins deux directions clairement différenciées, ce que Bagnold (1941) nommait "crosswinds". Le cas de figure "type" est celui de l'action conjointe de deux vents soufflant à des périodes successives dans des directions formant un angle obtus non-plat. Cette condition est importante pour assurer la stabilité du motif. En effet, dans le cas d'un régime de vent unidirectionnel ou constitué de deux vents proches, l'instabilité de lit plat pourrait se développer dans l'axe du motif et provoquer, *in fine*, sa rupture. Ce phénomène est parfois visible au niveau des cornes des barkhanes (nucléation).

Le processus de croissance par digitation se déroule de la manière suivante : sur la face exposée au vent, le sable est transporté jusqu'au sommet avant de dévaler sur l'autre face, souvent à l'abri du vent. A chaque renversement de vent, les faces exposées et abritées sont interverties et le même processus se reproduit. Le flux résultant génère un transport de sable en direction de la pointe. Les dépôts successifs à la pointe provoquent son élargissement et son allongement.

Dans l'ensemble, ce processus est assez bien compris qualitativement, mais plusieurs points sont encore débattus :

- Pour quels régimes de vent et quelles conformations dunaires une extension est-elle observée ?
- L'élongation s'accompagne-t-elle d'une migration latérale ?
- Quel est le rôle des écoulements secondaires (non-parallèles au vent) dans le transport de sable associé ?

Concernant la première question, relative à la stabilité du motif, des diagrammes de phase ont été proposés pour des régimes bidirectionnels, tout d'abord à partir d'expériences

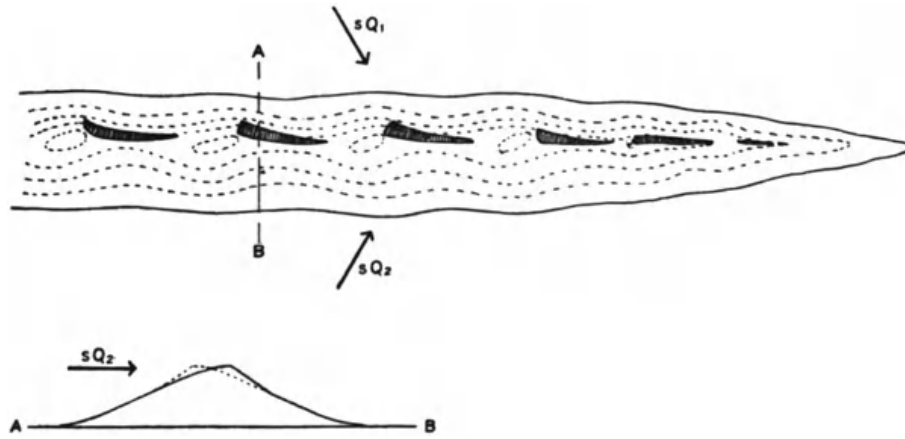


FIGURE 1.6 – Croissance par digitation dans un régime de vent bidirectionnel symétrique, d’après [Bagnold \(1941\)](#). Les flèches indiquent les flux correspondants à chaque vent. En bas, la section AB change de forme selon la direction du vent.

en laboratoire ([Taniguchi, Endo, & Sekiguchi, 2012](#)), puis à l’aide de simulations numériques ([Gao, Narteau, Rozier, & Courrech du Pont, 2015](#)). Les résultats de ce dernier article suggèrent que la stabilité du motif dépend du rapport des taux de croissance respectifs des deux mécanismes en jeu, la digitation et l’instabilité de lit plat (cf §1.7.2).

Quant à la dynamique de ce processus (vitesse effective d’élongation, migration latérale), elle reste encore relativement méconnue et dépend vraisemblablement des conditions de vent et d’apport en sable. Elle fera l’objet d’études détaillées en chapitres 3 et 4.

Par ailleurs, d’autres modes de croissance par extension ont également été décrits sous un régime de vent plus ou moins unidirectionnel. Ils correspondent le plus souvent à des situations particulières où le sable est cohésif (traces d’humidité, présence de végétation), comme mentionné dans l’article de [D. M. Rubin et Hesp \(2009\)](#). Ces cas sont assez bien documentés et ne seront pas traités dans notre étude.

Longueur d’onde

Il est fréquent d’observer un grand nombre de dunes linéaires qui croissent parallèlement dans la même direction, et dotées d’un espacement régulier entre dunes adjacentes. Nous avons envisagé un temps l’hypothèse selon laquelle il existerait un mécanisme favorisant une longueur d’onde associée à une croissance plus rapide. Cette hypothèse a été testée au moyen de simulations numériques par [Gadal, Narteau, Courrech du Pont, Rozier, et Claudin \(2020\)](#). Les résultats suggèrent que la vitesse d’élongation ne dépend pas de l’espacement entre les motifs et que la longueur d’onde est contrôlée par la distribution des apports en sable, en amont du faisceau de doigts. En conclusion, il n’existe pas de longueur d’onde propre au mécanisme de digitation granulaire, à la différence de l’instabilité de lit plat.

1.5.3 Coalescence

Un mécanisme générique

On parlera de coalescence lorsque deux dunes proches finissent par fusionner en une seule, dont la taille augmente mécaniquement. Un scénario fréquent est celui où une petite dune est absorbée par une autre plus volumineuse.

Pour simplifier, on peut considérer la coalescence dunaire comme une suite logique de la morphogenèse. En effet, l'apparition d'un grand nombre de motifs dunaires de petites tailles dans un espace réduit conduit inmanquablement à des rapprochements et des regroupements de motifs, par fusion ou absorption. Ce mécanisme semble commun aux principaux types de dunes, qu'elles soient transverses, barkhanes ou linéaires (Liu & Baas, 2020). Toutefois, son intensité diminue au fur et à mesure de la maturation du champ de dunes, dès lors que les alignements sont plus réguliers ou que les dunes sont plus espacées (Ewing & Kocurek, 2010). Selon un résultat récent, la relation entre densité des interactions et espacement moyen des dunes suit une loi quadratique inverse, tant pour les chaînes barkhanoïdes que pour les dunes linéaires (Day & Kocurek, 2018).

Coalescence sur lit plat

Quand une instabilité de lit plat se développe, le mécanisme de coalescence entre en jeu immédiatement et contribue à la croissance rapide du motif, suivant une loi exponentielle. Après sélection de la longueur d'onde la plus instable, la croissance par coalescence se poursuit. Ce processus s'accompagne souvent d'une propagation de défauts (extrémités libres) à travers le champ de dunes, complexifiant la dynamique de coalescence (Ewing & Kocurek, 2010).

Des simulations numériques de dunes transverses (figure 1.7) suggèrent que la croissance du motif en amplitude et en longueur d'onde évolue vers une loi de puissance de même exposant égal à $1/3$ (Gao, Narteau, & Rozier, 2015).

Lorsque la quantité de sédiment n'est pas limitée, cette croissance peut continuer tant que l'écoulement n'est pas contraint en hauteur. En revanche, la présence d'une couche limite atmosphérique est susceptible de bloquer la croissance du motif et de contrôler ainsi la taille de certaines dunes géantes (Andreotti, Fourriere, Ould-Kaddour, Murray, & Claudin, 2009).

Coalescence de barkhanes

De nombreux travaux ont été conduits sur les collisions dans les champs de barkhanes. Comme la vitesse de déplacement des dunes diminue à mesure que leur taille augmente, les barkhanes de taille réduite tendent à impacter celles de taille plus importante. On admet généralement que ces interactions contribuent au grossissement des barkhanes (Lima,

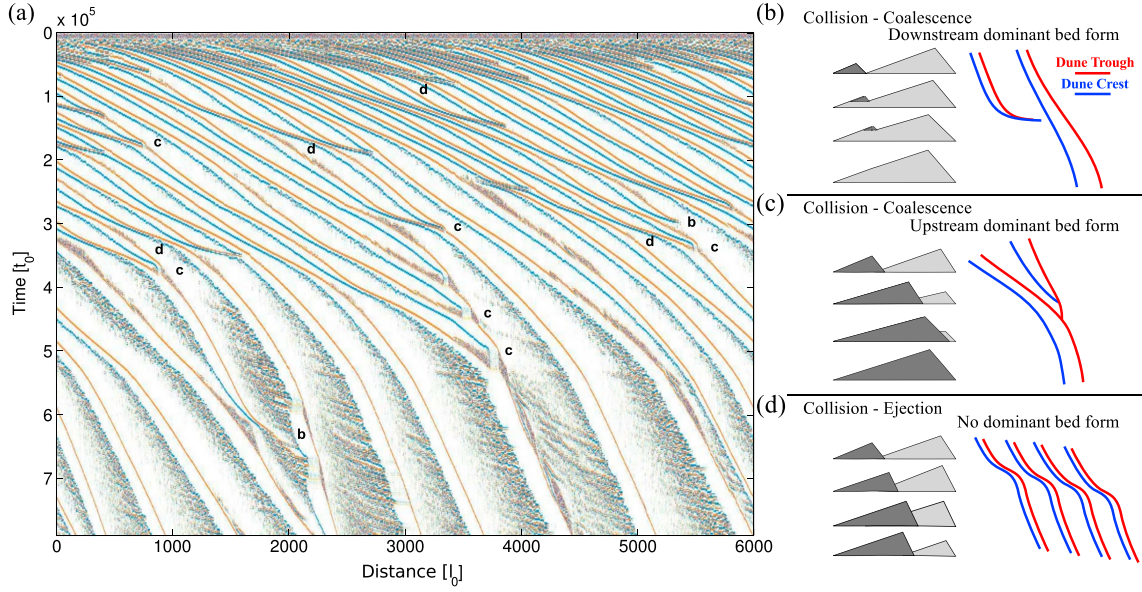


FIGURE 1.7 – (a) Diagramme spatio-temporel d’une section verticale parallèle au vent (orienté vers la droite) dans une simulation numérique de dunes transverses. Les crêtes sont en bleu et les creux en rouge. (b-c) Deux types de coalescence. (d) Échange de sédiment. D’après Gao, Narteau, et Rozier (2015).

Sauermann, Herrmann, & Kroy, 2002). Toutefois, la collision de deux barkhanes n’engendre pas toujours de coalescence, notamment lorsqu’elles sont de tailles comparables. Il existerait en effet un seuil sur les tailles relatives des dunes au-delà duquel la dune impactée éjecte à son tour une petite dune (Hersen & Douady, 2005 ; Schwämmle & Herrmann, 2003). Ce comportement de type collision-éjection pourrait expliquer la saturation de la taille des dunes dans les champs de barkhanes terrestres, qui auraient atteint une forme d’équilibre dynamique (Durán, Schwämmle, Lind, & Herrmann, 2009 ; Génois, Hersen, Courrech du Pont, & Grégoire, 2013 ; Hersen et al., 2004).

1.6 Orientation des crêtes

1.6.1 Orientation sur lit de sable

En présence d’un vent unidirectionnel, les dunes sont de type transverse et s’orientent perpendiculairement au vent. Mais si le régime de vent est bidirectionnel, l’orientation des dunes dépend de l’amplitude angulaire θ des vents. Elle est transverse pour $\theta < 90^\circ$, sinon elle est longitudinale (parallèle à la résultante des vents) ou oblique (figure 1.8).

Plus généralement, Rubin et Hunter ont suggéré que les motifs qui se développent sur lit de sable adoptent spontanément l’orientation qui maximise la somme des flux perpendiculaires à la crête (D. M. Rubin & Hunter, 1987). En régime de vent bidirectionnel, cette prédiction permet de rendre compte aussi bien de l’orientation des dunes transverses que

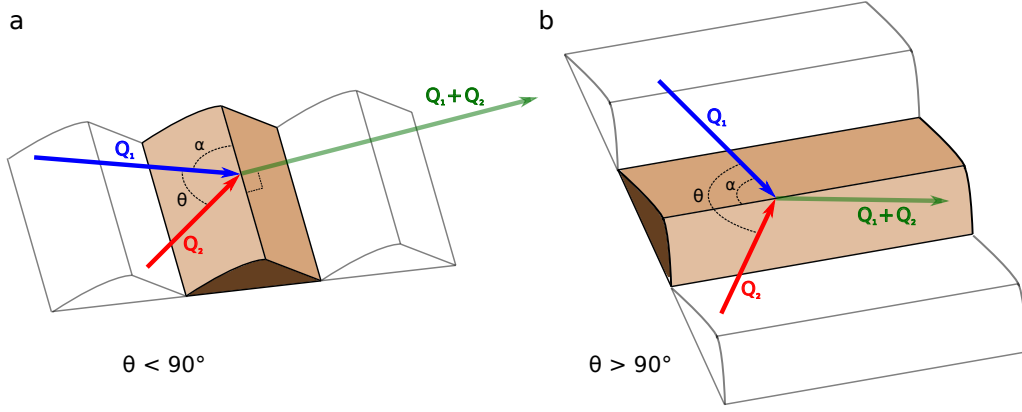


FIGURE 1.8 – Orientation des crêtes sur lit de stable en régime de vent bidirectionnel de transports sédimentaires Q_1 et Q_2 et de divergence angulaire θ . La flèche verte indique la résultante des transports. **a**: Orientation transverse si $\theta < 90^\circ$. **b**: Orientation longitudinale ou oblique si $\theta > 90^\circ$.

de celle des dunes longitudinales ou obliques, notamment dans les expériences menées en milieu aquatique (D. M. Rubin & Ikeda, 1990).

Pour un régime de vent constitué de n directions de vent d'orientations $\alpha_1, \dots, \alpha_n$ relativement à la crête et de transports sédimentaires à la crête $Q_1, \dots, Q_n$, la somme des transports perpendiculaires à la crête s'écrit

$$Q_\perp = \sum_{i=1}^n Q_i |\sin \alpha_i|. \quad (1.8)$$

Dans le cas d'un régime de vent bidirectionnel ($n = 2$), on nomme θ l'amplitude angulaire entre les deux vents et α l'angle absolu entre la crête et le vent principal (de transport Q_1). L'angle α , non-orienté, est compris entre 0 et 90° comme sur la figure 1.8. La somme des transports perpendiculaires vaut

$$Q_\perp = Q_1 \sin \alpha + Q_2 \sin(\theta + s \alpha) \quad (1.9)$$

avec $s = 1$ si $\theta < 90^\circ$, $s = -1$ sinon. Elle est maximale lorsque la condition ci-dessous est vérifiée :

$$\frac{\partial Q_\perp}{\partial \alpha} = 0. \quad (1.10)$$

On suppose dans un premier temps que les transports à la crête sont indépendants de α , et de rapport

$$R = \frac{Q_1}{Q_2} \geq 1. \quad (1.11)$$

L'équation (1.10) conduit à la solution analytique

$$\tan \alpha = \frac{R + |\cos \theta|}{\sin \theta}. \quad (1.12)$$

Cette solution correspond à une orientation perpendiculaire de la crête relativement à la résultante des transports lorsque $\theta < 90^\circ$, sinon elle est oblique (figure 1.8).

Toutefois, ce calcul ne prend pas en compte la dépendance des transports Q_i ($i = 1$ ou 2) à l'angle α . Or, l'accélération du vent au sommet est fonction du rapport d'aspect apparent de la dune, en raison du couplage hydrodynamique décrit dans la section 1.4.2. Courrech du Pont et al. (2014) ont proposé d'intégrer cet effet dans le calcul de l'orientation finale. Au premier ordre, on a une relation de la forme

$$Q_i = (1 + \gamma |\sin \alpha_i|) Q_0, \quad (1.13)$$

où γ est le coefficient du “speed-up” pour un flux perpendiculaire à la crête, et Q_0 est le transport sur lit plat.

Ainsi, pour deux vents de même intensité et de durées respectives $T_1 \geq T_2$, l'équation (1.9) devient

$$Q_\perp = \frac{1}{T_1 + T_2} (T_1 (1 + \gamma \sin \alpha) \sin \alpha + T_2 (1 + \gamma \sin(\theta + s \alpha)) \sin(\theta + s \alpha)) Q_0. \quad (1.14)$$

Quand le rapport d'aspect est grand ($\gamma \approx +\infty$), le transport perpendiculaire est maximal pour

$$\tan 2\alpha = \frac{-|\sin 2\theta|}{R + \cos 2\theta} \quad (1.15)$$

avec $R = \frac{T_1}{T_2}$.

1.6.2 Direction d'élongation

Lors d'une croissance par digitation (§1.5.2) à partir d'une source fixe de sédiment, la dune s'allonge dans la direction de la résultante des flux (Courrech du Pont et al., 2014). L'orientation de la crête est alors parallèle au flux résultant à la crête (figure 1.10). Cet alignement permet au motif de s'allonger sans migration latérale.

Pour n directions de vent d'orientations $\alpha_1, \dots, \alpha_n$ relativement à la crête et de transports sédimentaires à la crête $Q_1, \dots, Q_n$, on écrit que la résultante des transports perpendiculaires est nulle :

$$\sum_{i=1}^n Q_i \sin \alpha_i = 0. \quad (1.16)$$

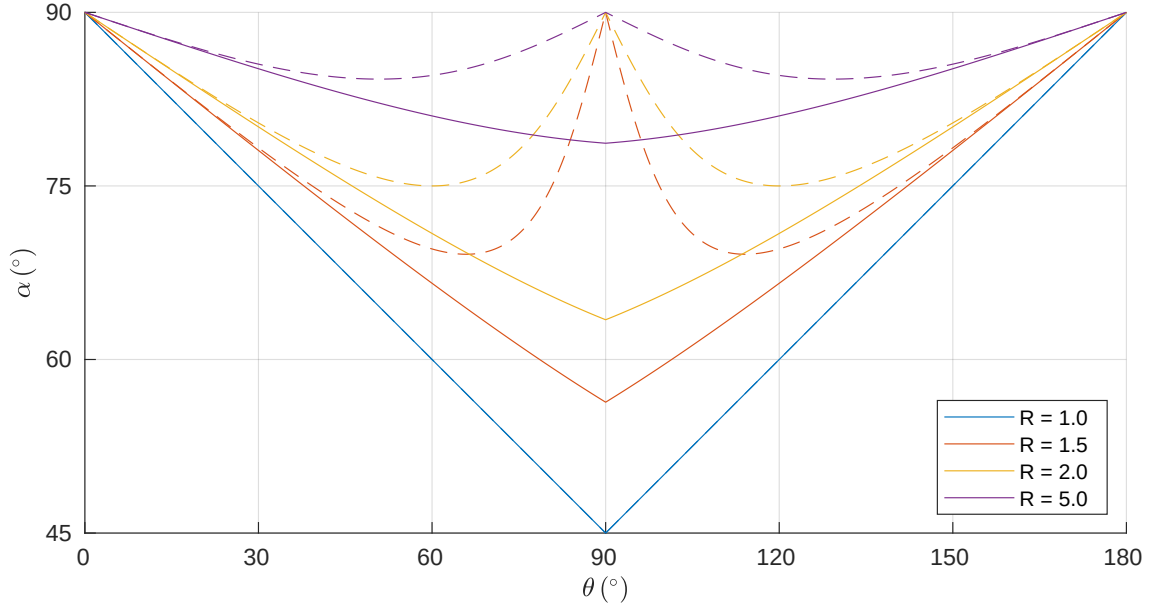


FIGURE 1.9 – Angle α entre la crête et le vent principal sur un lit plat déstabilisé par un régime de vent bidirectionnel d’amplitude angulaire θ . Sa valeur, prise entre 0 et 90° , est donnée par les équations (1.12) pour $\gamma = 0$ (traits pleins) et (1.15) pour $\gamma \rightarrow +\infty$ (traits pointillés). L’orientation est transverse pour $\theta < 90^\circ$ et longitudinale (ou oblique) sinon.

Dans le cas d’un régime bidirectionnel ($n = 2$), on nomme θ l’amplitude angulaire entre les deux vents et α l’angle absolu entre la crête et le vent principal (de transport Q_1). L’angle α est compris entre 0 et 90° comme sur la figure 1.10. L’équation (1.16) devient

$$Q_1 \sin \alpha = Q_2 \sin(\theta - \alpha). \quad (1.17)$$

En l’absence de “speed-up” ($\gamma = 0$ dans l’équation (1.13)), on obtient la solution analytique

$$\tan \alpha = \frac{\sin \theta}{R + \cos \theta}. \quad (1.18)$$

avec $R = \frac{Q_1}{Q_2}$.

En revanche, la prise en compte d’un coefficient de “speed-up” $\gamma > 0$ conduit à l’équation

$$T_1(1 + \gamma \sin \alpha) \sin \alpha = T_2(1 + \gamma \sin(\theta - \alpha)) \sin(\theta - \alpha) \quad (1.19)$$

pour deux vents de même intensité et de durées T_1 et T_2 . Dans la limite $\gamma \rightarrow +\infty$, on trouve

$$\tan \alpha = \frac{\sin \theta}{\sqrt{R} + \cos \theta} \quad (1.20)$$

avec $R = \frac{T_1}{T_2}$.

La figure 1.11 synthétise toutes les directions d’élongations en fonction de l’angle θ entre les vents et du rapport R de transport. Cependant certaines orientations ne pourront être

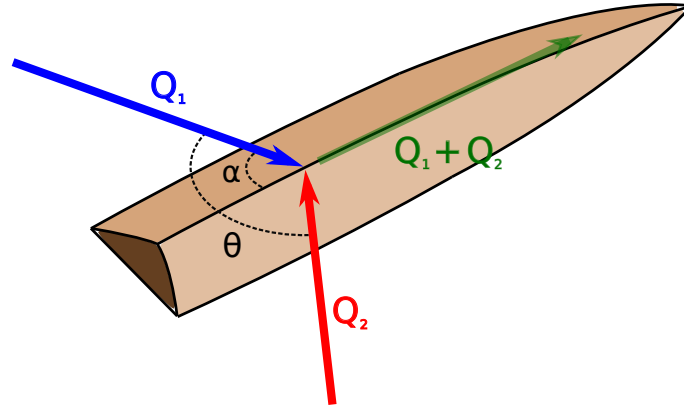


FIGURE 1.10 – Orientation d’une dune s’allongeant par digitation granulaire en régime de vent bidirectionnel de transports sédimentaires Q_1 et Q_2 et d’amplitude angulaire θ . La crête est parallèle à la résultante des transports (flèche verte).

observées compte de tenue des contraintes déjà évoquées pour la viabilité du mécanisme de digitation granulaire (§1.5.2).

1.7 Diagrammes de phase

Dans la section précédente, il est apparu que les orientations de crêtes se répartissent suivant deux classes distinctes, associées à des mécanismes de croissance spécifiques. Selon que la quantité de sédiment disponible est abondante ou limitée, les motifs dunaires subissent des changements plus ou moins graduels de forme et d’orientation qu’il est possible de prédire ou de contraindre via des diagrammes de “phase”, pour des régimes de vent comportant un nombre réduit de directions de vent.

1.7.1 Sur lit de sable

À la surface d’un lit de sable, le mécanisme dominant est l’instabilité de lit plat et les motifs sont transverses ou linéaires. L’orientation du motif sera alors qualifiée de transverse si les vents soufflent toujours du même côté de la crête, et de longitudinale (ou oblique) dans le cas contraire (figure 1.8). La transition entre ces deux orientations est essentiellement contrôlée par l’amplitude angulaire du régime de vent.

Pour un régime bidirectionnel, l’orientation est majoritairement transverse lorsque l’angle θ entre les directions de vent est inférieur à un angle critique θ_c proche de 90° , sinon elle est plutôt longitudinale (D. M. Rubin & Hunter, 1987 ; Gao, Narteau, Rozier, & Courrech du Pont, 2015). Toutefois, la transition s’effectue parfois de manière progressive avec coexistence des deux orientations lorsque θ est proche de θ_c (D. M. Rubin & Ikeda, 1990). Cette progressivité est associée un rapprochement des deux orientations de crête lorsque les vents ne transportent pas autant de sable l’un que l’autre en raison de leurs

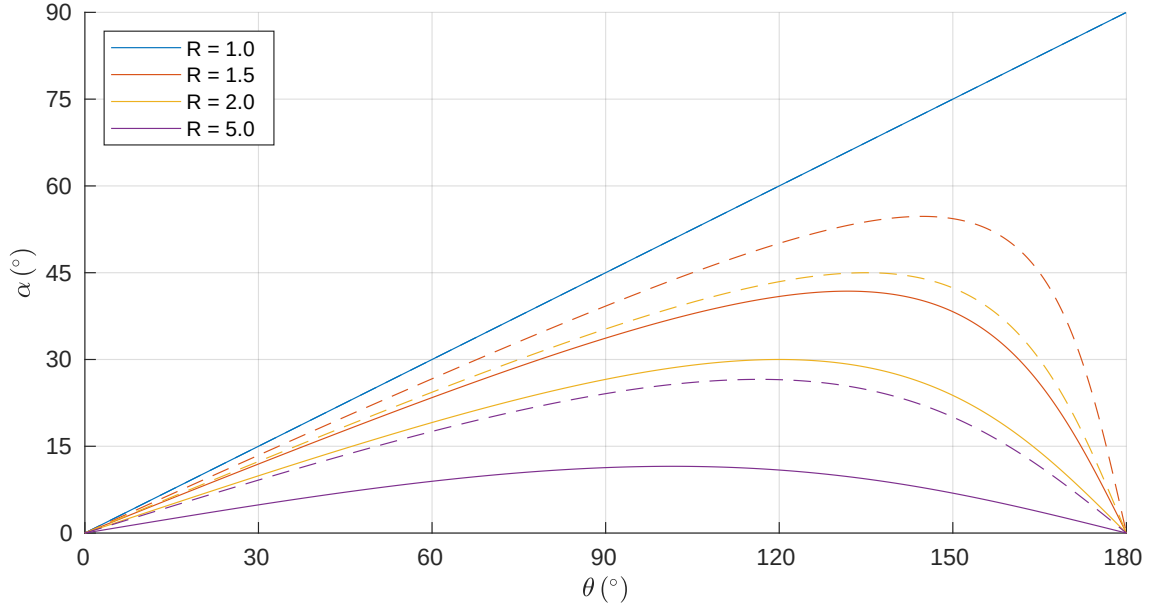


FIGURE 1.11 – Angle d'élongation α entre la crête et le vent principal sous un régime de vent bidirectionnel d'amplitude angulaire θ . Sa valeur est donnée par les équations (1.18) pour $\gamma = 0$ (traits pleins) et (1.20) pour $\gamma \rightarrow +\infty$ (traits pointillés).

forces ou de leurs durées respectives (régime asymétrique), alors qu'elles sont perpendiculaires en régime symétrique (figure 1.12).

1.7.2 Sur sol non-érodable

Coexistence des modes

La situation est moins claire sur un sol non-érodable faiblement recouvert de sable. En effet, selon la complexité du régime de vent, les motifs dunaires associés au mécanisme de digitation granulaire ont potentiellement plusieurs orientations possibles. Cela a notamment été observé quand la variabilité angulaire des directions de vent est élevée, et expliquerait ainsi la diversité des orientations de crêtes pour certains motifs dunaires.

Par ailleurs, la stabilité du motif linéaire dans l'une ou l'autre des orientations prédites n'est pas garantie. Le mécanisme d'instabilité de lit plat peut aussi s'exprimer le long de la crête, entraînant parfois la rupture du motif, en particulier lorsque le régime de vent a une faible amplitude angulaire. Cette coexistence des modes de croissance et de leurs orientations respectives commence à être reconnue et identifiée sur les images satellitaires des champs de dunes (Courrech du Pont et al., 2014 ; Lü, Dong, & Rozier, 2018) ainsi que *in situ* (chapitre 5).

À l'aide de simulations numériques, Gao, Narteau, Rozier, et Courrech du Pont (2015) ont obtenu un diagramme de phase relatif aux orientations de la crête dans des régimes de

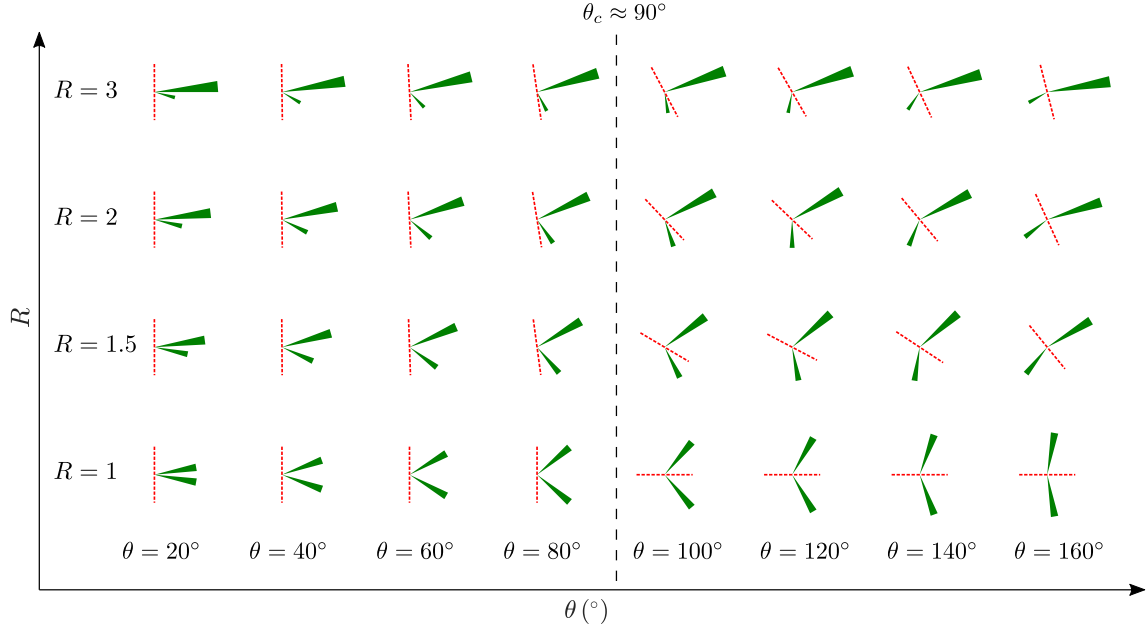


FIGURE 1.12 – Diagramme théorique des orientations sur lit plat en régime de vent bidirectionnel d'amplitude angulaire θ et de rapport de transport R , dans l'espace des paramètres (θ, R) . Les roses des flux (vert) ont leurs résultantes orientées de gauche à droite. On indique l'orientation de la crête (ligne pointillée rouge) associée à un "speedup" $\gamma = 1.6$. L'orientation prédite est transverse pour $\theta < \theta_c \approx 90^\circ$ et longitudinale (ou oblique) sinon.

vent bidirectionnels. Ces résultats suggèrent que les transitions de phase sont contrôlées par le rapport des taux de croissance respectifs de chacun des mécanismes en jeu : digitation granulaire et instabilité de lit plat.

Transport à la crête

Considérons par exemple un régime de vent multidirectionnel constitué de n directions de vent d'angles $\alpha_1, \dots, \alpha_n$ et de même intensité. On note T_k la durée moyenne du vent associée à l'angle α_k pour $k = 1, \dots, n$. De la conservation de la masse

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{q} = -\frac{\partial h}{\partial t} \quad (1.21)$$

intégrée sur la durée totale des vents $T = T_1 + \dots + T_n$, on déduit que le taux de croissance caractéristique

$$\sigma = \frac{1}{H} \frac{\Delta H}{T} \quad (1.22)$$

pour une crête de hauteur H varie comme la somme des transports perpendiculaires à la crête (Courrech du Pont et al., 2014, eq. (2))³. Cela conduit à une expression de la forme

$$\sigma \propto \frac{Q_0}{W H T} \sum_{k=1}^n T_k |\sin(\alpha_k - \alpha_c)| (1 + \gamma |\sin(\alpha_k - \alpha_c)|) \quad (1.23)$$

où Q_0 est le flux sur lit plat (exprimé en $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$), W la largeur du motif, α_c l'orientation de la crête et γ le “speed-up” correspondant au rapport d'aspect de la dune perpendiculairement à la crête ainsi que défini en §1.4.2.

Comme mentionné précédemment (§1.6.1), l'expression (1.23) du transport à la crête est maximale lorsque l'angle de la crête α_c coïncide avec l'orientation α_I associée au mécanisme d'instabilité de lit plat. On note σ_I le taux de croissance correspondant.

Par ailleurs, le mécanisme de digitation granulaire tend à orienter la crête parallèlement à la résultante des transports, suivant un angle α_D qui vérifie l'équation

$$\sum_{k=1}^n T_k \sin(\alpha_k - \alpha_D) (1 + \gamma \sin(\alpha_k - \alpha_D)) = 0. \quad (1.24)$$

On note σ_D le taux de croissance correspondant à l'orientation $\alpha_c = \alpha_D$. Lorsque $\gamma > 0$ et $n \geq 3$, l'équation (1.24) a parfois plusieurs solutions α_D distinctes, associées à des taux de croissance différents. Dans ce cas, on convient que σ_D est le taux de croissance le plus élevé.

D'après les simulations numériques de Gao, Narteau, Rozier, et Courrech du Pont (2015), une dune linéaire orientée selon α_D est stable lorsque σ_D est suffisamment proche de σ_I . La transition de phase entre les orientations α_D et α_I s'opère pour un rapport $\sigma_D/\sigma_I \approx 0.6$, dès lors que $\gamma \approx 1.6$, valeur supposée fixe par la suite.

Régime bidirectionnel

La figure 1.13a montre le diagramme de phase obtenu par le calcul du rapport σ_D/σ_I dans le cas d'un régime de vent bidirectionnel ($n = 2$) d'amplitude angulaire $\theta = |\alpha_1 - \alpha_2|$ et de rapport de transport $R = T_1/T_2$. Le motif est qualifié de stable lorsqu'il se produit une élongation soutenue depuis une source sédimentaire fixe. D'après ce diagramme, les motifs dunaires associés à la digitation granulaire ne sont pas viables lorsque $\theta < 70^\circ$ ou $R > 3$. Dans les deux cas, il a été observé que le motif subit des cassures répétées au cours de son élongation. Dans la zone de stabilité, le motif dunaire pousse dans la direction définie par α_D qui est l'unique orientation possible pour la digitation granulaire, en l'absence de migration latérale (figure 1.11).

3. On suppose en outre que le motif ne migre pas et est de taille suffisante pour conserver sa forme.

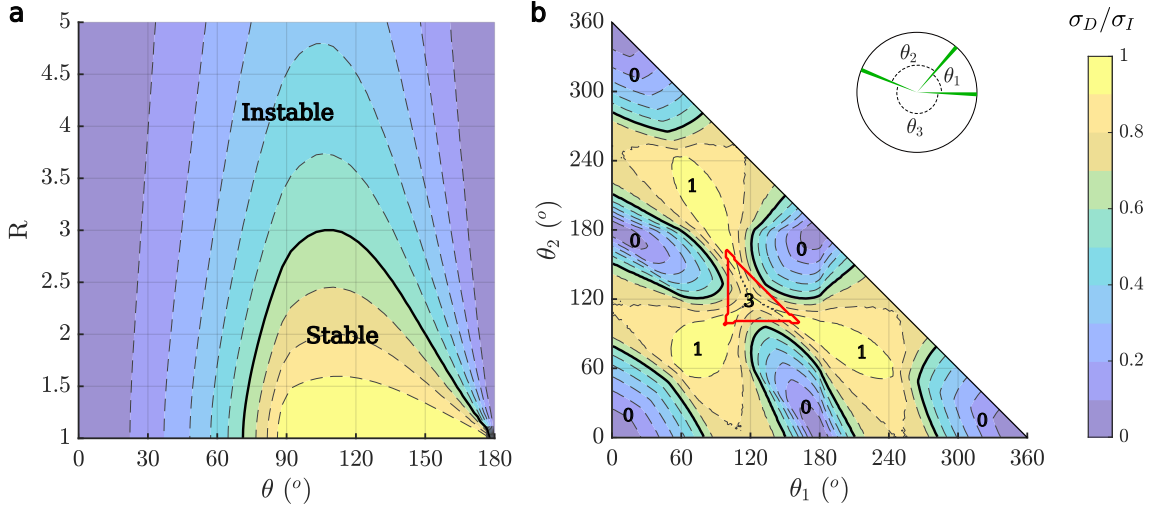


FIGURE 1.13 – Diagrammes de phase pour la viabilité de la digitation granulaire. **a** : Régime de vent bidirectionnel d’amplitude angulaire θ et rapport de transport R . **b** : Régime de vent tridirectionnel de différences angulaires θ_1 , θ_2 et $\theta_3 = 360 - \theta_1 - \theta_2$ pour des vents de même durée (rose des vents en encart). On indique le nombre d’orientations stables en fonction de θ_1 et θ_2 . Dans les deux diagrammes, le critère de stabilité est un rapport des taux de croissance $\sigma_D/\sigma_I > 0.6$, tandis que le “speedup” γ est fixé à 1.6.

Régime tridirectionnel

Le cas d’un régime de vent tridirectionnel ($n = 3$) est plus difficile à représenter car l’espace des paramètres est à quatre dimensions. Dans la figure 1.13b, on se contente de représenter une coupe bidimensionnelle correspondant au cas simple de trois vents de mêmes durées ($T_1 = T_2 = T_3$) dans l’espace des paramètres (θ_1, θ_2) où $\theta_1 = \alpha_2 - \alpha_1$ et $\theta_2 = \alpha_3 - \alpha_2$. Avec seulement deux degrés de liberté, le diagramme de phase révèle néanmoins un niveau de complexité assez élevé.

La partie centrale présente un intérêt particulier. Elle contient en effet un point singulier pour $\theta_1 = \theta_2 = 120^\circ$ correspondant à une rose des vents parfaitement symétrique (symétrie d’ordre 3) avec une résultante nulle des transports sur lit plat. Sur un sol non-érodable partiellement recouvert de sable, le motif dunaire émergeant est une dune étoile à trois branches alignées avec les vents (Zhang et al., 2012). Sur chaque branche, le transport résultant à la crête est parallèle à celle-ci et permet à la branche de pousser contre le vent qui lui est parallèle par un mécanisme de digitation (Courrech du Pont, 2015). Une telle dynamique ne peut advenir que grâce à l’accélération de l’écoulement à la crête. En effet, l’efficacité du transport dépend du rapport d’aspect apparent associé à la direction du vent (§1.4.2). Elle est minimale pour un vent longitudinal.

Mathématiquement, cela se traduit par l’existence de trois solutions distinctes à l’équation (1.24), c’est-à-dire trois orientations possibles de crête. Sur la figure 1.13b, la forme triangulaire (de couleur rouge) délimite dans l’espace des paramètres les régimes de vent

pour lesquels trois orientations stables sont possibles. En-dehors de cette partie centrale, il y a au plus une orientation stable, à l’instar des régimes de vent bidirectionnels. Ce diagramme théorique associé à trois vents est en accord avec les résultats des simulations numériques, mais il n’a pas fait l’objet d’une vérification systématique jusqu’à présent.⁴

1.8 Classification des dunes

1.8.1 Caractérisation

De nombreux auteurs ont tenté d’englober tous les types de dunes dans une classification impliquant différents critères. McKee (1979) distingue trois grandes catégories dunaires. Dans la catégorie des dunes simples (ou basiques), celles-ci sont classées suivant leur forme et le nombre de leurs faces d’avalanches. La catégorie des dunes composées comprend les assemblages de dunes simples de même type et de tailles variées, généralement superposées. Enfin vient la catégorie des dunes complexes constituées de différents motifs dunaires.

D’autres auteurs (Lancaster, 1995 ; Wasson & Hyde, 1983) classent les dunes suivant deux critères :

- épaisseur moyenne de sable ;
- variabilité du régime de vent.

Ce dernier critère peut être estimé quantitativement au moyen du rapport RDP/DP , où RDP (Resultant Drift Potential) est le flux moyen résultant sur lit plat, tandis que DP (Drift Potential) est la moyenne des flux en valeur absolue. Ce rapport a une valeur comprise entre 0 et 1, et est d’autant plus grand que la variabilité est faible.

Hunter, Richmond, et Alpha (1983) ont proposé une classification morphodynamique des dunes à crête linéaire en trois classes caractérisées par l’angle qui sépare la résultante des flux et l’orientation de la crête :

- longitudinales, si cet angle est inférieur à 15° ;
- obliques, s’il est entre 15° et 75° ;
- transverses, s’il dépasse 75° .

Parmi les autres critères utilisés pour classer les dunes, on citera également la présence de végétation (McKee, 1979) et l’influence de la topographie (Pye & Tsoar, 1990).

Nous proposons sur la figure 1.14 une classification sommaire des principaux motifs dunaires sur deux axes, la couverture sableuse en abscisse, et la variabilité du régime de vent en ordonnée. Le remplacement du critère “épaisseur de sable” dans (Lancaster, 1995)

4. Une large étude est en cours sur les motifs dunaires en régime de vent tridirectionnel avec David Rubin et le centre de calcul HECC de la Nasa.

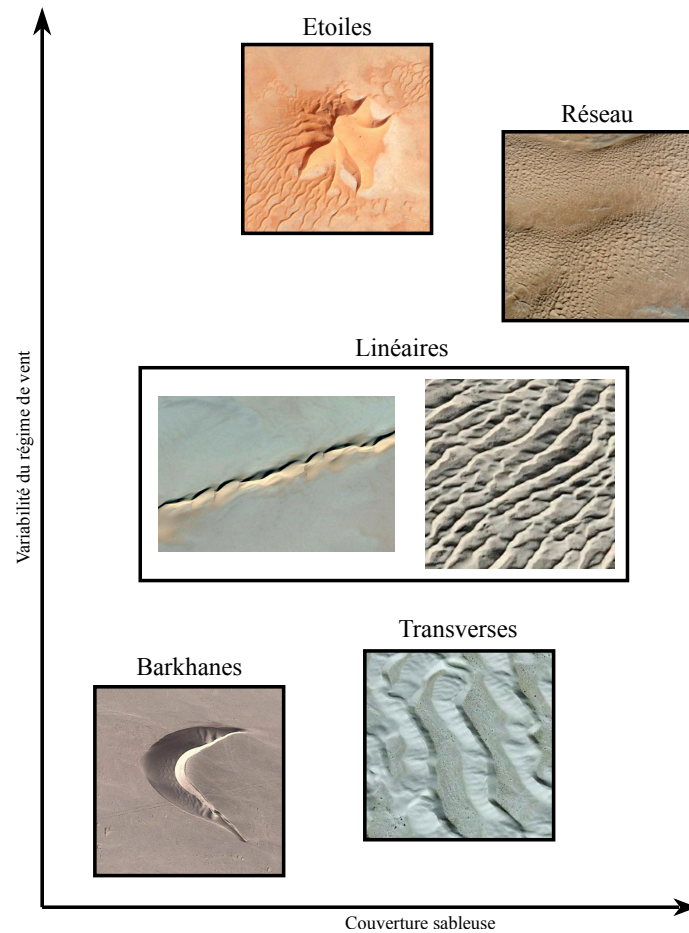


FIGURE 1.14 – Classification des principaux types de dunes selon la couverture sableuse et la variabilité des vents (photos : Google Earth - Maxar).

par “couverture sableuse” permet de repérer plus facilement les dunes susceptibles de croître par digitation granulaire. Compte tenu des nombreux paramètres environnementaux sous-jacents (sources de sable, nombre de vents principaux, saisonnalité et force des vents), nous nous contenterons d’une vision qualitative à ce stade.

Par ailleurs, il serait pertinent d’établir un lien entre chaque type de dunes et les différents mécanismes de croissance. Si une telle correspondance est de prime abord assez évidente pour les dunes les plus simples, il en est autrement pour les dunes de forme complexe. Nous donnerons quelques pistes dans la section suivante.

1.8.2 Motifs dunaires élémentaires et hybrides

Nous avançons ici qu’un petit nombre de motifs dunaires élémentaires permet d’expliquer la plupart des morphologies dunaires observées dans les déserts, même et y compris les plus compliquées. Certes, cette idée existe depuis longtemps dans la littérature scientifique, par exemple dans [Aufrère \(1935\)](#) et [Clos-Arceduc \(1971\)](#). [McKee \(1979\)](#) ne dénombre pas

moins de cinq types dunaires simples (*Ibid.*, p. 89) et même parfois une dizaine (*Ibid.*, p. 10). Nous proposons de ne considérer que deux types élémentaires : barkhane et dune linéaire.

Barkhanes

En raison de leur simplicité manifeste, les barkhanes constituent certainement le type de dunes le plus étudié et le mieux compris. Leur mécanisme de croissance est un processus d'accrétion ([Andreotti, Claudin, & Douady, 2002a](#)). Les barkhanes se comportent comme un piège à sédiment, grâce à leur face d'avalanche abritée du vent. Elles croissent sur un socle non-érodable sous la condition que le flux de sable capté dépasse le flux émis par les cornes. Du fait de la courbure de la face exposée au vent, le transport de sable est divergent, dévié depuis le centre vers la périphérie ([Hersen, 2004b](#)). Les questionnements sur la taille minimale des barkhanes, en particulier dans la thèse de [Hersen \(2004a\)](#), ont accompagné les recherches sur leur morphogenèse et conduit à la notion de “protodune” ([Elbelrhiti, 2012](#)).

Dunes linéaires

Les dunes linéaires ont des mécanismes de croissance et des orientations différentes selon la couverture sableuse environnante.

Quand cette couverture est suffisamment réduite, les dunes linéaires s'allongent principalement sur un sol non-érodable, suivant une direction longitudinale. Comme pour les barkhanes, leur croissance implique nécessairement l'accrétion de sable. Mais la redistribution du sable s'effectue différemment, car celui-ci est progressivement advecté le long de la crête selon un processus convergent, et génère *in fine* un dépôt à la pointe. Nous désignons par digitation granulaire l'ensemble de ce mécanisme d'élongation (détaillé en §1.5.2). Le rôle de la topographie est parfois envisagé dans la morphogenèse de ce type de dune (chapitre 4).

Sur un lit de sable, le mécanisme de croissance des dunes linéaires s'apparente à une instabilité de lit plat sous un régime de vent multidirectionnel tel que décrit par [Gadal et al. \(2019\)](#). L'orientation de leur crête est le plus souvent oblique dès lors que le régime de vent est asymétrique (figures 1.9 et 1.12).

Motifs hybrides

On retrouve les mécanismes de croissance des barkhanes et des dunes linéaires dans nombre de motifs dunaires plus complexes, même si cela n'est pas toujours suffisant pour en comprendre la genèse. Nous proposons quelques exemples ci-dessous :

- Les barkhanes asymétriques ont la particularité de posséder une corne très allongée. Leur forme peut être interprétée comme une hybridation entre barkhane et dune linéaire (Lv et al., 2016).
- Les dunes barkhanoïdes, barres de sable ondulantes et dotées d’une orientation transverse au vent, sont constituées de barkhanes dont les cornes se connectent. Il n’est pas rare d’observer dans un champ de barkhanes plusieurs dunes qui se sont raccordées latéralement par coalescence. Les dunes transverses peuvent aussi se transformer en barkhanoïdes lorsque la couverture sableuse se réduit au cours du processus de grossissement (Reffet, Courrech du Pont, Hersen, & Douady, 2010).
- Les dunes “peignes” ou “râteaux” (“rake” en anglais) ont un corps très allongé sur lequel se développent des cornes sur un seul côté. Leur forme s’interprète comme celle d’une dune linéaire avec des cornes de barkhanes (chapitre 5).
- Les dunes étoiles ont plusieurs bras dont la croissance s’explique par le mécanisme de digitation granulaire. En effet, comme la résultante des flux qui contrôle l’élongation est dépendante de l’orientation de la crête, un même régime de vents peut engendrer un allongement des bras dans des directions distinctes (Zhang et al., 2012).
- Les dunes en “réseau” peuvent s’interpréter comme un enchevêtrement de dunes linéaires à forte couverture sableuse, dont les orientations variées sont gouvernées par des régimes de vents multidirectionnels saisonniers (Xiao et al., 2021).

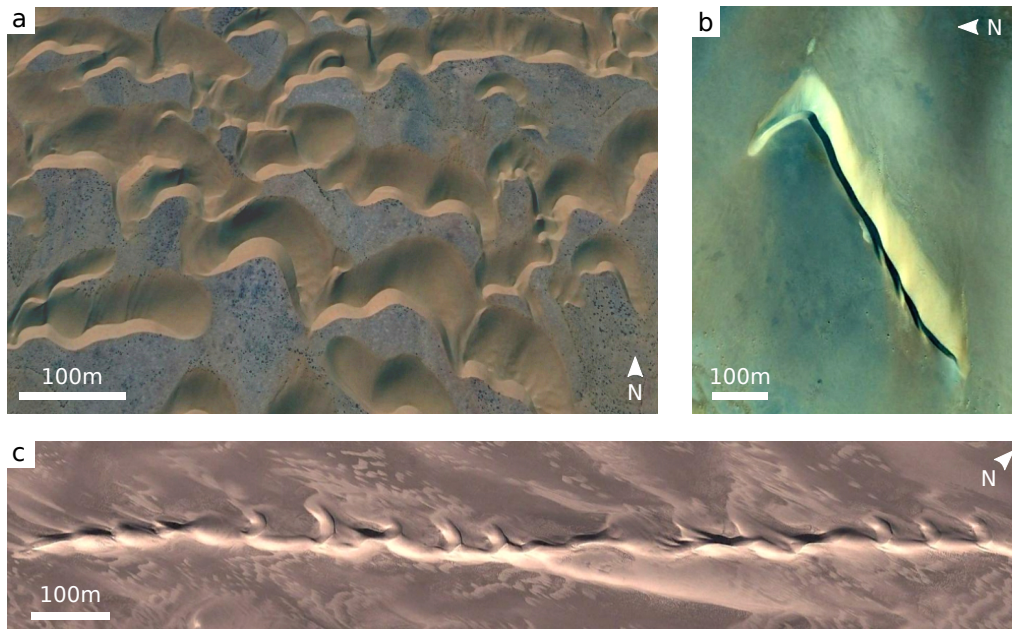


FIGURE 1.15 – Motifs dunaires hybrides. **a** : Dunes barkhanoïdes (Maroc, 2014, $26^{\circ} 56' N$, $13^{\circ} 21' O$). **b** : Barkhane asymétrique (Tchad, 2013, $17^{\circ} 32' N$, $15^{\circ} 34' E$). **c** : Dune râteau (Chine, 2014, $40^{\circ} 09' N$, $92^{\circ} 02' E$). (photos : Google Earth - Maxar).

CHAPTER 2

Numerical methods

*Make things as simple as possible, but
no simpler.*

Albert Einstein

The method used to conduct our study is based on numerical modelling and consists of a coupling of several cellular automata. In this section, we briefly recall the general concepts behind this particular approach. Then, we describe in details our method for the simulation of dune patterns. From now on, we switch to English language as we believe that part of this section may be helpful to the students and researchers in many places whose work relies on our numerical model.

2.1 Cellular automata

2.1.1 Complex systems

Originally, cellular automata (CA) appeared as a way of modelling physical systems where space and time are assumed to be discrete. As an alternative to differential equations, they proved mostly relevant to simulate dynamical systems that exhibit complex behaviors resulting from simple rules of interaction between a huge number of small scale elements (Chopard & Droz, 1998). Over the time, a large number of CA models have been proposed in various scientific fields, from condensed matter to chemistry, and even biology.

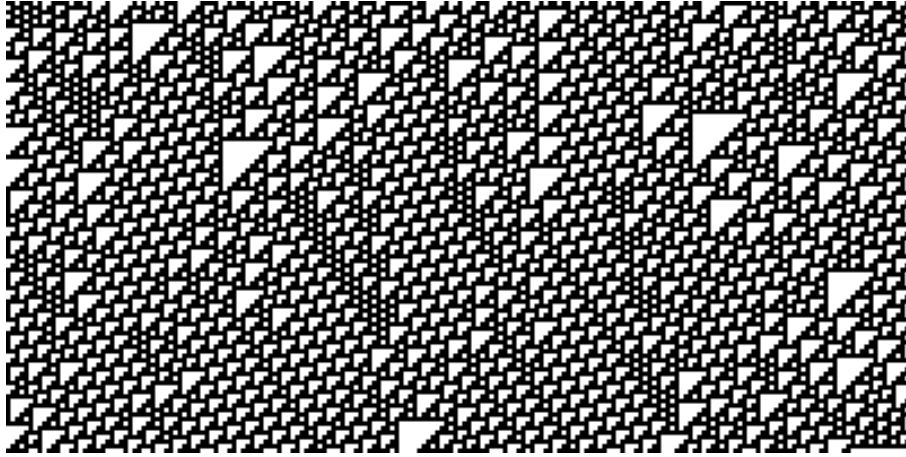


Figure 2.1 – Space-time evolution of a one-dimensional computation universal CA, namely, Wolfram's rule 110 (imagery from Wolfram Alpha).

2.1.2 Abstract machines

CA consist basically of a regular grid of cells. Each cell is assigned a given state chosen among a finite number of possible states. At each time step, the evolution of the system is determined by a fixed set of rules. According to those rules, any given cell is assigned a new state in terms of the states of its neighbouring cells and of its current state.

It is striking that, using only two states over a one-dimensional set of cells, some simple rules give rise to complex phenomenon such as the propagation, growth and self-replication of patterns, as thoroughly observed in [Wolfram \(2002\)](#). In fact, CA tend to be regarded as a model of abstract computing machine. Part of them are known to be *computationally universal*, in the sense that they are able to simulate a Turing machine and can perform all kinds of computations (Figure 2.1). Consequently, their behavior is not always predictable, even though the rules are generally deterministic.

2.1.3 Main variants

From the above abstract definition, one may consider various types of CA that differ in terms of rule properties or geometry of the grid ([Ilachinski, 2001](#)). We give a few such variants below.

- *Stochastic* CA: the rules are based on a probability distribution of state evolution, leading to non-deterministic behaviors at the cell level. Most often, the resulting processes are *Markovian* as the evolution only depends on the current state of the system, regardless of its previous history.
- *Asynchronous* CA: the rules are applied on a single cell at a time instead of all at once. This property appears suitable to simulate physical processes at a higher level

of realism.

- *Lattice gas CA*: particles are moving and colliding synchronously along the vertices of a regular mesh. The state of one site (or cell) is fully determined by the directions of particles entering the site. There are two sets of rules corresponding respectively to the propagation and collision phases. This method enables the simulation of fluid dynamics or reaction-diffusion processes.

2.1.4 Examples

The Game of Life

A famous example of CA having simple rules and complex behavior is Conway's Game of Life, popularized in 1970.

This "game" takes place on a regular two-dimensional grid of cells being either dead or alive. The evolution of the cells is deterministic and synchronous. The rules by which a given cell will undergo a change depend on the number N of living cells among its eight immediate neighbours.

- If the cell is alive, it survives whenever $2 \leq N \leq 3$, otherwise it dies, due to overpopulation or isolation.
- If the cell is dead, it becomes alive whenever $N = 3$.

It follows from the latter rule that a dead region remains unchanged, except maybe at its boundary. There exist many stable configurations like the "blocks", which are square patterns made of four adjacent living cells surrounded by dead cells. One may also observe a number of patterns having a periodic behavior. While most configurations tend to stabilize after a finite number of steps (though it can be long), some others are able to travel across the grid, to generate infinite growth or to self-replicate (Figure 2.2a).

This CA has attracted a lot of interest because of the unexpected diversity of complex behaviors. Remarkably, it has been proved to be computationally universal.

The Bak-Tang-Wiesenfeld (BTW) model

In an attempt to illustrate *self-organized criticality* (SOC) of certain dynamical systems, Bak, Tang, et Wiesenfeld (1987) described an idealized sandpile model based on a very simple CA endowed with an asynchronous and deterministic rule.

Consider a two-dimensional rectangular grid of cells whose state is a non-negative integer, noted $z(x, y)$ where x, y are the coordinates of the cell. The evolution of the system is governed by the following rule: Whenever $z(x, y) \geq 4$, then this value is decreased by 4 and the values assigned to the four nearest neighbours, that is $z(x - 1, y)$, $z(x + 1, y)$, $z(x, y - 1)$ and $z(x, y + 1)$, are increased by 1. This operation is repeated until all z values

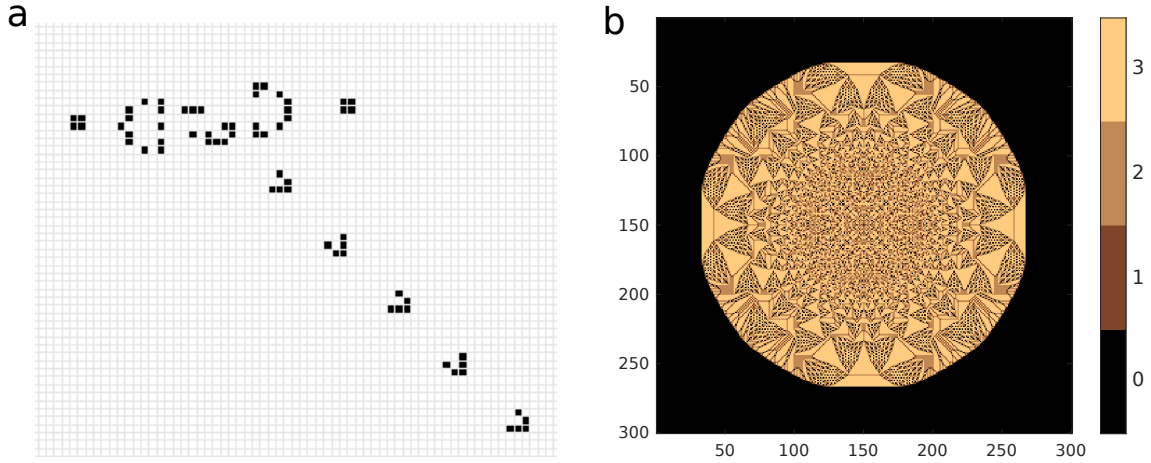


Figure 2.2 – CA examples in 2D. **a:** Game of Life configuration known as the Gosper glider gun. The upper left pattern repeatedly launches small “gliders” that are escaping diagonally towards the bottom right corner. Image generated from LifeWiki. **b:** Stable configuration of the Bak-Tang-Wiesenfeld model when starting from a column of 10^5 grains in one cell. Colors indicate the number of grains per cell at the end of avalanches.

are at most 3, in which case the configuration is said to be stable. Whatever the initial state of the system, this CA always stabilizes after a finite number of steps, assuming no external forcing (Figure 2.2b).

When several cells are above the threshold at the same time, the rule can be applied in various orders. It is important to note that the stable state of the system is independent of the order in which the rule was applied,

To help visualize, one can interpret $z(x, y)$ as a number of grains that gets toppled to the neighbouring cells above a threshold of 3 grains, or as the average slope on the (x, y) site of a discretized sandpile. Whatever the interpretation, this particular CA is patently an oversimplification of a true sandpile.¹

The criticality of the model arises when repeatedly inducing small perturbations to the system, that is, adding a grain to a random cell and letting the system stabilize. The cells impacted by each perturbation form clusters of various sizes. It was observed that the cluster sizes eventually reach a power law distribution, which indicates that no particular size is selected and that large events indefinitely occur. Somehow, the model spontaneously evolves towards a critical state having the property of scale-invariance (Bak, Tang, & Wiesenfeld, 1988).

This property can be observed in a large class of physical (and non-physical) systems, e.g. in the relationship between the frequency and magnitude of earthquakes (Gutenberg & Richter, 1944). Paradoxically, the avalanche processes of granular physics exhibit this

1. Though unrealistic, the BTW model remains heavily cited and is best known in the mathematical field under the name of *Abelian sandpile*.

behaviour only intermittently, with an alternation of two regimes (Arran & Vriend, 2018).

2.2 A Real-Space Cellular Automaton Laboratory (ReSCAL)

We present here the scientific software that embeds our dune model. Named ReSCAL (“Real-Space Cellular Automaton Laboratory”), it can be viewed as a generator of 3D multiphysics, markovian and stochastic cellular automata with continuous time (Rozier & Narteau, 2014). A source package, mainly in C language, is freely available under a GNU General Public License on the web page:

<http://www.ipgp.fr/rescal/>

At the time of writing, the most recent version is 1.7, which I released during the course of the thesis. All further explanations refer to this particular version.

The code of ReSCAL embeds several physical (and toy) models, and we only describe the so-called DUNE model, which was designed for realistic simulations of aeolian sand dunes. Hence, the creation of a new model in ReSCAL is outside the scope of this presentation. Sample parameter files for DUNE model are provided in Appendix B.

A short description of the DUNE model has been published as part of Berry (2017), written in French language.

2.2.1 DUNE model

Presentation

The DUNE model in ReSCAL intends to improve on previous attempts of dune simulations using discrete numerical schemes. To this aim, a complete feedback mechanism between sediment transport and topography has been implemented. As a reduced complexity model, one should keep in mind that it remains a simplified representation of reality whose primary goal is to help researchers figure out which mechanisms can explain qualitatively the morphodynamics of sand dunes. Nevertheless, the length and time scales of the model are provided by comparing the numerical outcomes with field data (cf. §2.2.8), allowing us to estimate the growth rate of bedforms together with their sediment fluxes. Last but not least, one may undertake parametric studies from reasonably large parameter spaces, by taking advantage of a rather optimized implementation. Therefore, it becomes feasible to investigate the scaling laws between the external forcings of the system (wind regime, influx of sediment) and the resulting dune shapes, as is needed for the present study.

Building process

It may be somewhat useful to briefly summarize the pragmatic “philosophy” that prevailed during the elaboration of the DUNE model, essentially based on four criteria:

1. Physical relevance;
2. Ability to reproduce real-world dune morphologies;
3. Simplicity of the model;
4. Computational efficiency.

The first criterion was critical to suggest which new feature could be relevant before starting its implementation and testing. When a new feature was ready to integrate the model, the most important criterion for the final decision was the second one. As a consequence, if a feature demonstrated no clear improvement, it was abandoned with respect to the third criterion. Ultimately, the last criterion was a matter of trade-off between perceived benefits and computational cost, and implied code optimization.

A multiphysics model of dunes

As a result of this building process, the DUNE model in ReSCAL is a coupling of two different CA so as to reproduce simultaneously the motion of sand on the surface of the dune and the air flow over the dune, hereafter referred to as

- DunCA (Dune CA) for the transport of sediment,
- MuLGA (Multispeed Lattice Gas Automaton) for the air flow.

In fact, granular physics and fluid dynamics are very dissimilar. On the one hand, the motion of sand on a dune is often irregular and hardly predictable (e.g. avalanche processes). On the other hand, the air flow is rather smooth and fairly predictable. Therefore, the two CA of the DUNE model have different properties: DunCA is asynchronous and stochastic whereas MuLGA is synchronous and deterministic.

Computationally, MuLGA tends to be more time consuming but, fortunately, its algorithm is highly parallelizable, unlike DunCA. The main iteration scheme is described in [Rozier et Narteau \(2014\)](#).

As DunCA alone is sufficient to reproduce dune-like patterns in two or three dimensions, one may completely disable MuLGA in ReSCAL. This feature is helpful to assess the importance of fluid dynamics in such a physical model of dunes, by comparing the outcomes of DunCA alone with that of DunCA and MuLGA together on any particular setting.

Reproducibility

In ReSCAL, some numbers are repeatedly drawn at random to deal with stochastic processes. Nevertheless, one can enforce the sequence of random numbers to remain

identical when restarting a simulation. This is done by setting a single *seed* number subsequently used for the generation of infinitely many pseudorandom values. As a result, most simulations of the DUNE model are perfectly reproducible on any computer. Such a deterministic behaviour turns out to be useful in many situations e.g. to verify the integrity of the automaton or to locate the point of divergence between two simulations.²

Parallelism

ReSCAL is able to benefit from the generalization of multicore processors and vector units. By distributing calculations through OpenMP directives and AVX instructions, simulations of fluid dynamics in MuLGA are significantly faster to achieve.

To further improve the computational efficiency of DUNE simulations, DunCA and MuLGA can run in parallel, but to the expense of reproducibility due to shared memory issues. Therefore, the latter optimization is rarely used.

2.2.2 Sediment transport

Sand transport takes place in DunCA which operates on a regular three-dimensional grid of small cubic cells. The length unit of the model, noted l_0 , is equal to the distance between two adjacent cells. The time unit, noted t_0 , serves as basis for the mean rates at which individual processes occur.

Cell states

Each cell represents a volume of solid matter or gas. In this respect, we consider mainly three cell states:³

- state AIR is used for gas cells (typically filled with air);
- state GR (sand grains) is assigned to static cells composed of sediment material;
- state MOB (mobile grains) is for sediment transported along the wind direction.

Other states are defined in DunCA for very specific purposes:

- state DUM (dummy) allows one to shape the geometry of the cellular space by specifying static cells of concrete-like materials;
- state IN (input) is used to create a source of sand in the system;
- state OUT (output) is used to create a sink of sand;
- state BORD (boundary) is automatically assigned to extra layers of cells that materialize the boundary of the cellular space.

2. To this aim, a numerical checksum of the cellular space can be regularly computed and saved in an external file.

3. For historical reasons, the states AIR and MOB have other names in ReSCAL source and log files, EAUC and GRJ respectively (up to version 1.7).

The four states above are completely stable so that any cell in one of those states always remains unchanged.

Usually, there should always be two horizontal planes of DUM cells, the first one at the bottom of the cellular space, the other one at the top, to ensure that sand and air are confined in the system vertically. Hence, no input or output is possible at the bottom or at the top, unless one replaces DUM cells by IN or OUT cells. Conveniently, one may also use DUM cells to create a static obstacle like a rock or wall. BORD cells are used to create open boundary conditions (cf. §2.2.7).

Transition rules

A number of evolution rules are explicitly defined in DunCA. All rules take the form of an interaction between two neighbouring cells (hereafter, a *doublet*) whose states differ. When the doublet satisfy the conditions for the rule to be applied, both cells may simultaneously undergo a change of state. Those rules are called *transitions*. The probability for a transition to happen on one doublet within a given time interval is that of a Poisson process whose rate is called the *transition rate*, expressed in unit $1/t_0$ (cf. §2.2.3). Hence, the waiting time for a transition of rate Λ on a given doublet is $1/\Lambda$ on average.

Transition rules are not isotropic, they have some preferred orientations with respect to the gravity field and to the wind direction. Wind is assumed to blow constantly from west to east, and gravity is always acting downward.

In DunCA, sand motion through the action of the wind generally requires three successive processes: erosion, transport and deposition. Recall that the scale of one cell is several orders of magnitude above the scale of sand grains, leading to a simplified dynamics that integrates several aeolian processes like saltation and reptation into a single framework. Sediment transport occurs mainly in the direction of the wind or, occasionally, along the vertical direction. To further simplify the set of rules, transport is prohibited against the wind.

The following processes are also taken into account in DunCA:

- Gravity - sand grains in suspension tend to fall under gravity;
- Diffusion - a small amount of lateral motion of sediment is expected to occur because of the roughness or inclination of the dune surface, as well as turbulence of the air flow;
- Avalanches - above a threshold on the angle of the dune slope, sand is expected to flow in the direction of the steepest descent, independently of the wind direction;
- Injection - sand can be injected next to a source of sand at a certain rate;
- Extraction - sand can be efficiently extracted next to a sink of sand.

The corresponding transitions are described in Figure 2.3.

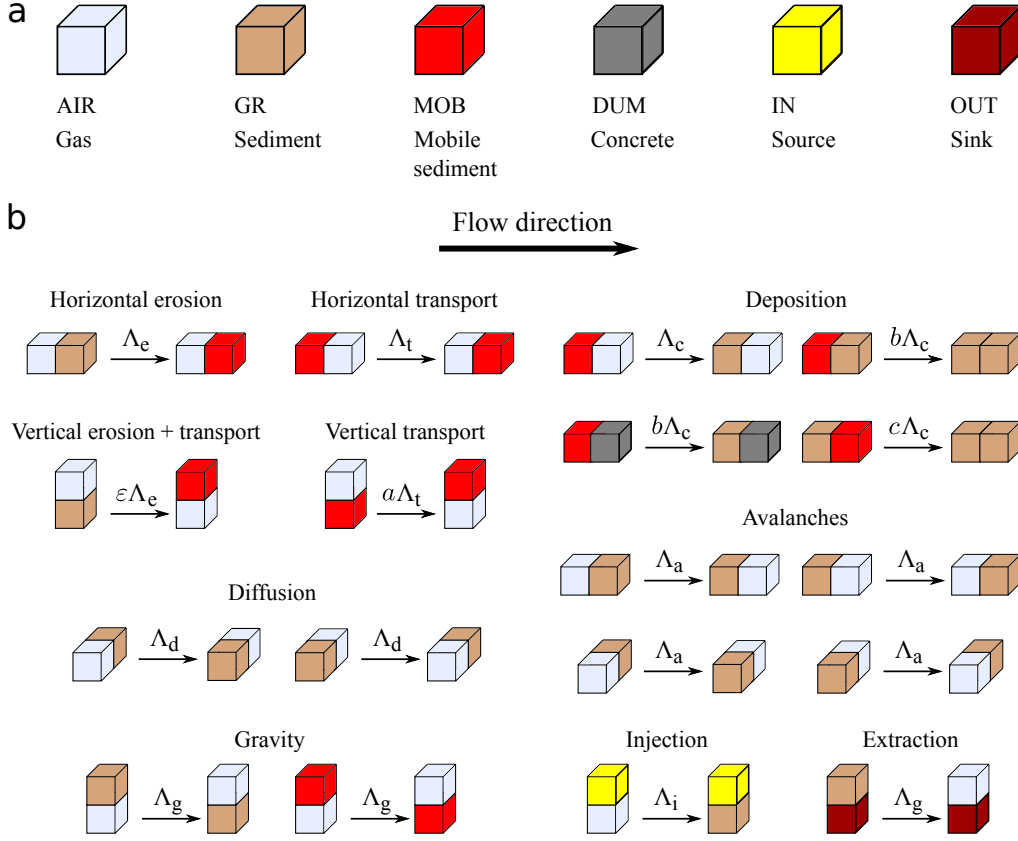


Figure 2.3 – Overview of DunCA. **a**: Cell types. **b**: Transition rules for each physical process related to sediment transport, with transition rates $\{\Lambda_a, \Lambda_c, \Lambda_d, \Lambda_e, \Lambda_g, \Lambda_i, \Lambda_t\}$ and scalar parameters $\{\varepsilon, a, b, c\}$. By default, $\varepsilon = 10^{-4}$, $a = 0$, $b = 10$ and $c = 500$. The flow direction is from left to right.

First, observe that the horizontal and vertical transitions of erosion are different in many ways. Vertically, erosion is coupled with transport. In fact, vertical erosion is extremely rare in this model and only here to initiate the development of a bed instability mechanism in the case of a perfectly flat sand bed (cf. §1.5.1). Moreover, it turns out that upward vertical transport cannot happen spontaneously ($a = 0$, in Figure 2.3b), unless it is triggered by an extra mechanism that will be explained later.

Several transitions of deposition are present in DunCA, corresponding to various scenarios. One of them involves a cell of state DUM, which is the only interaction of this state with sediment. When using only two horizontal planes of DUM cells, this transition will never occur. Similarly, the transitions of injection and extraction will not occur in the absence of IN and OUT cells, respectively.

It may be surprising that the transitions for the avalanche processes are only horizontal. In practice, they are shortly followed by a transition of gravity, thus mimicking the avalanches of the real-world by combining horizontal and vertical motion of granular material. Besides, the north-south transitions of avalanche are identical to that of diffusion

Process	Rate	Default/max. value (t_0^{-1})	Type	Dependence
Avalanches	Λ_a	1	Variable	Slope
Deposition	Λ_c	2	Constant	-
Diffusion	Λ_d	0.02	Variable	Shear stress
Erosion	Λ_e	4	Variable	Shear stress
Gravity	Λ_g	10^3	Constant	-
Transport	Λ_t	6	Constant	-

Table 2.1 – Transition rates of most processes in DunCA. Their values are either constant or variable when depending on some physical value like shear stress. In the latter case, the maximum rate is given.

and only differ by their rate of occurrence. In fact, the transition rates of both processes are variable and depend on different physical factors, as explained later.

Like the BTW model (§2.1.4), one should point out that all transitions preserve the volume of granular matter, with the exception of injection and extraction processes. However, the order in which the transitions are applied matters significantly, unlike BTW. A given doublet is likely to evolve in different ways when several transitions (e.g. of erosion and avalanche) are possible. Thus, the effective rates of transition play an important role as they determine the relative frequency of all processes at any time in the simulation.

Transition rates

Among the transitions, some have a constant rate while others have a variable one. The first case is more simple and occurs for the following processes : transport, deposition, gravity, injection and extraction. The other processes, namely, erosion, diffusion and avalanches, have variable rates which means that they depend on some physical factor and are only assigned a maximum value.

Specifically, the transitions of erosion and diffusion are controlled by shear stress whose intensity is determined by the coupling between DunCA and MuLGA. Their transition rates vanish below a threshold on the shear stress and increase up to a maximum value above threshold (cf. §2.2.6). In the case of avalanche processes, the transition rate has only two possible values, 0 and Λ_a , whether the neighbouring slope is respectively below or above a so-called angle of repose (cf. §2.2.4).

Except for injection, all values are given in Table 2.1. They are easy to modify by setting the corresponding parameter in ReSCAL (cf. Appendix B). The default values are not based on any physical constant of the real world. In fact, they reflect the relative frequency of each physical process with respect to one another. For example, the characteristic time-scale of gravity is expected to be much shorter than most other processes in DunCA. Ultimately, the transition rates are the result of the heuristic and somewhat empirical

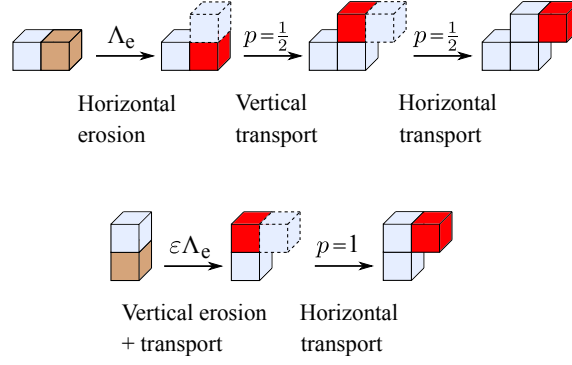


Figure 2.4 – Linked transitions in DunCA occurring with probability p provided that the dotted cells have the required state (AIR).

method mentioned in §2.2.1 and may further change.⁴

The injection rate Λ_i is not given because it does not have any default value. One may freely choose any value to set the input flux of sediment of the system. It may even be variable in the case of specific boundary conditions (cf. §2.2.7).

Linked transitions

In early stages of DunCA, it was assumed that the probability distribution of the stochastic processes is independent of any previous occurrence of a transition, as for Markov processes. However, this strong assumption has been partly turned down to take into account the fact that some phenomena take place in a dynamical sequence, which led to the introduction of *links* of transitions.

Formally, a link between two transitions takes the form of a probability rule stating that whenever the first transition occurs, the second transition is instantaneously triggered at a given location with a given probability, regardless of its transition rate. It is obvious that the second transition must be compatible with the local configuration of cells at the end of the first transition. To simplify, the overall sequence can be viewed as a single transition over three neighbouring cells, by combining two doublet transitions. When chaining links, it is possible to emulate extended transitions operating over an arbitrary large set of neighbouring cells within ReSCAL's formalism. However, the execution of a chain of transitions can end at any link whose probability is smaller than 1 or when the cell configuration is not compatible with the next transition. In DunCA, two chains of length two and three respectively are defined (assuming a single link has length two). They are fully described in Figure 2.4.

Beyond this dynamical perspective, linked transitions also have a practical justification

4. The maximum value Λ_d of the diffusion rate can change from one simulation to the other, in the absence of a definitive consensus on the most relevant value (cf. Appendix A). The value given in Table 2.1 has been used when conducting the research in Chapter 3.

in DunCA. Indeed, the vertical transition of erosion would be largely ineffective without a link triggering horizontal transport of the mobile sediment because of the high rate of gravity. A similar justification holds for the chain of length three whenever the sediment cell is unable to move forward without a vertical hop. Such a situation frequently happens in DunCA on the windward side of a dune.

Observe that the default rate of vertical transport is zero, so that this transition can only occur (with probability $\frac{1}{2}$) through the first link of transitions in Figure 2.4.

2.2.3 Time evolution

The accurate determination of time is of primary importance when trying to estimate sediment fluxes at various places of the system. For example, the input flux relies on injection processes which, in general, are expected to occur at a constant rate.

Poisson law

In DunCA, a transition is considered as a stochastic process with a given rate of occurrence. When several sites can undergo a transition, the automaton is governed by a multivariate Poisson process from which the waiting-time distribution can be computed. Then, it is feasible to simulate the evolution of time with respect to the time unit t_0 .

As is well known, the sum of Poisson-distributed random variables follows a Poisson probability distribution whose rate is simply the sum of all rates. Therefore, the general expression of the global transitional rate $\Lambda(t)$ at time t resulting from n concurrent transitions of rates $\Lambda_1, \dots, \Lambda_n$ is given by the weighted sum

$$\Lambda(t) = \sum_{k=1}^n N_k(t) \times \Lambda_k \quad (2.1)$$

where $N_k(t)$ is the number of sites at time t where the k -th transition can occur according to the current configuration of cells in the cellular space. Equation (2.1) shows that the rate $\Lambda(t)$ evolves with time due to its dependence on the doublet distribution.

Recall that some transitions have a variable rate that has to be computed. Assuming a slow variation of the rates through time, this calculation is not performed at each transition but only at regular time intervals (typically $10 t_0$), so reducing its high computational cost.

In the time interval $[t, t + \delta t]$, the probability p for at least one transition to occur is

$$p = 1 - e^{-\Lambda(t) \delta t} \quad (2.2)$$

according to the Poisson law, from which one deduces the waiting-time distribution

$$\Delta t = -\frac{\ln(1 - P)}{\Lambda(t)} \quad (2.3)$$

where P is a random variable with uniform distribution in $[0, 1]$. To set the increment of time Δt from one transition to the next, one draws at random a value of P and then applies the formula (2.3).

Stalled evolution

In DunCA, time evolution is stalled when $\Lambda(t) = 0$. To see how this can happen, consider the situation where all cells of sediment, mobile or not, have been transported out of the cellular space and where no source is present to inject new cells. Clearly, no more transition is possible and the simulation should be stopped.

Another example of stalled evolution occurs when the sediment cannot be mobilized nor displaced. Indeed, the effective rates of erosion and diffusion vanish in the absence of wind or when the shear stress is uniformly below the threshold for motion inception (cf. §2.2.6). Here, the simulation is not necessarily over because the wind conditions can change over time (cf. §2.2.5). This case is resolved by forcing the evolution of lattice gas in MuLGA and by using the characteristic time of MuLGA as time increment.

Granularity

The time increment is not constant and can take arbitrarily small values. Hence, the time variable is sometimes regarded as continuous in this model, unlike in most CA. However, its evolution remains the result of discrete increments. Interestingly, the granularity of time depends on the effective rates of different processes which behave like a set of somewhat irregular clocks of the system. In probabilistic terms, the more transitions there are per unit of time, the smaller are the time increments. Somehow, the principle of time evolution in DUNE model is not that far from that of a hour glass whose accuracy depends on the grain size.

One may ask whether all transitions should contribute to time evolution. This question is particularly relevant for transitions whose rate is highly variable and hard to compute, as is the case with the avalanche processes. To preserve the accuracy of time, the avalanche transitions in DunCA are not taken into account when computing the global rate $\Lambda(t)$ through equation (2.1) and time is not incremented when they occur. One may verify that the integrity of time evolution as a Poisson process is not compromised by this particular treatment, as long as the rate $\Lambda(t)$ does not completely vanish. Fortunately, in DunCA, transient phenomena like avalanches are not truly relevant for time evolution, which is ultimately driven by aeolian sediment transport. However, the resulting decrease in the global rate $\Lambda(t)$ leads to a coarser granularity of time.

Another very particular case is that of linked transitions. Within a chain of transitions, only the first one has a proper waiting time given by formula (2.3), while all others are considered as instantaneous.

Non-stochastic events

Unlike transitions, all events are not necessarily stochastic in DunCA. One may specify that some events are perfectly periodic like, for example, a change of wind conditions.⁵ In practice, they are triggered when the time variable is incremented past the expected occurrence time of the event and the time increment is adjusted accordingly. This mechanism is widely used to save data or images at regular time intervals expressed in terms of the internal time unit (t_0) of the automaton.

2.2.4 Avalanches

In nature, sand dunes generally possess one or several slip faces where avalanches repeatedly occur as sediment is transported down the slope. Those slip faces have a characteristic angle, around 30° , corresponding to the static angle of repose θ_r of sand grains (Arran, 2018). The slope can get steeper only temporarily, as it is unstable when above θ_r .

In DunCA, avalanches are based on a diffusion with threshold mechanism. To obtain this result, avalanche transitions have a variable rate that depends on local topographical factors.

Topography

The topography at any time is defined as a two-dimensional lattice of heights, namely a heightmap, which counts the number of solid cells from the bottom up to the first cell of gas (in state AIR). Then, the angle of the slope can be computed at any site of this lattice. To achieve this in DunCA, the following procedure is applied:

1. The direction of the steepest descent is determined by taking four points with an overall distance of four cells ($4l_0$);
2. The slope angle in the direction of the steepest descent is accurately averaged over a distance of $3.5l_0$ from either side ($7l_0$ overall).

This procedure assumes the topography to be reasonably smooth as empirically observed in many cases. However, it is less accurate near the crest of a dune due to an abrupt change of slope.

A conditional transition

To describe the effect of the topography on avalanche processes in DunCA, consider a horizontal doublet with two cells of state GR and AIR, respectively. Let (x_1, y_1, z) be the position of the sediment cell (GR) where z stands for the height, and let (x_2, y_2, z) be

5. The correct handling of such events is a major improvement in ReSCAL 1.7 through the implementation of an internal scheduler of events.

that of the gas cell (AIR). The effective rate $\tilde{\Lambda}_a$ of the transition of avalanche depends on several parameters:

- the heights h_1 and h_2 of the topography at (x_1, y_1) and (x_2, y_2) , respectively;
- the height limit h_{lim} ;
- the minimal height h_{min} ;
- the angle θ of the steepest slope at (x_1, y_1) ;
- the static angle of repose θ_r of sand.

Formally, we set $\tilde{\Lambda}_a = \Lambda_a$ provided that $z \leq h_1$ and that one the conditions below is met:

- (i) $h_1 - h_2 > h_{\text{lim}}$;
- (ii) $z > h_{\text{min}}$ and $\theta > \theta_r$.

In all other cases, we set $\tilde{\Lambda}_a = 0$, so that the transition is totally inhibited. The threshold parameters h_{lim} , h_{min} and θ_r are considered to be constant. In most simulations, we set $h_{\text{lim}} = l_0$, $h_{\text{min}} = 2l_0$ and $\theta_r = 35^\circ$.

The condition $z \leq h_1$ asserts that the sediment cell under consideration is not currently falling due to a previous transition of avalanche.

In condition (i), the parameter h_{lim} specifies the maximum height difference between two adjacent sites, which is necessary to trigger avalanches of sediment at the cell scale on a rough topography. For example, a vertical spike of sediment cells is expected to be unstable though the slope angle θ averaged on a moderately extensive neighbourhood may be small.

The introduction of h_{min} in condition (ii) relates to the fact that the calculation of the slope θ is not sufficiently accurate near the ground to be reliable.⁶

The value $\theta_r = 35^\circ$ is close to the observed angle of repose in nature. In practice, this parameter constitutes an upper bound for the angle of repose in DunCA which appears to be slightly smaller. This can be explained by the impossibility to produce an exact slope angle in all directions within a discrete topography, when using local rules. Such an impossibility is also related to the slight anisotropy of the avalanches in DunCA, mostly visible when decreasing θ_r (Figure 2.5).

One may wonder whether the default value $\Lambda_a = 1 t_0^{-1}$ is adequate, as one could expect a characteristic time comparable to that of gravity whose rate is much higher (Table 2.1). In fact, the rate Λ_a has little impact on the final topography if increased, as the stable shape is ultimately controlled by the conditions (i) and (ii) above. This is reminiscent of the BTW model (§2.1.4) for which the order of operations does not matter. However, a higher value of Λ_a can substantially slow down the execution of ReSCAL, because it implies frequent recalculations of the slopes.

6. This parameter was introduced at the beginning of the present research as it seems to prevent an excess of sediment losses at the bottom of certain lee slopes.

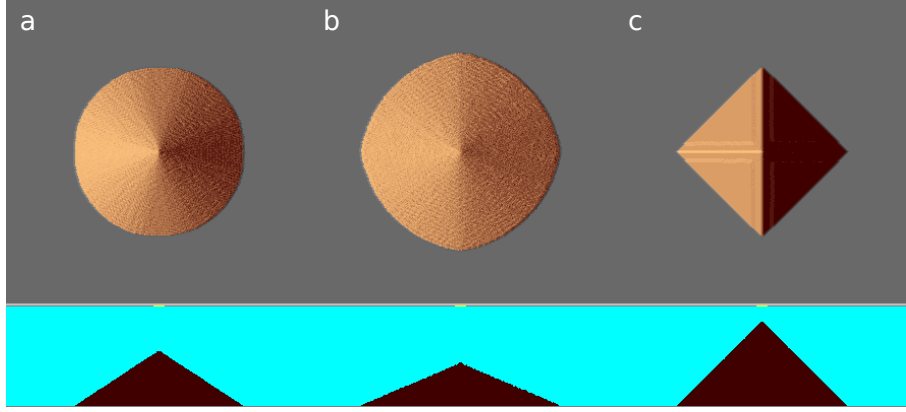


Figure 2.5 – Avalanches without wind in DunCA. Sediment is injected from a circular source on top and form a sandpile. Top views of the topography (above) and vertical cross sections (below). **a:** Default angle of repose $\theta_r = 35^\circ$. The pile is conical. **b:** Angle θ_r changed to 25° . **c:** Avalanches controlled only by height difference $h_{\text{lim}} = 1 l_0$. The pile is a pyramid.

Dynamical behaviour

As described in Arran (2018), sand avalanches exhibit a rich dynamical behaviour with a great variety of event sizes. To better reproduce the transient nature of avalanches, DunCA offers the possibility to alternate periods of avalanching ($\Lambda_a = 1 t_0^{-1}$) and nonavalanching ($\Lambda_a = 0$) at regular time intervals (cf. Appendix B). Such a behaviour can be useful to ease the bed instability mechanism or to obtain peculiar dune morphologies e.g. raked dunes (Chapter 5).

2.2.5 Wind flow

A multispeed lattice gas model

In DUNE model, the wind flow is the result of a lattice gas cellular automaton. Based on the HPP gas model of Hardy, Pomeau, et de Pazzis (1973), it has been enhanced by the introduction of fast moving particles in the spirit of the 3D model of d’Humières, Lallemand, et Frisch (1986) and has been partially described in Narteau et al. (2009). For convenience, this automaton will be referred to as MuLGA, which stands for Multispeed Lattice Gas Automaton.

The idea underlying this class of models is to provide a discrete and synchronous scheme of gas-like particles while retaining some relevant aspects of the microscopic world: momentum conservation and time reversibility (Chopard & Droz, 1998). Much work has been done studying at macroscopic scales the hydrodynamic properties of such systems, which behave to some extent like real systems (e.g. Frisch, Hasslacher, et Pomeau (1986)).

MuLGA operates on multiple 2D square lattices where gas particles can move syn-

chronously along the edges of the grid, according to their respective velocity vectors. The absolute velocity of a particle is always preserved and has two possible values, depending on the motion direction. Slow particles move horizontally or vertically at speed 1 whereas fast particles move diagonally at speed $\sqrt{2}$ with respect to the length and time units of MuLGA (Figure 2.6a).

The vertices of the lattices are called sites or cells, and can be of two types, fluid or solid. The state of a site in MuLGA is determined by its type and by the set of moving particles entering or leaving this site. It is assumed that two particles on the same site cannot share the same velocity vector, and that no particle is static.

Like almost every lattice gas model, the evolution rules of MuLGA are applied in two successive deterministic phases:

- Collisions - On every fluid site, the particles may change directions according to a finite set of collision rules. Three simple rules are represented on Figure 2.6b, from which a set of twelve rules are obtained by rotation and symmetry. They involve two particles and preserve their total momentum. Combinations of two simple rules on one site are allowed when acting on different particles.⁷ On a solid site, the particles are assumed to bounce back without interacting.
- Propagation - All particles leave their current site to enter a neighbouring site in the direction of their velocity vector.

The execution of a collision phase followed by a propagation phase on every site of the lattices is called a cycle.

Coupling from sediment transport

Each lattice is mapped on a vertical slice of DunCA, parallel to the flow direction. The length of horizontal and vertical edges is assumed to be l_0 , so that the lattice perfectly matches the cell grid of DunCA. Gas cells (state AIR) in DunCA correspond to fluid sites in MuLGA, whereas the other cells correspond to solid sites. As a result, the configuration of solid sites reproduces the topography of the bedform intersecting the lattice.

The motion of particles is dependent on sediment transport in DunCA. When a particle enters a solid site corresponding to a sediment cell, it is assumed to bounce back with no-slip boundary conditions and its velocity vector is reversed. This behaviour is consistent with the expected roughness of the granular materials. In the particular case of solid sites located in the horizontal ceiling layer, free-slip rebounds occur. Only the vertical momentum of particles is reversed.

Vertically, the flow is confined between the bottom and ceiling layers, but particles can go through the east and west boundaries as both sides of the lattice are interconnected.

7. Collision rules for the interactions of moving particles on a fluid site are listed in the text file `LGCA.log` when starting a dune simulation in ReSCAL.

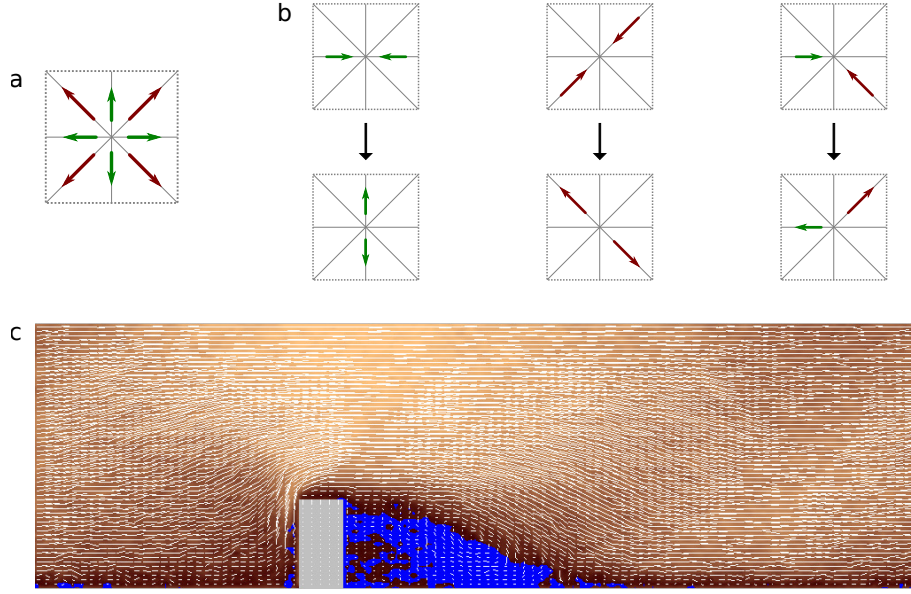


Figure 2.6 – Multispeed Lattice Gas Automaton (MuLGA). **a:** Fluid cell saturated with moving particles: slow motion is in green, fast motion in red. **b:** Collision rules. Two particles are in the process of colliding (above) and change directions (below). **c:** Velocity field around a rectangular obstacle in MuLGA. Flow direction is from left to right. A recirculation zone forms behind the obstacle (grey), leading to a backward velocity in the blue region.

Consequently, the total number of particles is preserved. Various boundary conditions can be applied in both automata (cf. §2.2.7).

Velocity field

To simulate the wind flow everywhere in DunCA, a large number of lattices are arranged across the entire width of the 3D cellular space. A velocity field is computed by summing velocity vectors of gas particles and averaging over space ($5 \times 5 l_0^2$) and time ($50 t_0$). Finally, the wind velocity is linearly interpolated on every cell (Figure 2.6c).

When starting a simulation in DUNE model, particles are distributed randomly on every fluid site with a mean density of 1 slow particle and 0.5 fast particle. With a mean density of 1.5 particles, fluid sites are rarely saturated. To impose a direction to the flow, a significant proportion ($\sim 63\%$, by default) of the particles are forced to move accordingly to the wind direction. Their horizontal momentums are reoriented from west to east. This method will be referred to as *global forcing*.

Then, a reasonable number of MuLGA cycles are performed so as to approach an equilibrium of the flow. Once a steady-state is reached, the velocity field is computed and stochastic transitions begin to occur in DunCA, as in Figure 2.7.

To maintain the strength of the flow through time, global forcing is applied continuously

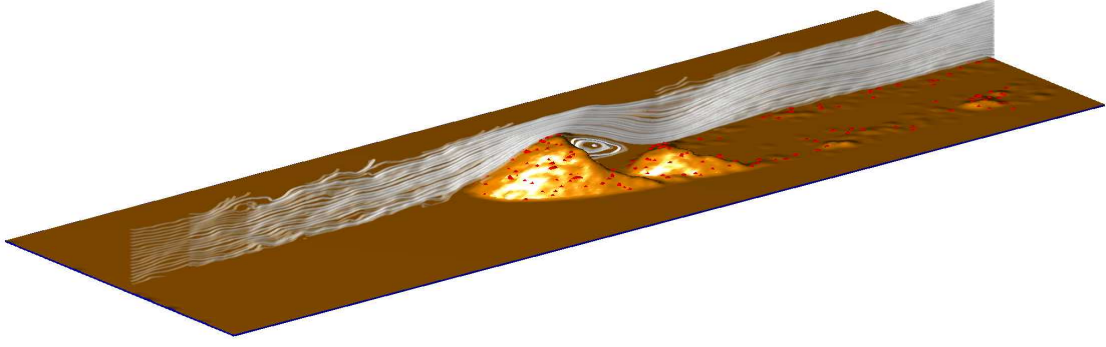


Figure 2.7 – Streamlines of the wind flow in a vertical slice above the topography generated by DunCA. Mobile sediment in red. From Zhang et al. (2010).

upon a low proportion (0.1%) of the moving particles. Such a small perturbation of the flow is weak enough to preserve the influence of the topography e.g. the speedup effect (§1.4.2) and the recirculation zones (Figures 2.6c and 2.7).

2.2.6 Shear stress

The feedback effect of the wind flow on sediment transport is expressed through the shear stress applied on the bedform (Figure 2.8). It is a major ingredient of the bed instability mechanism (cf. §1.5.1).

In DUNE model, the shear stress is roughly estimated from the longitudinal velocity of the flow along the normal vector to the topography, at a distance of $10l_0$. Indeed, the accuracy of the velocity field decreases when getting closer to the bed of sediment, partly due to the presence of a thin turbulent boundary layer. One may point out that the no-slip conditions at the solid-fluid interface on the bedform generate strong frictions, so that the slip velocity is assumed to be zero. Furthermore, the flow may not be sufficiently resolved to estimate its velocity close to sediment surface.

To describe the effect of the shear stress τ_s on erosion processes in DunCA, consider an east-west doublet with two cells of state AIR and GR respectively from west to east. The effective rate $\tilde{\Lambda}_e$ of the transition of erosion is given by the piecewise linear relationship

$$\tilde{\Lambda}_e = p_s \Lambda_e, \quad \text{where} \quad p_s = \begin{cases} 0 & \text{if } \tau_s \leq \tau_1, \\ \frac{\tau_s - \tau_1}{\tau_2 - \tau_1} & \text{if } \tau_1 < \tau_s < \tau_2, \\ 1 & \text{if } \tau_s \geq \tau_2, \end{cases} \quad (2.4)$$

τ_s the shear stress experienced by the GR cell, τ_1 the minimum threshold for motion inception and τ_2 an adjustment parameter such that $\tau_2 > \tau_1$. A similar relationship holds

for the effective diffusion rate $\tilde{\Lambda}_d$ on any admissible doublet,

$$\tilde{\Lambda}_d = p_s \Lambda_d, \quad (2.5)$$

where the probability p_s is defined as above.

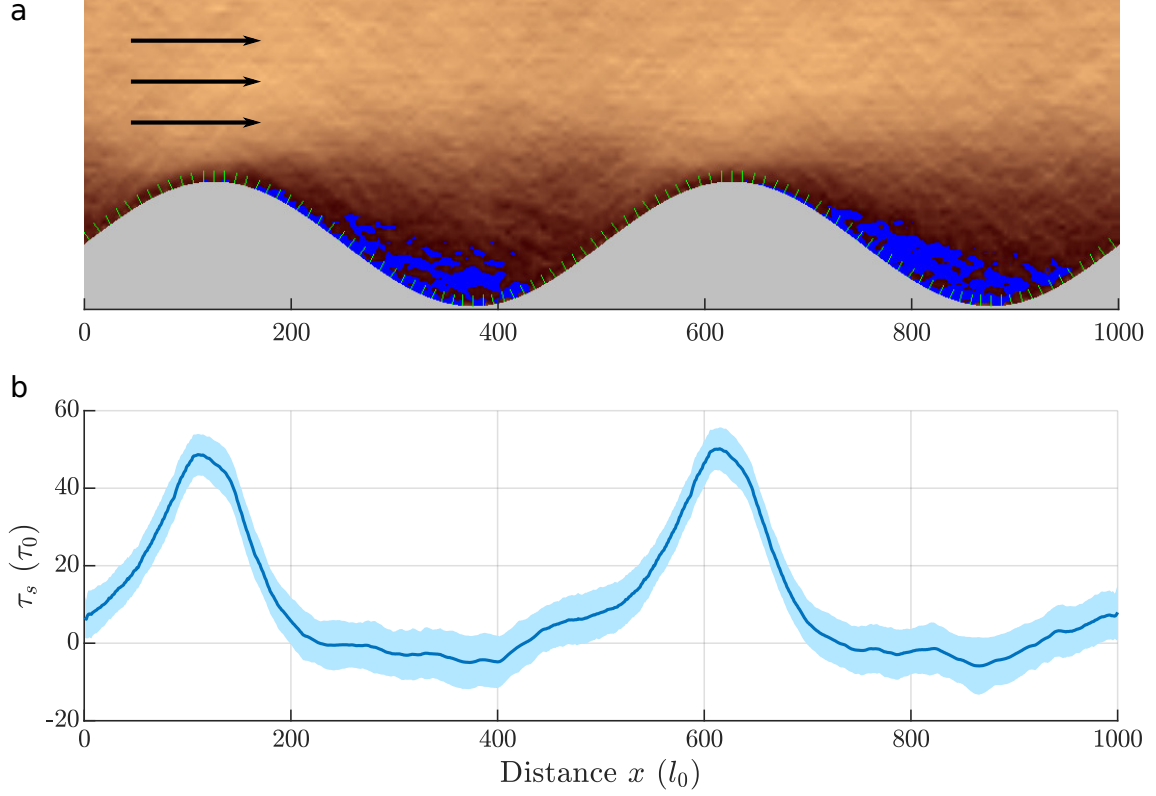


Figure 2.8 – **a:** Wind flow blowing from left to right over a sinusoidal topography with normal vectors of length $10l_0$ (green). Brown shades indicate the intensity of the flow. **b:** Corresponding shear stress τ_s averaged over space and time, in τ_0 unit from DUNE model. The shear stress is maximal close to the summits of the topography.

2.2.7 Boundary conditions

It is well known that boundary conditions can have a major influence on the evolution of a physical system. They are even more critical when dealing with CA where “information” tends to propagate from cell to cell. While boundary effects can not always be eliminated, several methods exist to reduce them.

In DUNE model, both CA are confined vertically between two solid layers at the bottom and at the ceiling. Only the lateral boundaries can have specific conditions.

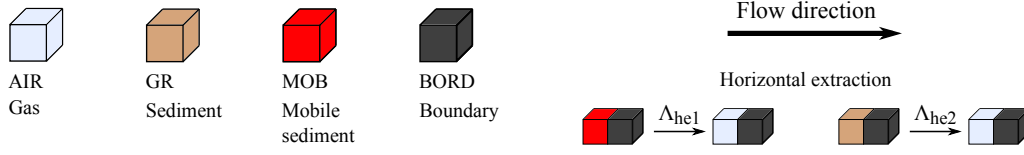


Figure 2.9 – Extra transitions of sediment extraction in the case of open boundary conditions, involving four cell states (on the left). The flow direction is from left to right.

DunCA

In DunCA, a number of boundary conditions are available, depending on the type of equilibrium that is aimed.

- Open conditions: Sediment cells can escape on the east boundary through the action of wind. Two extra transitions are considered, as in Figure 2.9. They enable the extraction of mobile (resp. static) sediment at a constant rate Λ_{he1} (resp. Λ_{he2}). The default rate values are $\Lambda_{he1} = 1 t_0^{-1}$ and $\Lambda_{he2} = 0$, which are adjusted so as to reduce the boundary effects when a dune reaches the east boundary. The parameters of the model also offer the possibility to set the higher rate values $\Lambda_{he1} = \Lambda_{he2} = 20 t_0^{-1}$ for a fast extraction of sediment, that may otherwise accumulate in case of strong sand fluxes.
- Closed conditions: Sediment cannot cross any of the boundaries.
- Periodic conditions: A cell next to a lateral boundary is considered as an immediate neighbour of the cell of the same height next to the opposite boundary. They can undergo any of the transitions from Figure 2.3. As a result, erosion, transport, deposition, diffusion and avalanche processes can occur regardless of the presence of a boundary. Everything happens as if the cellular space was replicated to form an infinite tiling of a horizontal plane without any boundary. No extra transition is needed.
- Reinjection of sediment: When setting open conditions, it is possible to enforce the reinjection of sediment cells (state GR) at a given rate from a source (state IN) embedded in the ceiling layer, generally arranged upwind and transversely to the flow. The number of reinjected cells is equal to that of extracted cells. The injection transition from Figure 2.3 is used in addition to the extraction transitions described in Figure 2.9.

It should be emphasized that the last three boundary conditions keep the volume of sediment constant.

To combine open conditions on some boundaries and periodic conditions on the others, one may use OUT cells to extract the sediment along the “open” boundaries. It is also possible to automatically recenter the topography at regular time intervals. Horizontal

translations are performed to set the position of the sediment mass center at a given location. This can reduce boundary effects in the case of an isolated dune.

MuLGA

The boundary conditions in MuLGA are periodic by default, in which case the flow is not altered along the east and west vertical boundaries. Such a setting is perfectly suited to periodic boundary conditions in DunCA. Otherwise a mixing of gas particles is applied on the west boundary to prevent the propagation of a velocity trend reflecting the topography near the east boundary.

2.2.8 Dimensional analysis

Length scale

Dune inception on a flat sand bed is a symmetry-breaking process that spontaneously selects the wavelength with the highest growth rate (cf. §1.5.1). Such a physical instability can be used to set the length scale in DUNE model. As described in Narteau et al. (2009), one arranges several two-dimensional bedforms with a sinusoidal topography of various initial wavelengths and small amplitude. The growth rate of the pattern is estimated for each wavelength for the time period over which the original wavelength is preserved. The most unstable wavelength was found to be $\lambda_{\max} \approx 40 l_0$. If compared to the characteristic wavelength of 20 m observed on superimposed patterns in terrestrial dune fields, one may assume that one unit length in the model roughly corresponds to half a meter. Note that a similar estimation relatively to another planetary body could yield a different length scale, due to a change of gravity, air density, etc. Moreover, a change in the transition rates of transport and deposition could also affect the scaling of the model.

Wind speed

It was suggested in Narteau et al. (2009, Fig. 7) that the minimum threshold τ_1 for motion inception, introduced in §2.2.6, might reflect the average shear velocity ratio u_*/u_{th} (definitions in §1.3), and ultimately the strength of the flow. Indeed, the saturated flux on a flat sand bed in DUNE model continuously decreases with respect to the internal time unit t_0 when τ_1 increases. Therefore, a high value of τ_1 should be associated with a low wind speed.

Then, one can use the law of the wall to relate the wind speed U at height z to the shear velocity u_*

$$U = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \quad (2.6)$$

where $\kappa \approx 0.4$ is the von Karman constant and $z_0 \approx 10^{-3}$ m the roughness length.

Time scale

By performing a dimensional analysis based on the saturated flux and assuming that $\tau_1 > 0$, one derives a method for estimating the time scale of the model, as described in [Narteau et al. \(2009\)](#). However, because the calculation⁸ depends on τ_1 , there is no fixed value for the time scale⁹ on Earth surface (see [Table 2.2](#)).

τ_1/τ_0	u_*/u_{th}	U (m.s ⁻¹)	t_0 (hours)
1	5.58	24.5	1.0
5	2.50	11.0	4.9
10	1.77	7.7	9.8
20	1.25	5.5	19.6
30	1.06	4.6	27.5

Table 2.2 – Shear velocity ratio, wind speed U and time scale t_0 on Earth with respect to the minimum threshold τ_1 for motion inception in DUNE model.

2.2.9 Varying wind direction

Like in the aqueous dune experiments of [D. M. Rubin et Ikeda \(1990\)](#) and [Reffet et al. \(2010\)](#), a change of flow direction in DUNE model involves a rotation of the topography. In practice, a rotated cellular space is built whose topography matches as closely as possible the original topography up to a rotation of the desired angle. This solution enables the set of transitions to remain unchanged in DunCA, whereas the orientation of the topography with respect to the flow is modified.¹⁰

ReSCAL provides two different rotation setups corresponding to various boundary conditions. After each rotation of the system, the flow in MuLGA is completely reinitialized and stabilized. Depending on the rotation angle, the volume of sediment is not necessarily preserved due to well-known discretization issues (cf. [§2.2.11](#)).

Setup 1: Circular rotating plate

A first setup is made of a quasi-circular plate embedded in the cellular space of DunCA. This plate together with the sediment resting on its surface is able to rotate around a vertical axis by any angle. This solution is best suited for an isolated dune with a reduced elongation e.g. a star dune (cf. [§2.2.10](#)). It is rarely used for the simulation of sand beds, because of obvious boundary effects at the border of the plate.

8. The estimation of the time scale is implemented in ReSCAL since version 1.3 thanks to the contributions of Xin Gao and Ping Lü.

9. As $1 t_0$ of sandbed simulation rarely takes more than one second to compute, the acceleration factor from real world is presumably above 10^3 and strongly depends on the wind speed distribution.

10. The original orientation of the topography is restored while saving images and data, to ease the analysis of the system evolution, whatever the current wind direction.

It can be relevant to combine a rotating plate with the reinjection of sediment and the automatic recentering of the topography (cf. §2.2.7) when studying the shape of a migrating dune under a multidirectional wind regime.

Another advantage of this setup is its reasonable computational cost.

Setup 2: Full space rotation

A second setup consists of rotating the full cellular space, hereafter denoted as the rotating space. In fact, this rotating space is embedded in a larger space with a square base of constant dimensions. Those dimensions are adjusted to make any rotation angle admissible. The extra space is filled with “boundary” cells of state BORD (cf. §2.2.7) so that no transition can occur outside the rotating space.

All boundary conditions described in §2.2.7 may continue to apply, except the reinjection of sediment which seems difficult to achieve in this setup. Periodic conditions are still possible, thanks to the specific arrangement of the boundaries of the rotating space and to the clear identification of all pairs of neighbouring cells belonging to opposite boundaries.

When the rotation angle is not a multiple of 90° , the rotating space becomes oblique to the flow direction. As a result, the two-dimensional lattices of MuLGA have varying lengths, unlike the case of a constant wind direction. Since version 1.7 of ReSCAL, the lengths of the lattices in MuLGA are increased by an arbitrary buffer distance L_b (in l_0 unit) on each side of the rotating space, as shown on Figure 2.10. This solution aims to reduce the boundary effects in MuLGA which are much more difficult to prevent in this setup. It ensures that they occur far away from the rotating space.

Within the buffer lattices of MuLGA, the topography can be extended in two different manners:

- By replicating the current topography like for a regular tiling of the plane (“periodic” setting);
- By setting a flat ground without sediment (“flat” setting).

The former option is mostly relevant for bed forms and dune fields while the latter is well suited for an isolated dune not intersecting any of the vertical boundaries of the rotating space. By default, the periodic setting is set under periodic boundary conditions, otherwise the flat setting is used.

Unlike for setup 1, the space dimensions can be closely adjusted to that of an elongated dune. Hence, this setup turns out to be practical for a linear dune, as will be seen later (Chapter 3).

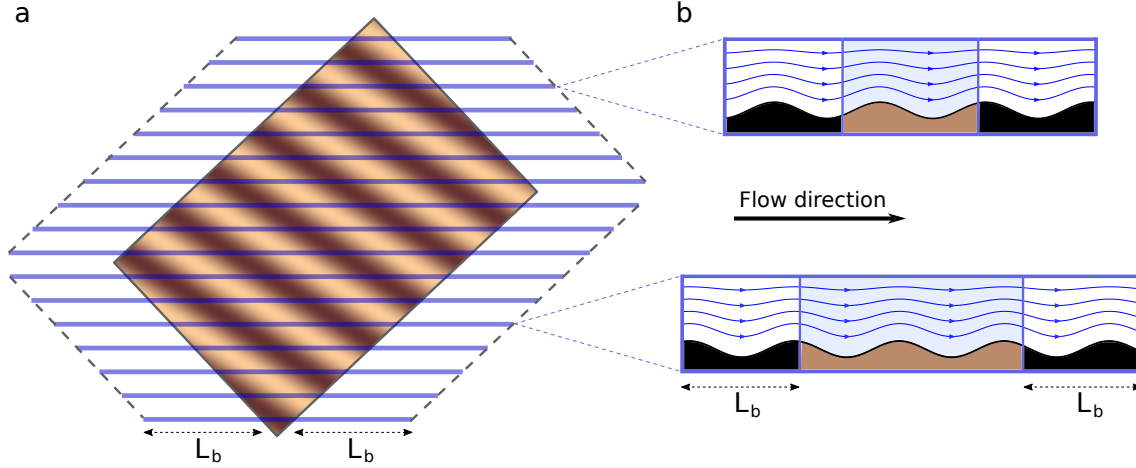


Figure 2.10 – Full space rotation of a periodic sinusoidal topography. **a:** Above view of the topography in the rotating cellular space, obliquely oriented with respect to the flow direction. The large blue lines correspond to the vertical lattices of MuLGA (multispeed lattice gas automaton). **b:** Two vertical lattices expanded on the left and right sides of the rotating space by buffer lattices of length L_b with a periodic expansion of the topography.

Rotation of a source or sink

Whereas the number of cells in any given state is not always preserved while rotating, one may wish to preserve the geometry of a source or sink as well as the number of their cells. This can be critical to ensure a constant influx of sediment from a source made of injection cells. To this aim, a specific algorithm has been implemented to rebuild the source and/or the sink after each rotation, thereby preserving their integrity throughout the simulation.¹¹ In the particular case of a rotating plate, such a post-treatment is not necessary as the source and sink are outside the plate and do not rotate.

2.2.10 Examples

By taking advantage of the numerous features in DUNE model, almost all dune types can be reproduced using ReSCAL. Figure 2.11 shows four examples under various conditions of wind variability and sediment availability. The detailed setups are provided thereafter with an approximate computation time.

Transverse dunes

- Initial topography: uniform sand layer of depth $30l_0$;
- Dimensions: $800 \times 600 l_0^2$ (hor.), $120l_0$ (ver.);
- Periodic boundary conditions;

11. At the time of writing, this feature serves only for the achievement of the present study, that is for a circular source and a rectangular sink of a given size and location. Sticking to this hard coding, no modification of the code is needed.

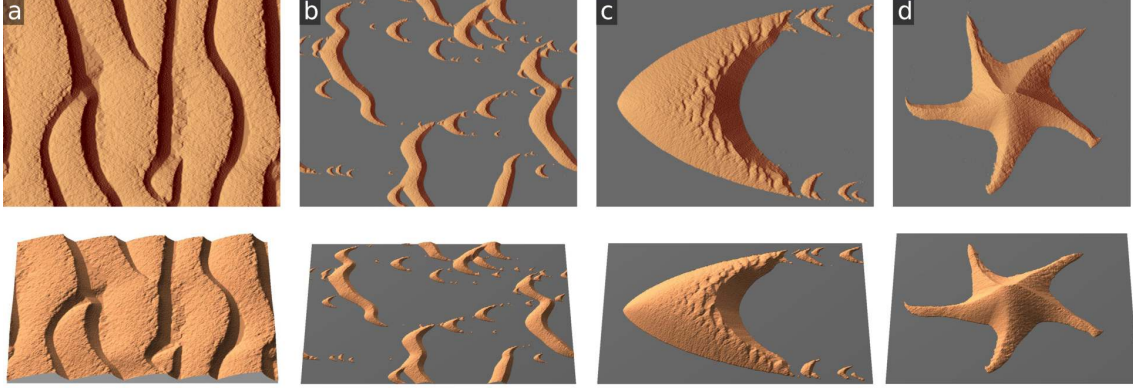


Figure 2.11 – Examples from DUNE model. The top views are orthographic from above (ReSCAL) and the bottom views are rendered in a 3D perspective (Matlab). **a:** Transverse dunes. **b:** Field of barchan and barchanoid dunes. **c:** Megabarchan. **d:** Star dune.

- Diffusion rate: $\Lambda_d t_0 = 0.05$;
- Constant wind;
- Shear thresholds: $\tau_1/\tau_0 = 0$, $\tau_2/\tau_0 = 100$;
- Duration: $8 \times 10^4 t_0$;
- Computation time: ~ 16 h.

Field of barchan and barchanoid dunes

- Initial topography: rough sand layer of mean depth $1.5 l_0$;
- Dimensions: $1200 \times 900 l_0^2$ (hor.), $100 l_0$ (ver.);
- Periodic boundary conditions;
- Diffusion rate: $\Lambda_d t_0 = 0.05$;
- Constant wind with Gaussian distribution of angles (stand. dev. 15°);
- Shear thresholds: $\tau_1/\tau_0 = 0$, $\tau_2/\tau_0 = 100$;
- Full space rotations (buffer length $L_b = 200 l_0$);
- Duration: $10^5 t_0$;
- Computation time: ~ 15 h.

Megabarchan

- Initial topography: conical sandpile of width $400 l_0$ and height $100 l_0$;
- Dimensions: $1000 \times 600 l_0^2$ (hor.), $150 l_0$ (ver.);
- Open boundary conditions;
- Diffusion rate: $\Lambda_d t_0 = 0.02$;
- Constant wind;

- Shear thresholds: $\tau_1/\tau_0 = 0$, $\tau_2/\tau_0 = 100$;
- Duration: $8 \times 10^4 t_0$;
- Computation time: ~ 10 h.

Star dune

- Initial topography: conical sandpile of width $320 l_0$ and height $80 l_0$;
- Dimensions: $800 \times 800 l_0^2$ (hor.), $120 l_0$ (ver.);
- Reinjection of sediment;
- Diffusion rate: $\Lambda_d t_0 = 0.02$;
- Five wind directions, angular increment of 72° every $600 t_0$;
- Shear thresholds: $\tau_1/\tau_0 = 20$, $\tau_2/\tau_0 = 100$;
- Circular rotating plate;
- Duration: $2.4 \times 10^5 t_0$;
- Computation time: ~ 13 h.

2.2.11 Limitations of the model

Lattice gas

MuLGA is very efficient on a computational basis, but also suffers from a number of flaws when compared to other computational fluid dynamics (CFD) like finite difference or finite volume methods (Smyth, 2016). For example, the macroscopic behaviour of the flow seems anisotropic in various situations, as a consequence of the rectilinear geometry of the lattice. One solution to recover isotropy at first order could be the use of a hexagonal grid together with the collisional rules of Frisch et al. (1986). An even better option would be to incorporate a Lattice Boltzmann method (LBM), as described in Chopard et Droz (1998), while retaining the CA approach of the model.

However, the main drawback of MuLGA is that it is fundamentally two-dimensional like most CFD based on CA, although one might consider it to be 2.5D when using multiple planes. Such a drastic limitation prevents the emergence of lateral secondary flows, whose effects on dune morphodynamics are still debated. Fortunately, dune shapes mostly exhibit gentle slopes, except on their lee side, so that no strong flow deflection can occur laterally, assuming a constant wind direction. So far, the situation is less clear in multidirectional wind regimes.

Wind speed

The method described in §2.2.8 to change the wind speed is questionable. Indeed, changing the threshold for motion inception is not truly equivalent to a change in wind

speed. The flow field characteristics should be affected by an increase or decrease in wind speed, which is not the case in MuLGA. For example, the length of the recirculation zone on the lee side of a dune slightly varies with the wind speed above a threshold of 0.8 m/s, according to numerical modeling (Araújo, Parteli, Pöschel, Andrade, & Herrmann, 2013).

One may ask whether the strength of the global forcing could be used to modify the mean velocity of the flow. Such a setting is likely to involve an adjustment of the viscosity, which is an emergent feature in MuLGA depending on the density of moving particles. Further investigations are required on this issue.

Discrete rotations

We already mentioned in §2.2.9 that the volume of sediment is not always preserved during a rotation of the cellular space. In fact, this is a well-known issue in computer science due to the discrete nature of the grid, already investigated by Nouvel (2006) and Thibault (2010). A similar problem can be experienced when repeatedly rotating digital images by arbitrary angles. For almost all angles, a loss of information inevitably occurs, as explained (in French) by Guihéneuf (2018) with further mathematical references.

To illustrate this phenomenon, let us consider a conical sandpile lying on a rotating plate in the absence of wind flow, as in Figure 2.12a. At first, a series of one hundred rotations is applied without any transition. For a constant rotation angle of 10° , numerical artifacts rapidly arise. This can be compared with the use of a 1° angle, certainly one of the worst-case angle, or with the use of random angles which leads to a rough pile (Figure 2.12b-d). To ensure a relatively smooth surface, one should enable avalanches as in Figure 2.12e, but the diffusive effect of rotations remains noticeable at the bottom of the pile. At last, injecting sediment from above at a sufficient rate seems to resolve the problem (Figure 2.12f).

In practice, when simulating dunes, sediment surfaces are constantly reworked by transport processes which completely erase all rotational artifacts, provided that the rotation frequency is small enough. For safety, we suggest to set a delay of at least $100 t_0$ between successive rotations. However, in the case of a set of static cells (e.g. concrete or injection cells), the only solution might be to rebuild the original shape of the set after each rotation.¹²

Regarding the issue of mass conservation, this can be critical in the long term when using periodic boundary conditions, in which case the mass of sediment is naively expected to remain constant. As gains and losses of sediment cells tend to compensate over the time, the mass fluctuations are limited in most simulations. Stronger fluctuations sometime occur

12. Surprisingly, when performing a sequence of rotations of angles α , $-\alpha$, α , $-\alpha \dots$ on static cells in DunCA, loss of information seems to occur during a finite series of rotations and no further loss is observed thereafter.

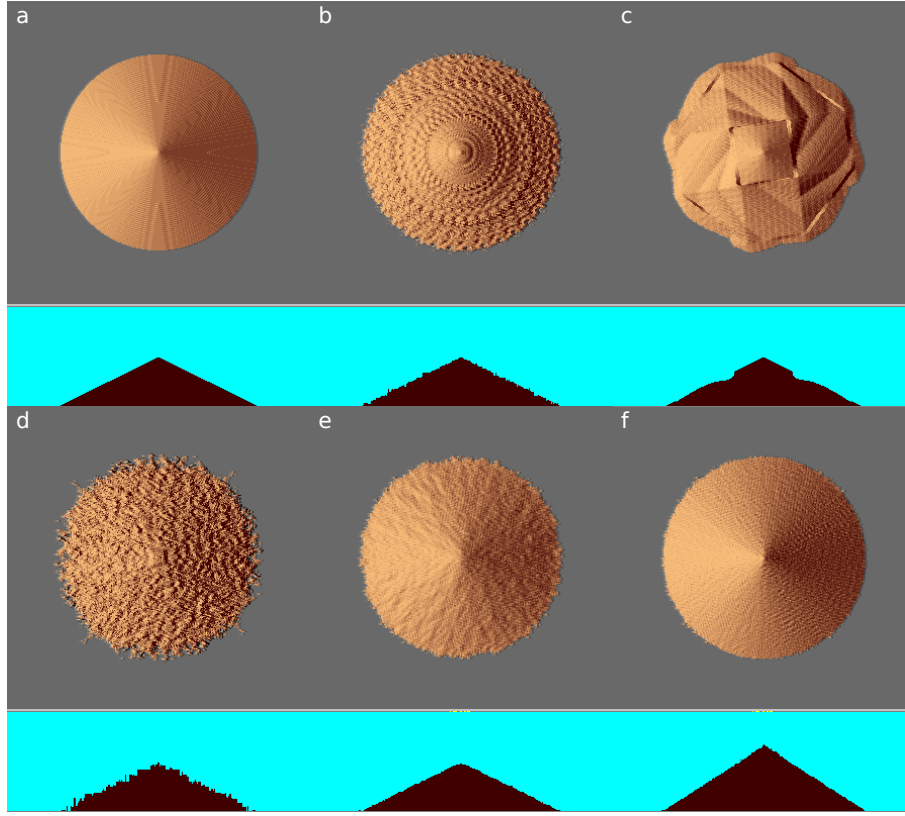


Figure 2.12 – Rotations of a conical sandpile in DunCA. Top views of the topography (above) and vertical cross sections (below). **a**: Initial sandpile. **b-f**: Sandpile after 100 rotations, without any transition from **b** to **d**. **b**: Angle of 10° . **c**: Angle of 1° . **d**: Random angles. **e**: Same as **d** with avalanche and gravity transitions after each rotation. **f**: Same as **e** with continuous sand injection at the summit of the pile.

close to the vertical boundaries during full space rotations, partly due to the volume change of the rotating space. For example, the volume of a cubic cellular space of initial dimensions $100 \times 100 \times 100 l_0^3$ oscillates between 9.8×10^5 and $1.016 \times 10^6 l_0^3$ when submitted to discrete rotations. To reduce those boundary effects, one should avoid the use of perfectly periodic sequences of rotations. A simple solution is to slightly change every angle by adding a small Gaussian perturbation with a standard deviation of 1° .

Diffusion rate

The accurate setting of the diffusion rate in DUNE model is a problematic issue. Recall that all rates are the result of an empirical approach. One of the primary criteria is the ability to fairly reproduce the morphology of various dune types. Unfortunately, the model fails to reproduce the predicted orientation of the crest of longitudinal dunes growing on a sand bed under an asymmetric bidirectional wind regime (cf. §1.6.1), unless the diffusion rate is strongly increased. Such a discrepancy led us to consider the possible evolutions of

the DUNE model in algorithmic terms (see Appendix A). The main idea was to integrate the physical effects of the slope in the estimated probability of diffusion, by taking into account local topographic factors.¹³ Finally, no significant improvement occurred and the DUNE model has not been modified, in agreement with the building process described in §2.2.1.¹⁴

Virtual clock

As explained in §2.2.3, the granularity of time steps depends on the mean rate of transitions. When the mean rate tends to zero, the execution of the model may become extremely slow, so that the evolution seems almost stalled. To control this granularity of time, it might be useful to define a specific transition acting like a virtual clock, with no effect on the cell states. This would prevent stalled evolution of time. Furthermore, one could adjust the computational cost of time evolution, which is significant, by setting the rate of such a virtual Poisson clock.

13. In fact, the diffusion already depends on the slope through geometric constraints. Indeed, the steeper the slope, the higher is the number of doublets that can undergo a diffusion transition. As a result, the average intensity of diffusion per unit width is directly proportional to the slope.

14. One may wonder whether the diffusion processes could benefit from a 3D flow, as discussed earlier.

Elongation and stability of a linear dune

*Plis de sable sur plis de sable, les
dunes roulaient sous le soleil déclinant
qui dessinait des ombres denses comme
la nuit.*

Frank Herbert - Dune

Résumé

Sur des sols non-érodables soumis à des régimes de vents multidirectionnels, le mode de croissance par digitation donne naissance à des dunes linéaires dont l'orientation et la direction d'allongement sont proches de la direction de la résultante des flux de sable sur lit plat. Comprendre le bilan sédimentaire le long de ces dunes longitudinales et les conditions menant à leur stabilité morphodynamique est maintenant essentiel pour évaluer les échelles de temps et de longueur associées à ce mécanisme de croissance. Notre étude s'appuie sur des simulations numériques explorant systématiquement la variabilité d'un régime de vent bidirectionnel (force et période de réorientation des vents).

Dans toutes les simulations, nous établissons un régime de vent bidirectionnel asymétrique de période T . Au cours d'un cycle, deux vents de même force soufflent alternativement avec une divergence angulaire de 120° . La durée du vent primaire est deux fois plus longue que celle du vent secondaire. Les deux vents sont orientés de telle sorte que la dune s'allonge le long de l'axe principal de l'espace cellulaire du modèle. Nous considérons des conditions aux limites ouvertes ou périodiques.

En conditions ouvertes, les sédiments sont injectés à taux constant à partir d'une source circulaire fixe située en amont du lit non-érodable (figure 3.1b). Dès que le sable commence

à s'écouler dans la zone d'injection, un tas se forme au sol. Il atteint rapidement une largeur fixe qui dépend du taux d'injection sédimentaire, tandis qu'il s'allonge en ligne droite sous l'action des vents successifs. Moyennés sur un cycle de vent, les flux de sable sortants le long du corps de la dune sont uniformes et stationnaires. La perte totale en sédiment augmente donc avec la longueur de la dune. Dès que l'équilibre s'établit entre les apports provenant de la zone d'injection et les pertes, la dune adopte une forme et une taille stationnaires. La hauteur et la largeur des sections transverses de la dune diminuent linéairement avec la distance à la zone d'injection. Nous en donnons une explication par une analyse des flux sédimentaires.

Malgré l'asymétrie du régime de vent, les parties inférieures des sections transverses sont symétriques et présentent des faces d'avalanche. Elles sont très peu remaniées par les vents, contrairement à la partie supérieure de la dune. Au sommet, une crête se renverse à chaque changement de vent. La distance parcourue par la ligne de crête est la même pour chaque vent, ainsi que pour toutes les sections de largeur suffisante. Cette distance, qui dépend de la périodicité du régime de vent, contrôle la morphologie des grandes sections. Mais ce n'est plus vrai pour les petites sections à proximité de la pointe qui adoptent une forme de dômes. Ainsi, nous identifions une taille minimale en largeur pour la croissance des dunes linéaires. Elle dépend de l'orientation du vent primaire et de la longueur de coupure λ_c de l'instabilité de lit plat (§1.5.1).

Quand les conditions aux limites sont périodiques, tout le sédiment est disposé uniformément suivant l'axe principal et forme rapidement une dune linéaire. Les flux entrants et sortants de part et d'autre de la dune se compensent mutuellement. La forme et la taille des sections sont identiques tout au long de la dune et tendent à nouveau vers un état stationnaire analogue à celui d'une dune de longueur quasi-infinie captant un flux uniforme de sédiment.

Nous concluons que les dunes linéaires se développant par un mécanisme de digitation peuvent être considérées comme un motif dunaire élémentaire. A cet égard, elles constituent le pendant en régime de vent multimodal des dunes barkhanes. Enfin, nous montrons que ces deux motifs élémentaires diffèrent non seulement par leur morphologie, mais aussi par leurs propriétés dynamiques.

Elongation and stability of a linear dune

O. Rozier¹, C. Narteau¹, C. Gadal¹, P. Claudin²
and S. Courrech du Pont³

¹ Université de Paris, Institut de Physique du Globe de Paris, UMR 7154 CNRS, Paris, France.

² Physique et Mécanique des Milieux Hétérogènes, UMR 7636 CNRS, ESPCI Paris, PSL Research University – Sorbonne Université – Université de Paris, Paris, France.

³ Laboratoire Matière et Systèmes Complexes, UMR 7057 CNRS, Université de Paris, Paris, France.

Key Points:

- Linear dunes with a finger-like shape are identified as an elementary dune type.
- The longitudinal mass balance governs the elongation and stability of a linear dune.
- Dune morphodynamics is controlled by reversing winds and by the minimum dune size at the tip.

Abstract

Compared to barchan dunes, the morphodynamics of linear dunes that elongate on a non-erodible bed is barely investigated by means of laboratory experiments or numerical simulations. Using a cellular automaton model, we study the elongation of a solitary linear dune from a sand source and show that it can reach a steady state. This steady state is analyzed to understand the physical processes at work along the dune. Crest reversals together with avalanche processes control the shape of transverse sections. Dune width and height decrease almost linearly with distance downstream until the minimum size for dunes. This is associated with a constant sand loss along the dune, which eventually compensates for the sediment influx and sets the dune length. This sand budget is discussed to distinguish an elongating linear dune from a barchan dune and to explain the complexity of linear dune fields in nature.

Plain Language Summary

In terrestrial deserts and other planetary bodies, dunes may be considered as a proxy for past and present climate. Although multidirectional wind regimes are highly prevalent in modern sand seas, only dunes that form under unidirectional winds have been well documented to date. Here, we focus on linear dunes, the most frequent dune type under multidirectional wind regimes. They vary in shape and size, but they are all characterized by linear ridges extending over long distances. By overcoming the challenge of modeling these linear dunes, we show that they can reach a steady state under the action of reversing

winds. Unlike other dune types, for which the sediment loss does not depend on size, linear dunes lose more and more sand as they elongate. Ultimately, the dimensions and shape of the dunes both depend on sediment influx and wind properties. Our characterization of a new elementary dune type is an important step towards a better understanding of the wind regimes that have shaped complex dune fields in nature. This is important on Earth in a context of climate change, but also on Mars and Titan, Saturn's largest moon, where direct wind measurements are still impossible.

3.1 Introduction

Elongating linear dunes are individual sand ridges aligned near the resultant transport direction (Figure 3.1a). Also referred to as seif dunes (Lancaster, 1982 ; Tsoar, 1982) or silks (Mainguet & Callot, 1978) when they are sinuous, these finger-like structures are widespread on Earth and other planetary bodies. They develop on non-erodible beds submitted to multidirectional flow regimes thanks to the deposition at the dune tips of the sediment transported along the crests (Courrech du Pont et al., 2014 ; Gao, Narteau, Rozier, & Courrech du Pont, 2015). Sometimes the upstream source of sediment is fixed, like for lee dunes elongating behind a topographic obstacle (Tsoar, 1989). In such a situation, there is no lateral migration of the dune body, which can preserve its shape over tens of kilometers (Lü et al., 2017 ; Lucas et al., 2015). Understanding the sediment budget along these longitudinal dunes and the conditions leading to morphodynamic stability is key to assess time and length scales associated with the mechanism of dune growth by elongation.

An intrinsic feature of elongating dunes is that they grow and form under the combined effect of winds blowing successively on either side of the crest. This alternation of reversing winds causes deposition along the flanks and at the tip of the dunes. The subsequent sedimentary structures have been documented in cold and hot aeolian dunes (Bristow, Bailey, & Lancaster, 2000 ; Bristow, Augustinus, Wallis, Jol, & Rhodes, 2010) but have never been quantitatively related to the surface processes and the overall dune morphodynamics.

Assessing the variability of linear dune fields first requires an understanding of how an individual linear dune forms and evolves (Livingstone, 1989). Furthermore, recent advances show that a complex dune morphology is often the result of interacting elementary bedforms. For instance, one can interpret star dunes as a combination of individual elongating dunes (Zhang et al., 2012). Similarly, raked linear dunes can be described as linear dunes with superimposed regularly spaced barchan dunes migrating in an oblique direction (Lü et al., 2017). This reductive approach implies the accurate identification of elementary dune features. This is the main objective of this numerical study in regards to elongating linear dunes.

The next section provides an outline of the numerical model and describes the different setups as well as the associated parameter space. In section 3.3, we show that an elongating linear dune can reach a steady state. Subsequently, we determine the mechanisms that govern this dynamic equilibrium under various conditions. Finally, we discuss the properties and stability of elongating dunes with respect to their counterparts in a unidirectional wind regime, namely the barchan dunes.

3.2 Methods

Numerical simulations are performed using a cellular automaton dune model that accounts for feedback mechanisms between the flow and the bed topography (Narteau et al., 2009 ; Rozier & Narteau, 2014). The saturated sediment flux depends on a threshold shear stress τ_1 for motion inception. All the numerical results are expressed in units of $\{l_0, t_0\}$, which are the characteristic length and time scales of the model (Narteau et al., 2009). They relate to the most unstable wavelength $\lambda_{\max}$ for the formation of dunes and to the saturated sand flux q_{sat} . When τ_1 tends to zero, $\lambda_{\max} \sim 40 l_0$ and $q_{\text{sat}} \sim 0.23 l_0^2/t_0$.

In all simulations, we set an asymmetric bidirectional wind regime of period T . Over a wind cycle, two winds of the same strength blow alternatively with a divergence angle $\theta = 120^\circ$. The duration of the primary wind is twice that of the secondary wind, resulting in a mass transport ratio $N = 2$ on a flat bed. The two winds are oriented such that the dune elongates along the main axis of the cellular space of the model. The angle α between the elongation direction and the primary wind is $41 \pm 1^\circ$, in agreement with the predictions in Courrech du Pont et al. (2014) and Gao, Narteau, Rozier, et Courrech du Pont (2015): $\tan \alpha = \sin \theta / (\sqrt{N} + \cos \theta)$.

We consider two different setups to investigate the physical mechanisms governing the elongation and the stability of linear dunes. In the first setup, hereafter the “injection setup”, the simulated field is a corridor with open boundary conditions. Sediment is injected locally from a fixed circular source near the upstream end of the field at a constant volume rate J_{in} (see inset in Figure 3.1b). Using the injection setup, the model becomes too much time and space consuming when simulating hugely elongated dunes. To analyze transverse sections over a wider range of dune sizes and wind conditions, we also simulate longitudinal sand piles with periodic boundary conditions. We refer to this setup as the “infinite setup”. Starting from a uniform square cross section at $t = 0$, the sand pile reaches the characteristic shape of a reversing dune in a few wind cycles. After an elapsed time of $\sim 10^4 t_0$, we examine the shape properties.

Keeping the same bidirectional wind regime in terms of parameters $\{\theta, N\}$, we vary the $\{\tau_1, T, J_{\text{in}}\}$ -values to explore how the transport threshold, the duration of the wind cycle and the sediment injection rate impact the morphodynamics of elongating linear dunes.

We perform all shape measurements at the end of the secondary wind. For each simulation, we regularly estimate the volume V and the length L of the dune as well as the height H , width W , and area S of all transverse sections. We compute the associated aspect ratio $\rho = H/W$ and shape ratio $\phi = S/(WH)$, which typically ranges between $1/2$ and $2/3$, two values that correspond to triangular and parabolic sections, respectively.

We also measure the crest reversal distance Δ_c , i.e., the travel distance of the crest line between two alternate winds, perpendicularly to the elongation direction. For each transverse section, we focus on the outflux q_{out} that escapes from the dune, and on the mean longitudinal sand flux $\langle q \rangle$, which is defined as the cumulative flux in the direction of elongation divided by the width of the section. All sand fluxes are computed by counting transitions of transport occurring within the entire cellular space (Zhang, Yang, Rozier, & Narteau, 2014).

3.3 Stabilization and shape of an elongating linear dune

Using the injection setup, dunes elongate only above a critical sediment influx that depends on the transport threshold and the wind regime. Below the critical influx, elongation is impeded by sediment loss in the injection area and frequent breakups of the dune body. Above, the linear dune elongates and eventually reaches a steady state (Figure 3.1b-e). Figure 3.1f shows the length and maximum width of the dune at steady state as a function of the sediment influx J_{in} when setting $T = 300 t_0$ and $\tau_1 = 0$. For this wind regime, dunes elongate when $J_{\text{in}} \gtrsim 2 l_0^3 t_0^{-1}$. Above the onset of elongation, both the maximum length and width are linearly related to J_{in} in the range of investigated values (up to $J_{\text{in}} = 5 l_0^3 t_0^{-1}$). In the next section, wind conditions remain identical and J_{in} is set to $4.1 l_0^3 t_0^{-1}$.

3.3.1 Formation and length stabilization

As soon as sediment begins to accumulate in the injection area, a sand pile forms and elongates under the action of successive winds (Figures 3.1b and 3.1d). As in laboratory experiments (Courrech du Pont et al., 2014), the elongating linear dune has a finger-like structure at all times with a straight crest line, sharp boundaries, and a reversing slip face. The height and width of the cross sections in the injection area rapidly reach stationary values. From the source, the height and width of cross sections decrease almost linearly with distance up to the dune tip (see the triangular contours in Figure 3.1b). As a result, the mean cross-sectional area of the elongating dune $\langle S \rangle = V/L$ is constant over time.

The sand source holds in place the upstream end of the dune, which prevents the dune to migrate laterally. The direction of elongation is constant over time and parallel to the resultant transport direction at the crest (yellow arrows in Figure 3.2a). In our asymmetric bidirectional wind regime, this transport direction at the crest is oblique to

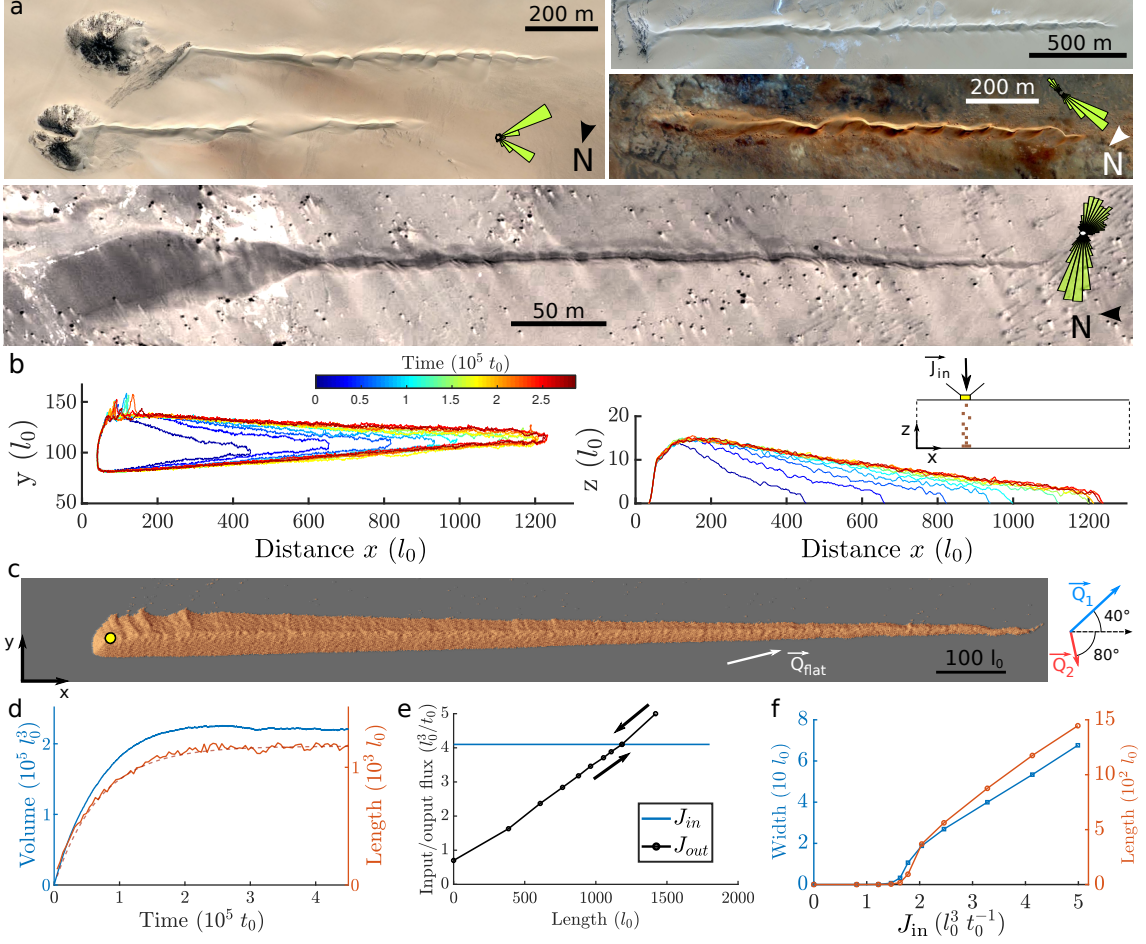


Figure 3.1 – **Formation, stabilization, and shape of an elongating linear dune.**

a: Elongating linear dunes and sand flux roses in terrestrial dune systems: (top) Niger (16°52'N, 13°20'E and 18°21'N, 13°07'E), (middle) Mauritania (23°12'N, 10°50'W), (bottom) China (39°54'N, 94°09'E). Imagery from Google Earth and Maxar. **b:** Vertical and horizontal contours of a simulated linear dune elongating from a fixed sand source with a constant influx (see inset). **c:** Steady-state dune shape. Transport vectors $\vec{Q}_1$ and $\vec{Q}_2$ of primary and secondary winds and resultant $\vec{Q}_{flat} = \vec{Q}_1 + \vec{Q}_2$ are shown in blue, red, and white, respectively. The black arrow is the predicted dune orientation. The sand source is depicted by the yellow disk. **d:** Volume and length of a linear dune as a function of time. The red dashed line shows the prediction. **e:** Stability diagram. The steady length is selected when the input (J_{in}) and output (J_{out}) fluxes balance. **f:** Length and maximum width of a steady linear dune with respect to sediment influx.

the resultant drift direction on a flat sand bed (RDD, see transport vectors in Figure 3.1c). This is due to a difference in speed-up between the two winds, according to the dune aspect ratio experienced by the wind. The elongation rate is maximum at the beginning of the simulation and decreases as the dune converges to its steady state (Figures 3.1b and 3.1d). Crest reversals continuously modify the overall dune shape, but both dune length and volume reach stationary values when averaged over a few wind cycles (Figure 3.1d).

The elongating dune undergoes high sediment losses in the injection area and at the tip, but a moderate outflux also escapes along the dune body from the lee side of the primary wind (Figures 3.2a-b). This is because the dune alignment makes an angle with the RDD. Relatively to the crest, the RDD points towards the same side as the primary wind. Moreover, the direction of the primary wind is oblique to the dune crest, so that it experiences a smaller apparent aspect ratio than a perpendicular wind. In the absence of an apparent slip face, the lee side of the dune becomes a less efficient sand trap. This is observed in nature where a significant outflux can be emitted from the lee side of oblique winds (see wind streaks in Figure 3.1a).

Therefore, under open boundary conditions the total sediment loss J_{out} increases with an increasing dune length, until it balances the influx coming from the injection area (Figures 3.1e-f). Interestingly, the intensity of the outflux along the dune body is uniform and stationary when averaged over a wind cycle (Figure 3.2b). This property simplifies the derivation of dune elongation, which is governed by the overall sediment budget. The conservation of mass for the entire dune of volume V and length L reads

$$\frac{\partial V}{\partial t} = J_{\text{in}} - J_{\text{ex}} - L q_{\text{out}}, \quad (3.1)$$

where q_{out} is the outflux along the dune and J_{ex} a constant volume rate that accounts for the extra sediment loss occurring at both extremities. Substituting V by $L\langle S \rangle$ and integrating equation (3.1) yields

$$L = L_s \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right), \quad (3.2)$$

where $\tau = \langle S \rangle / q_{\text{out}}$ is the characteristic time of stabilization and L_s the steady length that reads

$$L_s = (J_{\text{in}} - J_{\text{ex}}) / q_{\text{out}}. \quad (3.3)$$

The relaxation equation (3.2) agrees with the numerical outputs (Figure 3.1b). The observed values of $L_s \sim 1175 l_0$ and $q_{\text{out}} \sim 2.5 \times 10^{-3} l_0^2 t_0^{-1}$ give $J_{\text{ex}} \sim 0.3 J_{\text{in}}$.

The integrated flux $W\langle q \rangle$ over a transverse section verifies the equation of mass conservation at steady state:

$$\frac{\partial (W\langle q \rangle)}{\partial x} = -q_{\text{out}}. \quad (3.4)$$

The mean longitudinal sand flux $\langle q \rangle$ is expected to depend on the shape of the cross section. As this shape barely changes along the dune, we assume a constant $\langle q \rangle$ independent of x as a first approximation. This gives

$$\frac{\partial W}{\partial x} = -\frac{q_{\text{out}}}{\langle q \rangle}. \quad (3.5)$$

Hence, the constant outflux q_{out} explains the triangular contours of the dune (Figure 3.1c). The linear decrease of width and height with the distance from the source implies $\langle S \rangle \propto \langle W \rangle^2$. Combined with the linear dependency between the maximum width of the dune and the sediment influx (Figure 3.1f), the characteristic time τ for the dune stabilization roughly goes like J_{in}^2 .

In the limit of long dunes, for which $Lq_{\text{out}} \gg J_{\text{ex}}$, the dune maximum length simply reads $L_s \simeq J_{\text{in}}/q_{\text{out}}$. We expect a constant sand loss q_{out} per unit length all along the dune at least as long as the dune remains simple (i.e., with a regular shape and free of superimposed bedforms). This property could be used to infer the sediment budget in the field.

We observe in Figure 3.2b that $\langle q \rangle$ is not strictly constant but slightly increases with the distance from the source. This is a consequence of the evolution of the dune shape, as shown by the linear relationship between the mean longitudinal sand flux $\langle q \rangle$ and the shape ratio ϕ (Figure 3.2c). Hereafter, we also use the infinite setup to precisely relate the dune morphodynamics and the associated sand fluxes.

3.3.2 Steady-state morphology

We first compare transverse sections of various widths under the same periodic wind regime as in Figures 3.1 and 3.2. Despite the asymmetry of the wind regime, sections have a rather symmetric shape with slip faces in the lower part of both sides. These lower parts are barely reworked by winds contrary to the upper area where the crest line moves back and forth. At the end of each period of constant wind orientation, the elevation profile of this reworked area resembles the central slice of a barchan dune. The crest reversal distance Δ_c is constant for all dune sections, so that the elevation profiles of cross sections with different widths overlap when matching the crest positions (Figure 3.3a). When the lower part is large compared to the reworked upper part, sections are well approximated by trapezoid of bases W and Δ_c and height H . The corresponding shape ratio can be expressed as

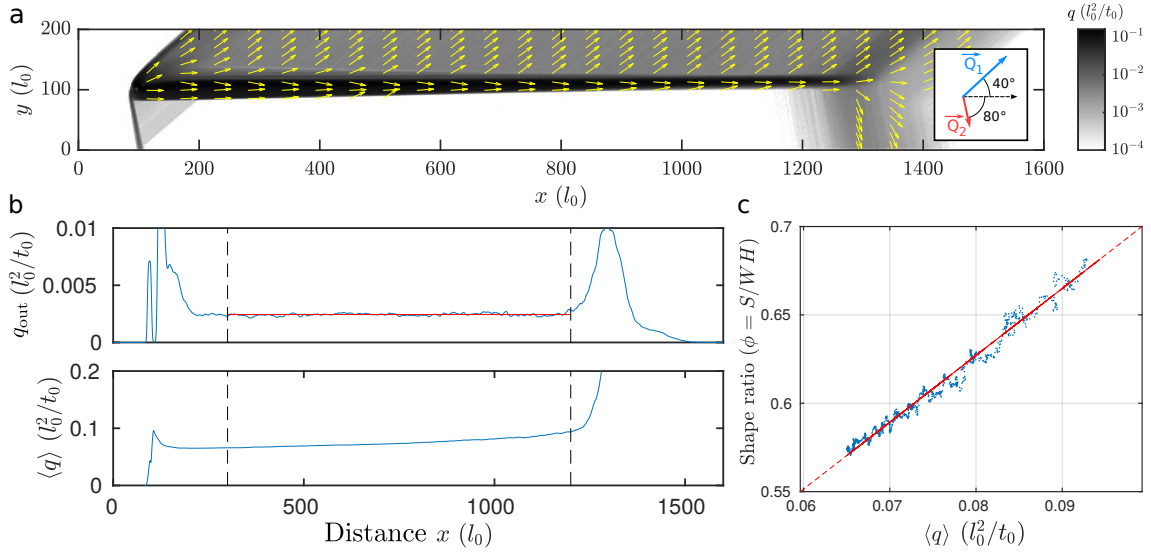


Figure 3.2 – **Sand fluxes along a steady linear dune.** **a:** Intensity (grayscale) and direction (yellow arrows) of the sand flux averaged over 10 wind cycles. **b:** Sediment loss q_{out} (top) and mean longitudinal sand flux $\langle q \rangle$ (bottom) along the dune. **c:** Dune shape ratio Φ with respect to the mean longitudinal sand flux $\langle q \rangle$. The solid line shows the best linear fit.

$$\phi \sim \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\Delta_c}{W} \right). \quad (3.6)$$

Figure 3.3b shows the shape ratio ϕ as a function of Δ_c/W for three transport thresholds $\tau_1/\tau_0 = \{0, 10, 20\}$ and three wind cycle durations $T/t_0 = \{300, 600, 1500\}$. The largest dune sections satisfy the trapezoid shape equation 3.6 when $\Delta_c/W < 0.15$. This common behavior suggests that large cross sections develop a self-similar shape when widths and heights are normalized by Δ_c . Figure 3.3c shows transverse sections with the same ratio $\Delta_c/W = 0.1$ before and after normalization. Normalized profiles collapse onto a common profile in the lower part. At the crest, we find good agreement for different T -values but not for different τ_1 -values. Indeed, the aspect ratio of the reworked area decreases when the transport threshold increases. This is consistent with previous numerical results showing that barchan and transverse dunes flatten when the transport threshold increases (Gao, Narteau, & Rozier, 2015 ; Zhang et al., 2010). The same conclusion can be drawn from a linear stability analysis. In the limit of large dunes, the dune velocity is independent of the transport threshold but the growth rate decreases when the transport threshold increases (equations 2.12, 2.13 in Gadai et al. (2019)). Thus, on the one hand, the value of τ_1 sets the aspect ratio of the upper part of the dune. On the other hand, when τ_1 is fixed and T varies, the cross-sectional area reworked during a time period T is proportional to Δ_c^2 and to $q_{sat}T$. Accordingly, we find that Δ_c is proportional to $\sqrt{T}$, whereas it is independent of τ_1 (Figure 3.3d).

The fact that Δ_c is constant along the dune (see Figure 3.3a) explains the increase of the mean sand flux $\langle q \rangle$ with an increasing shape ratio ϕ (Figure 3.2c). For a given cross section, the sand flux is found maximum in the mobile crest area of width $\sim \Delta_c$. Thus, when the ratio Δ_c/W and the shape ratio ϕ increase, the mean sand flux $\langle q \rangle$ increases accordingly.

While the shape of large cross sections is controlled by the reversing distance Δ_c , it is not the case for the small cross sections close to the dune tip (Figure 3.3b). Whatever the wind cycle duration T and the transport threshold τ_1 , the shape ratio ϕ converges to a maximum value ~ 0.65 for a minimum section width $W_0 \sim 15 l_0$ (Figure 3.3e). This minimum length scale relates to the lower cut-off wavelength λ_c of the flat bed instability and to the minimum size for dunes. In the numerical model λ_c is close to $20 l_0$ for a uni-directional wind regime (Narteau et al., 2009). Here, the angle between the primary wind and the dune alignment is $\alpha \sim 41^\circ$, so that the minimum size $\lambda_c \sin(\alpha)$ is approximately $13 l_0$. This value agrees with the observed width W_0 . At the minimum size, the cross section has a dome dune shape with no slip face. Its transverse elevation profile looks like a parabola ($\phi = 2/3$).

3.4 Discussion and concluding remarks

3.4.1 From numerical outputs to field observations

The steady-state shape of solitary linear dunes is characterized by self-similar cross sections with slip faces on both sides in the lower part, capped by a reworked part with a smaller aspect ratio. The width and height decrease linearly from the sand source to the dune tip where the dune size appears to be controlled by the minimum size for dunes. On Earth, the minimum observed dune size λ_c is about 10 m as revealed by incipient dunes and superimposed bedforms (Elbelrhiti et al., 2005 ; Elbelrhiti, Andreotti, & Claudin, 2008 ; Lancaster, 1996). Using this length to set the value of l_0 in the model, we obtain $l_0 = 0.5$ m. For a volumetric flux at the source $J_{\text{in}} = 4.1 l_0^3 t_0^{-1}$ and a drift potential $q_{\text{sat}} = 0.23 l_0^2 t_0^{-1}$ (Narteau et al., 2009), we found that the dune at steady state has a maximum width of $55 l_0$ and a length of $1175 l_0$ (Figure 3.1c). This dune would then correspond on Earth to a 590 m long linear dune with a maximum width of 27 m. Such linear dunes of moderate size are often observed after a topographic obstacle where sand accumulates in the lee side (Figure 3.1a). Note that the obstacle is several times wider than the dune itself. With a typical drift potential of $30 \text{ m}^2 \text{ yr}^{-1}$ as measured in Niger (Lucas et al., 2015), the equivalent sediment influx would be of $275 \text{ m}^3 \text{ yr}^{-1}$. A 100 m wide obstacle could provide such an influx, catching a free sand flux of $2.75 \text{ m}^2 \text{ yr}^{-1}$. This is much smaller than the drift potential, as expected in regions where dunes elongate on a non-erodible floor. We anticipate that remote measurements of length and width of isolated dunes at steady state

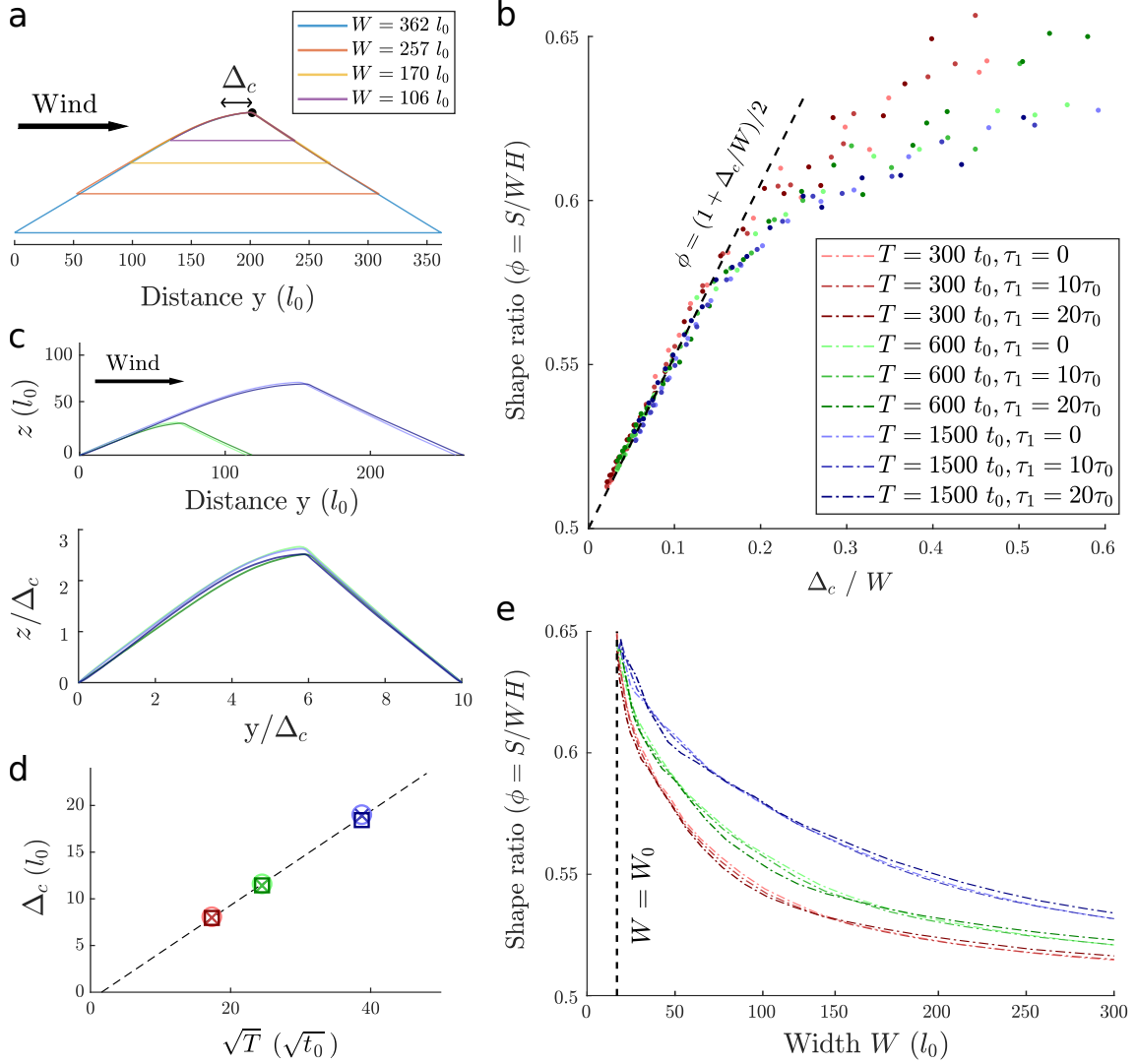


Figure 3.3 – **Shape of transverse sections along a steady linear dune.** **a:** Transverse sections of different width shaped by the same wind regime of period $3000 t_0$. Cross sections superimpose when matching the crest positions (black point). **b:** Shape ratio ϕ with respect to the ratio Δ_c/W for various $\{T, \tau_1\}$. **c:** Transverse sections of different widths having same ratio $W/\Delta_c = 10$ (top). The elevation profiles overlap almost perfectly once normalized (bottom). **d:** Crest reversal distance Δ_c as a function of the square root of the wind period $\sqrt{T}$. Different symbols are for different values of τ_1 . **e:** Shape ratio ϕ with respect to the width W . From **b** to **e**, the same color code is used (inset in **b**), except in **c** where blue elevation profiles are for $T = 3000 t_0$.

could be used to estimate the free sand flux in zones of low sand availability on Earth and other planetary bodies.

In contrast to our numerical results in bidirectional wind regimes, linear dunes of all sizes in nature show defects and sometimes sinuous crest lines (D. M. Rubin, Tsoar, & Blumberg, 2008 ; Bristow et al., 2000). Moreover, their aspect ratio is substantially smaller, ~ 0.15 (Bristow, Duller, & Lancaster, 2007 ; Livingstone, 1989 ; D. M. Rubin & Hesp, 2009 ; Roskin, Porat, Tsoar, Blumberg, & Zander, 2011 ; M. W. Telfer & Thomas, 2007). Secondary flows have been proposed to explain the dune sinuosity (Tsoar, 1982). For example, they could be produced by the deflection of the primary wind due to its acute angle with the orientation of the dune crest. This mechanism is not present in our numerical model and therefore cannot be tested. However, the model can be used to investigate fluctuations in wind strength and orientation as well as variations in transport and sediment properties, other factors that could also explain the observed complexity of dune shapes (Gao, Narteau, & Rozier, 2016 ; Gao et al., 2018).

It is worth noting that a linear dune with a sinuous crest has been simulated using a continuous numerical dune model when the dune is submitted to a bidirectional wind regime with a low frequency cycle (E. J. R. Parteli et al., 2009). In such conditions, the dune migrates back and forth laterally. The dune sinuosity is then reminiscent of the transverse instability of dunes (Courrech du Pont, 2015 ; Guignier, Niiya, Nishimori, Lague, & Valance, 2013 ; E. J. R. Parteli, Andrade Jr, & Herrmann, 2011 ; Reffet et al., 2010). This instability does not occur in our numerical setup because the sand source maintains the upstream end of the linear dune, which does not migrate laterally except at the tip.

3.4.2 Comparison between two elementary dune types: finger and barchan dunes

An elongating linear dune, also described as a finger dune by Courrech du Pont et al. (2014), can be seen as an elementary dune type. It is a simple, non-compound dune that form on a non-erodible bed (Figure 3.1). To this regard, it represents the counterpart in a multidirectional wind regime of the crescentic barchan dune. These two elementary dune types differ not only in their morphology but also in their dynamics and stability. The barchan dune propagates downstream, while the finger dune elongates and eventually remains static if no change of external conditions. When propagating, a solitary barchan continuously loses sand from the horns and possibly gains sand from an incoming free sand flux. The gain is proportional to the dune width but the loss is almost constant. The loss slightly increases with the barchan size but does not vanish for small barchans. As a result, the barchan equilibrium size, for which gain and loss balance, is unstable (Hersen et al., 2004). Apart from this unstable equilibrium, a barchan either keeps growing or disappears.

It is the contrary for an isolated finger dune elongating from a source where the equilibrium size is asymptotically stable (i.e., attractive), as shown in Figure 3.1e. Because the source limits the gain to one dune end, it is independent on the dune length while the loss does increase with the length. Unlike the barchan dune, sand loss is not restricted to the dune ends but also occurs all along the dune. This is due to crest reversals, a fundamental characteristic of finger dunes in multidirectional wind regimes.

3.4.3 Interactions of elongating linear dunes

In dryland environments, dunes are rarely isolated objects but are parts of large assemblies and interact. Those interactions are of two kinds: (i) long-range interactions through sand flux, loss and capture, and (ii) collisions. The long-range interaction tends to organize barchan dunes in chevrons, aligning a downstream dune with one horn of the dune upstream. The collisions between barchans split dunes, which regularizes their size and organizes the field into corridors (Elbelrhiti et al., 2005, 2008 ; Géniois, Courrech du Pont, et al., 2013 ; Hersen & Douady, 2005 ; Worman, Murray, Littlewood, Andreotti, & Claudin, 2013). Hence, massive barchan dunes are rare and seem restricted to the upstream frontier of the dune field where collisions are not effective (Géniois, Hersen, et al., 2013 ; Géniois, Hersen, Bertin, Courrech du Pont, & Grégoire, 2016).

Interactions between linear dunes remain to be studied, but we already outline some behaviors that illustrate the role of the longitudinal sediment budget. Figure 3.4b shows a pair of steady linear dunes that have elongated from two separate sources with equal sediment influxes. Both dunes elongate side by side but, accordingly to the direction of the sand flux on a flat bed (Figure 3.1c), the downstream dune catches the sand loss of the upstream one. The effective sediment influx of the downstream dune being twice the influx at the source, its steady length is twice the length of the upstream dune. As a result, the width and height of the downstream dune are almost constant when it is in the shadow of the upstream dune. The extra loss that occurs at the tip of the upstream dune locally increases the width of the downstream one. From this bulge, the width and height decrease with distance much like for the upstream dune, i.e., like for a solitary dune. In the absence of migration, these long-range interactions may regularize the width and height of elongating linear dunes within a field. However, without a net sediment loss along the dune, the length at steady state becomes virtually infinite and the stability of the equilibrium shape is compromised. This may explain that while giant barchan dunes are curiosities, fields of giant linear dunes are common in nature as observed on Earth or Titan.

Variations in dune shape can also affect the sand loss along linear dunes. Figure 3.4 shows the sand loss associated with a sinusoidal modulation of the cross-sectional area of a straight dune (Figure 3.4d), and with a sinuous body of constant cross-sectional area

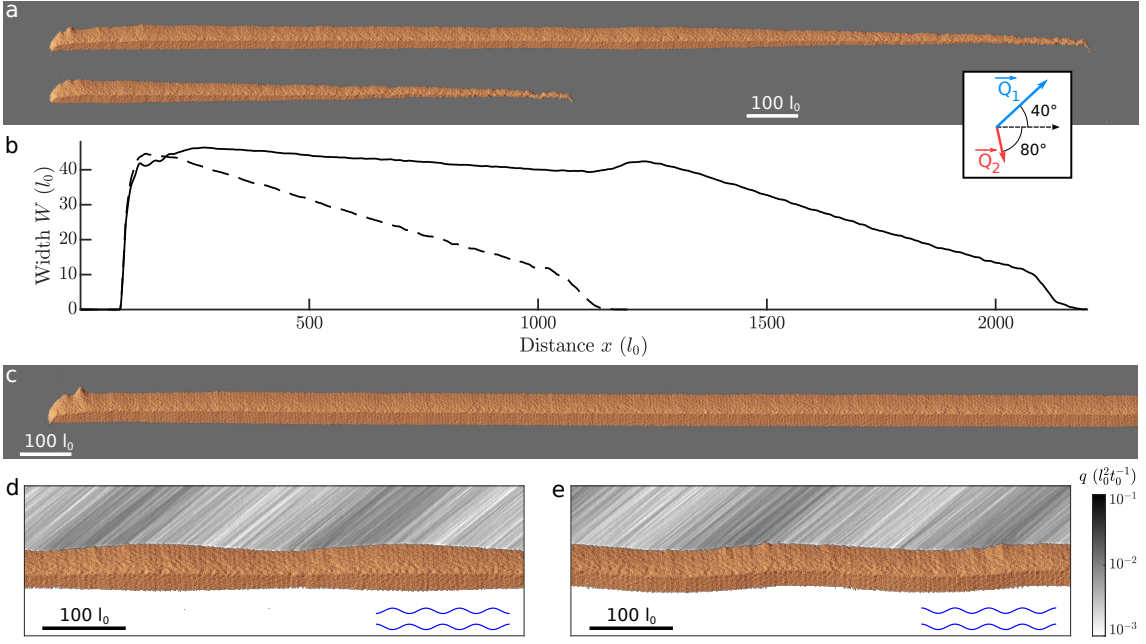


Figure 3.4 – **Interactions of elongating linear dunes.** **a:** Shapes at the end of the secondary wind of two parallel linear dunes at steady state. The two sources have an equal influx set to $3.2 l_0^3 t_0^{-1}$. **b:** Width of these two dunes with respect to distance (solid and dashed lines are for the long and short dunes, respectively). **c:** Elongating dune with periodic boundary conditions perpendicularly to the direction of elongation and constant influx of $4.1 l_0^3 t_0^{-1}$. As sediment gains compensates for losses, the dune keeps elongating with a constant width. **d:** Outflux emitted by a linear dune with a straight crest line and a sinusoidal modulation of the cross-sectional area. **e:** Outflux emitted by a linear dune with a sinuous body and a constant cross-sectional area. In **d** and **e**, the shape modulation impacts the outflux. Blue lines help to distinguish the respective shapes. The inset on top shows the transport vectors of both winds used in simulations.

(Figure 3.4e). In both cases, the sand loss remarkably reflects the topography and is inhomogeneous. It is maximum at the beginning of the dune enlargement (Figure 3.4d) or where the angle between the crest line and the primary wind is minimum (Figure 3.4e), i.e., where the primary wind experiences a smaller aspect ratio. Bristow et al. (2000) observed such an effect on a sinuous linear dune in the field. Unlike for the idealized morphology of the elementary finger dune, sand loss is not constant anymore. The resulting heterogeneous mass exchange may pattern the entire dune field.

When linear dunes elongate from fixed sources, mass exchange is limited to long-range interactions. But, when the source of sediment is not fixed or when the influx falls below a critical value, the linear dune can escape, migrate, and collide another dune. This migrating dune is already a hybrid of the two elementary dune types, the finger and the barchan dunes, and is sometimes referred to as an asymmetric barchan.

Sediment flux from the morphodynamics of elongating linear dunes

Devant lui l'éclatante blancheur de ce territoire insoumis. Parfois le roc est nu. Le vent a balayé le sable, çà et là, en dunes régulières.

A. de Saint-Exupéry - Courrier Sud

Résumé

Les dunes linéaires peuvent s'étirer sur des dizaines de kilomètres et sont facilement reconnaissables grâce à leur formes symétriques et leurs crêtes rectilignes. D'un champ de dunes à l'autre, elles ont une hauteur variable, de quelques mètres à plusieurs centaines de mètres, mais peuvent ensemble former de vastes mers de sable d'échelle continentale (ex. Sahara, Péninsule Arabique). Les dunes linéaires s'observent le plus souvent sous des régimes de vents bimodaux, très fréquents dans les zones tropicales du fait de l'alternance des saisons. Bien que très répandues sur Terre, leur dynamique n'a pas été très étudiée, essentiellement à cause de l'absence d'une bonne compréhension de leurs mécanismes de croissance. Dans les zones de faible disponibilité sédimentaire, [Courrech du Pont et al. \(2014\)](#) ont expérimentalement démontré que cette croissance pouvait être contrôlée par le transport de sable le long des crêtes, orientées parallèlement à la résultante des flux. Cependant, une telle élongation des dunes linéaires n'a jamais été mesurée sur le terrain et il était donc nécessaire de trouver un contexte géophysique dans lequel ces dunes étaient susceptibles de se développer.

Un tel contexte se rencontre dans l'erg de Fachi-Bilma au Niger, en plein coeur du

Sahara. Des collines, buttes témoins, parsèment le paysage et sont autant d'obstacles topographiques qui font face aux flux de sables de l'Harmattan. Cet alizé continental est très connu pour être à l'origine des principales émissions de poussières sur Terre. Derrière ces collines, le sable s'accumule et assure un approvisionnement continu à des sources de sédiment fixes soumises à des vents bimodaux. Les dunes peuvent alors s'allonger en déposant à leurs extrémités le sable transporté le long des crêtes par l'alternance des vents. Si la configuration moderne des champs de dunes peut être étudiée à partir d'images satellitaires (Pléiades), leur évolution sur des échelles de temps longues restait inaccessible et aucune campagne de terrain n'était envisageable dans cette zone de conflit. La solution est venue des clichés aériens acquis par l'IGN en 1956 et des données acquises sur le terrain en 1974 par Yann Callot, qui tentait déjà, voici près de quarante ans, d'élucider les mécanismes physiques à l'origine de ces dunes linéaires.

En couplant plus d'un demi-siècle d'imagerie et des résultats de modèles numériques, nous montrons que ces dunes sahariennes s'allongent par digitation de plusieurs dizaines de mètres par an sans opérer de migration latérale. Elles forment alors de longs cordons dunaires, tout en conservant la même morphologie et orientation sur de très longues distances, parfois sur plus de 50 km. Ainsi, la position de chaque dune reste stable au cours du temps, mais l'avancée de l'extrémité de la dune permet de remonter à l'intensité du transport sédimentaire le long de la crête. L'orientation et la vitesse d'élongation des dunes linéaires peuvent alors être directement reliées aux propriétés des vents (direction et intensité) qui les sculptent. Dans des zones où les vents sont mal connus, ce type d'observation peut donc apporter de nouvelles données sur le climat et sur le transport sédimentaire. C'est typiquement le cas sur Terre mais aussi sur Mars et sur Titan, le plus grand satellite de Saturne, où de nombreuses dunes linéaires ont été observées.

Sediment flux from the morphodynamics of elongating linear dunes

A. Lucas¹, C. Narteau², S. Rodriguez¹, O. Rozier¹, Y. Callot³, A. Garcia¹, and S. Courrech du Pont⁴

¹ Laboratoire Astrophysique, Instrumentation et Modélisation, UMR 7158 CNRS, Université de Paris, CEA-Saclay, Gif-sur-Yvette, France.

² Université de Paris, Institut de Physique du Globe de Paris, UMR 7154 CNRS, Paris, France.

³ Laboratoire Archorient-Environnements et Sociétés de l'Orient Ancien, UMR 5133 CNRS, Université Lumière Lyon 2, Lyon, France.

⁴ Laboratoire Matière et Systèmes Complexes, UMR 7057 CNRS, Université de Paris, Paris, France.

Abstract

Although dunes are a very common bedform in terrestrial sand seas, description of linear dune growth, either by extension or lateral accretion, is still hindered by our limited understanding of the underlying mechanisms. Therefore, sand flux estimates from remote imagery relies essentially on the migration speed of barchan dunes, but not on the dynamics of linear dunes. Here we use half a century of high-resolution aerial and satellite imagery of the Ténéré desert (Niger), the world's largest source of mineral aerosols, to demonstrate that linear dunes can elongate in the direction of the resultant sand flux with no lateral migration. As they elongate from topographic obstacles in a zone of low sediment availability experiencing multimodal winds, these elongating lee dunes are ideal to isolate and quantify linear dune growth by pure extension. Using similar conditions in a numerical model, we show how deposition downstream of low hills may result in nucleation and development of bedforms. From elongation, we derive the local sand flux parallel to the linear dune crests. Together with sand flux estimates perpendicular to the barchan dune crests in zones of unidirectional wind, this study shows that, in more complex wind regimes, the morphodynamics of linear dunes can also be used for assessing sediment flux and wind conditions.

4.1 Introduction

Linear dunes are the most common dune type in sand seas exposed to multidirectional wind regimes (Pye & Tsoar, 1990). Their morphology may vary in size, sinuosity, and aspect-ratio, but they are all characterized by long ridges capable of extending over tens of kilometers. Classified according to the angle, ϕ , between their crest orientation and the direction of the resultant sand flux (Hunter et al., 1983), dunes are usually identified as

transverse ($\phi > 75$), oblique ($15 \leq \phi \leq 75$) or longitudinal ($\phi < 15$). The role of lateral accretion is evident in transverse and oblique dunes development, as they can grow in height from the sediment of the interdune and/or migrate by recycling their own sediment through the normal to crest components of transport (D. M. Rubin & Hunter, 1987 ; Ping, Narteau, Dong, Zhang, & Courrech du Pont, 2014). For longitudinal dunes, also referred to as seif dunes (Tsoar, 1982) or silks (Mainguet & Callot, 1978), the contribution of the parallel to crest components of transport is not negligible, so that dunes may also grow by extension through deposition at the dune tip in the direction of the resultant sand flux (Tsoar, 1982, 1989 ; Tsoar, Blumberg, & Stoler, 2004 ; M. W. Telfer, 2011). The underlying dynamical process of aeolian bedforms failed to reach consensus in the past (Bagnold, 1941 ; Tsoar & Yaalon, 1983), and it is only recently that two distinct dune growth mechanisms have been proposed thanks to laboratory and numerical experiments (Courrech du Pont, 2015 ; Gao, Narteau, Rozier, & Courrech du Pont, 2015). Depending on sand availability, these studies reveal that dunes either preferentially grow by extension for low sediment supply (i.e., the fingering mode, first illustrated by Reffet et al. (2010)) or by lateral accretion for high sediment supply (i.e., the maximum gross bedform-normal transport of D. M. Rubin et Hunter (1987)). Most importantly, the prevailing growth mechanism selects the dune orientation, which can be analytically derived from the wind data and compared to observations in the field (Courrech du Pont et al., 2014).

Previous studies have generally used winds external to the dunes to calculate the sand-transport vectors that are used to classify dunes by orientation (D. M. Rubin & Hunter, 1987). However, some researchers have noted that the dunes themselves influence the overall transport direction due to deflection of flow (Tsoar & Yaalon, 1983) or due to dune aspect-ratio and speed-up over dune flanks (Zhang et al., 2012 ; Courrech du Pont et al., 2014). Here we follow the approach of Courrech du Pont et al. (2014), and quantify the sand transport according to the feedback of dune morphology on the magnitude of the flow: under a multi-directional wind regime, each wind experiences different dune aspect ratios, and consequently the resultant sand transport vector on the dunes differs from the resultant sand transport vector external to the dunes.

To date, there are only a few limited observations on the dynamics of linear dunes (D. M. Rubin & Hunter, 1985 ; Bristow et al., 2000 ; Tsoar et al., 2004 ; D. M. Rubin et al., 2008 ; Ping et al., 2014) and most of the quantitative understanding relies on ground-penetrating radar analysis coupled with luminescence dating (Bristow et al., 2007, 2007 ; M. W. Telfer, 2011). In all former studies, it was shown that individual dunes simultaneously elongate and migrate laterally. Combined evolution by elongation and migration is not surprising given the natural fluctuations of the terrestrial wind regimes and the complex dune interactions in the field (e.g., collisions, pattern coarsening). However, as soon as the dunes migrate laterally, a dominant dip associated with lateral accretion

prevails in the sedimentary structure. This may explain why dune elongation has not been analyzed as a major agent in the formation of dune fields.

Here we take advantage of interactions between small-scale topographic obstacle and sediment transport to quantitatively study how dunes can nucleate and grow only by extension to run over long distances with an orientation, which remains parallel to the resultant sand flux at the crest. Using such a special case of lee dunes, for which the elongation flux can be separated from the lateral migration flux, we propose a methodology for estimating sand flux from the morphodynamics of linear dunes.

We analyze the dune patterns of the Erg of Fachi-Bilma, the eastern part of the Ténéré desert in Niger (Fig. 4.1). As in the entire east-central Sahara, this region is exposed to the Harmattan, a dry southeasterly trade wind, which is particularly strong in winter. From southern Lybia to northern Mali, hyperarid climate and low sand availability provide ideal conditions to characterize transitions in dune types (Clos-Arceuduc, 1969 ; Wilson, 1971 ; Gao, Narteau, Rozier, & Courrech du Pont, 2015), as well as the effect of topography on large scale atmospheric circulations and the subsequent sand flow paths (Manguet & Calot, 1978). In fact, the Harmattan is topographically steered by various mountain ranges. As the near-surface winds are diverted and channelized, they strongly vary in strength and orientation along the different airflow paths. Downwind of the corridor between the Tibesti and the Ennedi massifs, the best-known example is the easterly low-level jet blowing over the Bodélé depression in central Chad, one of the principal sources of dust in the world (Washington et al., 2006), where 20-m-high barchan dunes propagate at a speed of 50 m/yr (Vermeesch & Leprince, 2012). In the wake of the Tibesti mountain, there is a clear bimodal wind regime with a strong peak from northeast and a weaker peak from southeast with a divergence angle of 75° (Fig. 4.1). In this area, linear dunes in the alignment of the resultant sand flux are generally attached to topographic obstacles such as residual hills (Fig. 4.1). Sinuous crest-lines grow directly from these lee dunes keeping a constant orientation for considerable distance (> 10 km).

4.2 Data and methods

In order to study dune morphodynamics, we collected satellite images from LandSat, ASTER and Google EarthTM (including Spot and GlobalView data), as well as aerial images taken in 1957 by IGN, the French Institute of Geography (Manguet & Calot, 1978). We complete this data set with a Pléiades satellite stereo pair we acquired during the fall of 2014. Using photogrammetric solutions, we derive a three-dimensional (3-D) point cloud with a sub-meter ground sampling and a vertical accuracy close to 1 m (see Figure 4.2a). We generated a digital surface model (DSM) over a regular grid with a spacing of 4 m. Note that, because dune heights do not exceed a few meters (Fig. 4.2), our DSM is the only

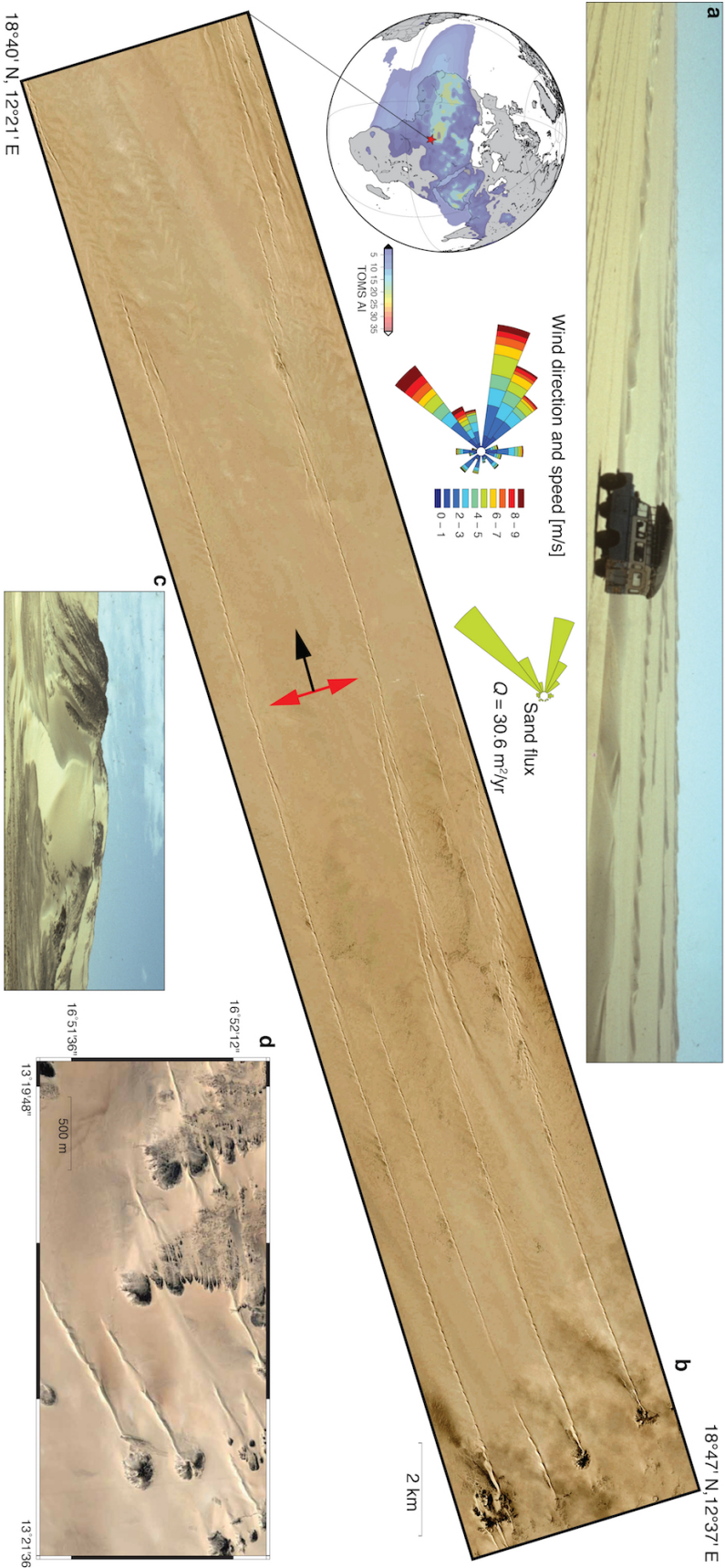


Figure 4.1 – **Elongating dunes in the Erg of Fachi-Bilma, Niger.** A-D: Lateral and top view pictures of the dune field at different length scales. Linear dunes grow from the lee slope of residual hills keeping constant orientation with well-defined width and height over tens of kilometers. Wind and sand roses externally to the dunes are calculated from the Bilma airport data from 2000 to 2013 ($18^{\circ}41' \text{ N}, 12^{\circ}55' \text{ E}$). Black and red arrows show the predicted dune trend in the fingering and bed-instability modes, respectively. The globe shows the Total Ozone Mapping Spectrometer Aerosol Index (TOMS AI) (Washington et al., 2006).

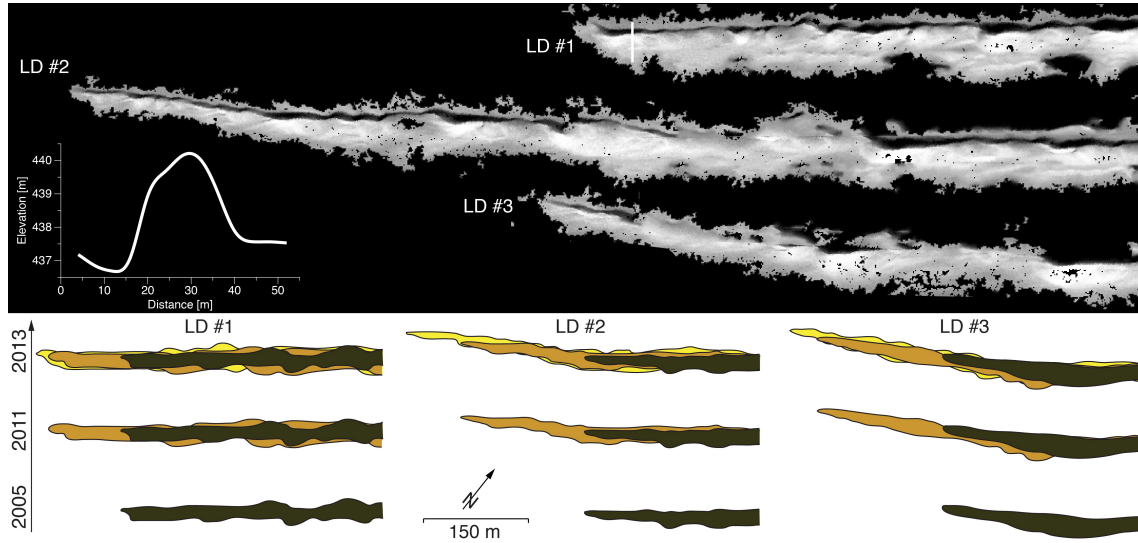


Figure 4.2 – **Morphodynamics of linear dunes from satellite imagery.** **A:** Three-dimensional point cloud map derived from Pléiades stereo pair (18°37'55"N, 12°44'04"E). The inset shows a topographic cross section profile and the corresponding point cloud at the termination of linear dune 1 (LD #1). **B:** Evolution of dune shape from July 2005 to March 2013.

remote-sensing data set available that can resolve the 3-D morphology of the dunes, since no in situ topographic survey has been done. Eventually, the whole data set of satellite imagery and the DSM, has been co-registered so we can assess change detection with a metric resolution.

4.3 Results

From 1957 to 2014, our analysis shows that the linear dunes do not consistently migrate laterally but systematically grow by extension with a remarkable regularity (Fig. 4.2). Stacking a large number of cross-section profiles along individual dunes, the DSM shows that they keep constant height and width over the growing tip (i.e., the last 100 m). The dune tip heights range from 1 to 6 m. This narrow dispersion suggests that all the elongating dunes are morphologically and dynamically similar. Upstream, the dune body may be significantly thicker, up to 10 m height and 60 m width, keeping across the entire dune field an aspect ratio (height divided by half width) of $\sim 0.3 \pm 0.05$ (Fig. 4.2).

While the dune tips propagate on a nonerodible bed, dune bodies remain at the same position. Dune flanks are continuously reshaped by the development and propagation of transverse superimposed bedforms, which produce sinuous crestlines and intermittent avalanche faces. From all the available time series, we measure 80 individual elongation rates for 25 dunes over different time periods and found an elongation rates have a mean

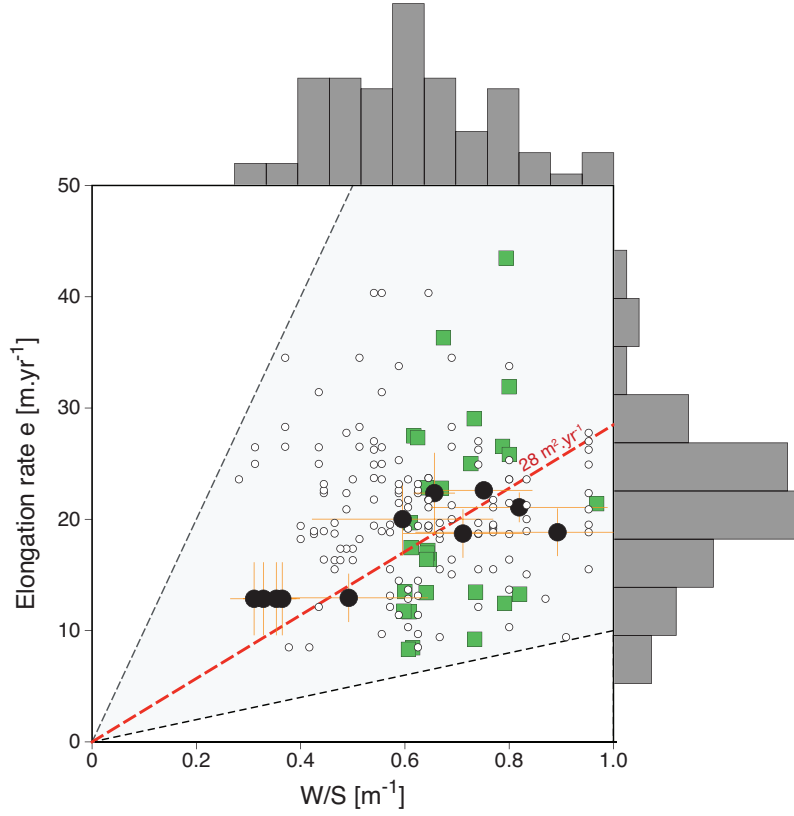


Figure 4.3 – **Sediment flux estimation in a field of elongating dunes.** Sediment flux estimation from the elongation rate e and the linear dune shape W/S , where W and S are the width and the cross-section, respectively. Black dots show the elongation rate with respect to dune shape for linear dunes that are covered by the DSM. White dots are measurements for which the cross-section is derived from dune width using the scaling obtained from the DSM. Histograms show the distributions of elongation rate and dune shape. The resultant sand flux ranges from 15 to 55 m²/yr (black dashed lines) with a mean value of 28 m²/yr (red dashed lines). Error bars in dune height are the standard deviation of at least ten transects at the dune tip (see Fig. 4.2a). Error bars in elongation rate are estimated to be $\sim 10\%$ of the measured values. Green squares are the results from numerical simulation shown in Figure 4.4.

value of 20 ± 10 m/yr (Fig. 4.3).

The lateral stability of dunes indicates that they keep the alignment for which the normal to crest components of transport cancel each other out. These results show that dunes grow only by extension in the direction of the resultant sand flux at the crest. This resultant sand flux Q_{dune} can be directly derived from the elongation rate e and dune shape considering the equation of conservation of mass over the entire cycle of wind reorientation: $Q_{\text{dune}} = e(S/W)$, where S and W are the cross-section and the width of the dune perpendicular to dune crest, respectively (Figs. 4.2 and 4.3). Where the exact dune morphology cannot be derived from the bed elevation profile, we extrapolate the dune aspect ratio accounting for the measured width, hence the resultant sand flux can be derived from $Q_{\text{dune}} = A \times eW$, where A is proportional to the dune aspect-ratio and the corresponding cross-section.

In the Erg of Fachi-Bilma, Figure 4.3 shows that $Q_{\text{dune}} = 20^{+22}_{-10}$ m²/yr. This value can be compared to the one derived from the wind data using the transport law of Ungar et Haff (1987) with a threshold shear velocity of 19 cm/s for the entrainment of 180 mm sand grains (i.e., the D_{50} measured in the field). These calculations leads to resultant sand fluxes of 22.6 and 39.2 m²/yr away from the dunes and at the dune crests, respectively, fully consistent with the value Q_{dune} determined from the imagery. The differences between these fluxes can be used to estimate the loss of sediment at the dune tip during periods of constant wind direction, together with the wind speed-up at the dune crests.

4.4 Discussion

In this zone of low sand availability, pure dune elongation is observed as a result of topographic obstacles that allow nucleation and extension of linear bedforms from the lee-side accumulation of sediment transported from upwind. To investigate these interactions between sand flux and topographic obstacle and generalize our observation to all linear dunes, we use a cellular automaton dune model accounting for feedback mechanisms between the flow and the evolving bed topography (Narteau et al., 2009). When the sediment input rate is smaller than the transport capacity of the wind, the simulations show that no bedform develops on a flat non-erodible ground. In contrast, obstacles generate zones of deposition on the lee slopes (Fig. 4.4a). Exposed to two asymmetric winds with a divergence angle of 75° and a transport ratio of 1.5 corresponding to the wind regime of the Erg of Fachi-Bilma, these zones of sediment accumulation do not develop as sand shadow (Bagnold, 1941), but produce finger-like structures that extend far away from the source (Fig. 4.4b). As observed in the field, linear dunes in the simulations grow only by extension from the resultant sand flux at the crest, which is parallel to the dune alignment. The extension rates predicted by the model are on the same order of magnitude as the

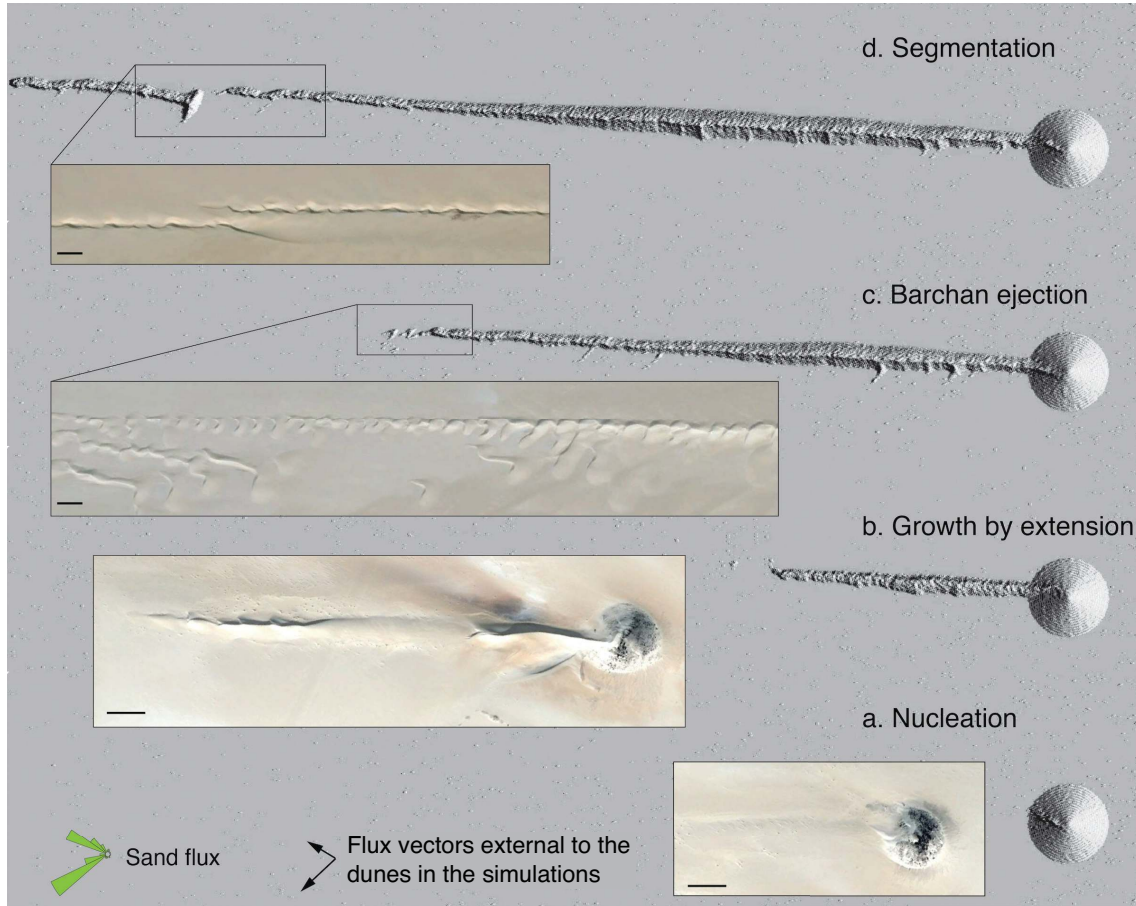


Figure 4.4 – **Topography-driven dune morphodynamics from numerical modeling.** A constant sediment injection rate $Q_{\text{in}} = 7.5 \text{ m}^2/\text{yr}$ (with a saturated flux $Q_0 = 30 \text{ m}^2/\text{yr}$) is maintained upstream of a flat non-erodible ground. As in the Erg of Fachi-Bilma (Niger), the bidirectional wind regime has a divergence angle of 75° and a transport ratio of 1.5 between the two winds. **A:** Nucleation of bedforms in the deposition zone downstream of the topographic obstacle. **B:** Linear dune growth by extension from the lee dune. **C:** Development of transverse superimposed bedforms and ejection of barchans. **D:** Segmentation and ejection of linear dunes. Meanwhile they continue to grow by extension and migrate laterally in the direction of the resultant flux external to the dunes (i.e., the direction of the sum of the black sand-transport vectors). Insets from the Erg of Fachi-Bilma show similar behaviors. Scale is given by black lines, which have a length of 100 m.

measured ones (see green squares in Fig. 4.3). Because of the development of transverse superimposed bedforms, smaller barchans may be ejected and propagate away from the linear dune. This essentially happens at the dune tip as observed in both the simulations and the field from satellite imagery (Fig. 4.4c). Secondary dune features can also reach the height of the main structure to break it into a set of new linear dunes (Fig. 4.4d). Once these segmented dunes are disconnected from the fixed source, the upstream end of the dune takes the form of a smooth sand hill (Fig. 4.4d). Such isolated bedform is free to migrate laterally in the direction of the resultant sand flux at the crest (Ping et al., 2014). Then, the entire linear dune moves sideways while it continues to grow by extension in the resultant drift direction. Ultimately, it may generate several parallel linear dunes that interact with each others. All these features can be easily identified in the field across the Ténéré (Figs. 4.1 and 4.4), but also in many other sand seas where both lateral migration and elongation have been identified in sedimentary records (Tsoar, 1982 ; D. M. Rubin & Hunter, 1985 ; Bristow et al., 2000 ; M. Telfer & Hesse, 2013). In many cases, there is no need of topography to produce linear dunes. They may simply arise from reshaping of other dune types or from accumulation of segregated fine grains. However, topographic obstacles and the associated upstream deposition zone, generate fixed sources of sediment from which the linear dune can grow by elongation only.

Although flow deflection over the dune flanks may affect the final dune shape, our numerical results show that growth by extension requires neither transverse secondary flow nor migration of meandering waveform. Instead, elongation in the model results only from deposition at the dune termination in the direction of the resultant sand flux at the crest. In addition, our study provides practical solutions for the management of terrestrial dune fields by helping predicting the shape, the direction and the velocity of active linear dunes including these in presence of vegetation or cohesion, which are known to stabilize bedforms (D. M. Rubin & Hesp, 2009 ; M. W. Telfer, 2011). In some aspects, vegetated linear dunes may be analogous to the linear dunes studied here as their vegetated part can be considered as a natural topographic obstacle, acting as a sand trap, from where the rest of the dune can undergo elongation only. The particularity of these bedforms is that the zone of deposition is not fixed and may expand along with the dune as the vegetation grows and occupies the newly formed parts of dunes. This may explains why, more than the other dune types, vegetated/cohesive dunes undergoing elongation are likely to exhibit straight or slightly sinuous ridges (Pye & Tsoar, 1990).

Combined with the systematic transverse instability of sand bed, dune elongation and lateral migration naturally explains the coexistence of dune patterns with different orientations. This can now be used for assessing sediment flux and surface wind conditions occurring in major sand seas on Earth as well as on Mars and Titan (Lucas et al., 2014).

Coexistence of bedforms in complex dunefields

Les Bédouins connaissaient chacune de ces dunes, dont les formes très différenciées, ne variaient guère au cours des années ; toutes avaient, cependant, un certain nombre de points communs.

W. Thesiger - Le désert des déserts

Résumé

Un défi moderne de la géomorphologie éolienne est d'être capable de distinguer si les champs de dunes actifs sont à l'équilibre avec les régimes de vents contemporains ou bien le résultat de plusieurs phases de développement associées à différents régimes de vents. L'exercice est d'autant plus difficile que les mers de sable présentent souvent un très large éventail de motifs dunaires. Si ces motifs offrent des paysages spectaculaires, leurs interactions peuvent produire des structures dont l'apparente complexité décourage très souvent l'étude.

Les dunes en forme de peigne au sein du désert du Kumtagh illustrent parfaitement cette problématique. Au premier ordre, il s'agit de dunes linéaires formant de longs cordons dunaires orientés suivant la même direction et s'étirant sur des dizaines de kilomètres. Cette forme élémentaire est systématiquement indentée à intervalles réguliers par des structures secondaires d'orientation perpendiculaire. Ces structures secondaires ne s'expriment que d'un seul côté des dunes linéaires, donnant à l'ensemble du motif cette forme de peigne si particulière. Pour expliquer ce motif, les hypothèses les plus communément admises

faisaient toutes intervenir des changements d'orientation des vents susceptibles de segmenter les dunes linéaires. A l'opposé de ces hypothèses, cette étude démontre que les dunes peignes sont en réalité des dunes dont la forme est stationnaire et qui satisfont au régime de vents contemporain.

Pour arriver à de telles conclusions, nous avons utilisé les données de deux stations météorologiques installées pendant près de deux ans au cœur du champ de dunes. A partir de mesures de terrain et d'images satellitaires, nous avons aussi déterminé l'évolution morphologique des dunes, notamment en évaluant la vitesse d'allongement des dunes linéaires et la vitesse de migration des indentations. Il a alors été possible de montrer que ces deux objets étaient associés à deux modes de croissance indépendants capable de s'exprimer simultanément sous les conditions de vents mesurées dans le désert du Kumtagh. Contrairement aux dunes linéaires qui s'allongent dans la direction du flux de sable résultant, les indentations sont des dunes superposées se développant et se propageant de manière oblique sur le dos des dunes linéaires. Ces dunes superposées finissent par créer des excroissances sur un seul des flancs de la structure primaire pour donner naissance au motif en peigne. Les modèles numériques permettent de confirmer ce scénario d'évolution et d'explorer l'ensemble des régimes de vents sous lesquels des dunes similaires peuvent se produire.

Le principal enseignement de cette étude est de démontrer qu'il est possible d'exploiter la complexité inhérente aux champs de dunes pour remonter aux régimes de vents qui les ont produites. De tels résultats peuvent maintenant être obtenus car il existe un nouveau cadre théorique montrant que des dunes de tailles similaires mais d'orientations différentes peuvent coexister au sein d'un même environnement. La diversité des champs de dunes sur Terre, mais aussi sur Mars, ouvre donc de nombreuses perspectives pour contraindre le climat à différentes échelles de temps.

Unravelling raked linear dunes to explain the coexistence of bedforms in complex dunefields

P. Lü^{1,2}, C. Narteau³, Z. Dong^{1,2}, O. Rozier³, S. Courrech du Pont⁴

¹ Department of Geography, Shaanxi Normal University, 620 Chang'an West Avenue, 710119 Xi'an, Shaanxi, China.

² Key Laboratory of Desert and Desertification, Northwest Institute of Eco-Environment and Resources, Chinese Academy of Sciences, 320 West Donggang Road, 730000 Lanzhou, Gansu, China.

³ Université de Paris, Institut de Physique du Globe de Paris, UMR 7154 CNRS, Paris, France.

⁴ Laboratoire Matière et Systèmes Complexes, UMR 7057 CNRS, Université de Paris, Paris, France.

Abstract

Raked linear dunes keep a constant orientation for considerable distances with a marked asymmetry between a periodic pattern of semi-crescentic structures on one side and a continuous slope on the other. Here we show that this shape is associated with a steady-state dune type arising from the coexistence of two dune growth mechanisms. Primary ridges elongate in the direction of the resultant sand flux. Semi-crescentic structures result from the development of superimposed dunes growing perpendicularly to the maximum gross bedform-normal transport. In the particular case of raked linear dunes, these two mechanisms produces primary and secondary ridges with similar height but with different orientations, which are oblique to each other. The raked pattern develops preferentially on the leeward side of the primary ridges according to the direction of propagation of the superimposed bedforms. As shown by numerical modelling, raked linear dunes occur where both these oblique orientations and dynamics are met.

5.1 Introduction

Raked linear dunes display asymmetric morphologies with long primary ridges breaking down only on one side into periodic secondary ridges with a perpendicular alignment to the main crest and a semi-crescentic shape. This unique pattern provides an intriguing case study to begin to examine how primary and secondary bedforms with similar heights but different trends can coexist in the same wind regime.

A major question in arid zone geomorphology is to determine to what level active dunefields are in dynamic equilibrium with the current wind regime or the result of longer term processes like climate change (Thomas, 2011). This is a challenging task given the broad spectrum of observed dune shapes, which are primarily controlled by sand availability and wind directional variability (Wasson & Hyde, 1983 ; Courrech du Pont et al., 2014). If

crescentic barchans (low sand availability, unidirectional wind) and star dunes (high sand availability, multidirectional winds) occur under two extreme and opposite sets of conditions, linear dunes are often sub-divided into different categories according to their shape (McKee, 1979 ; Livingstone & Warren, 1996) (simple, compound, complex) or orientation with respect to the resultant sand flux direction (Hunter et al., 1983 ; Ping et al., 2014) (transverse, oblique, longitudinal). Unfortunately, all these classifications fail to take account of dynamics and, without independent chronological data (Bristow et al., 2000 ; Vermeesch et al., 2010 ; Lancaster et al., 2015), it is difficult to interpret or reconstruct the dunefield history.

Rather than a single growth mechanism, it was recently shown (Courrech du Pont et al., 2014 ; Gao, Narteau, Rozier, & Courrech du Pont, 2015) that dunes can either extend in the direction of the resultant sand flux in zones of low sediment supply (Lucas et al., 2015) (i.e., the fingering mode) or grow perpendicularly to the maximum gross bedform-normal transport (D. M. Rubin & Hunter, 1987) in conditions of high sediment supply (i.e., the bed instability mode). These two distinct dune growth mechanisms determine both dune shape and orientation. Taking into account the feedback of dune aspect-ratio on the magnitude of the flow (Wiggs et al., 1996), these orientations can be analytically derived from the wind regime to be compared to observations in the field. Most importantly for our present purpose, the coexistence of the two dune growth mechanisms can theoretically lead to the development of different types of steady-state bedforms through spatial changes in sand availability or the emergence of secondary structures (Zhang et al., 2012). Given the apparent complexity of most dunefields on Earth, none of these interacting steady-state dune patterns have been identified and quantified so far in modern sand seas. It is an important issue because the coexistence of different bedform alignments has also been associated with changes in wind regime (Lancaster et al., 2002).

Raked linear dunes have been recognised for the first time in the Kumtagh desert (Dong et al., 2010) (Xinjiang province, China), where they cover an area of more than 2.4×10^4 km². This remote and arid region of China has been the subject of intensive investigation in recent years (Dong et al., 2008 ; Wang, Sun, Ren, Wang, & Chen, 2009 ; Liao et al., 2010 ; Niu et al., 2013 ; Qian et al., 2015). These studies provide unique sets of data, but none of them have identified the mechanism for dune formation and the subsequent dune morphodynamics. Instead, most of them have concentrated on zibars and other grain-size segregation patterns (Gao et al., 2016), which are obvious in interdune areas.

Considering the traditional classification, raked linear dunes seem to be a specific case of compound/complex linear dunes. Their most distinguishable feature is a lateral asymmetry in the distribution of secondary ridges. At the dunefield scale, primary ridges display all the characteristics of linear dunes. They are relatively straight, extending over distances

Variable	Units	Wind tower	Wind tower
		W_1	W_2
DP	$\text{m}^2 \text{ yr}^{-1}$	47.08	49.02
RDP	$\text{m}^2 \text{ yr}^{-1}$	25.08	23.25
$\ \vec{Q}_I\ $	$\text{m}^2 \text{ yr}^{-1}$	57.95	53.98
$\ \vec{Q}_F\ $	$\text{m}^2 \text{ yr}^{-1}$	42.80	39.53
RDD	$^\circ$	230.8	220.1
α_I	$^\circ$	122.1	108.7
α_F	$^\circ$	230.0	220.9
$\Delta\alpha$	$^\circ$	72.1	67.8
$\Delta\alpha_Q$	$^\circ$	3.9	6.5
RDP/DP	$\emptyset$	0.53	0.47
σ_F/σ_I	$\emptyset$	0.55	0.53

Table 5.1 – **Sand fluxes and dune properties derived from wind data in the Kumtagh desert.** Fig. 1c shows the wind and sand flux roses for the wind towers W_1 and W_2 . See Methods and Eqs. 5.2-5.10 for the description of all the variables. All angles are measured counterclockwise from East. Following Gao, Narteau, Rozier, et Courrech du Pont (2015), the wind speed-up have been computed with $\gamma = 1.6$. Dune orientations show little variation ($<1^\circ$) with respect to the γ -value.

of kilometres parallel to one another with a low ratio of dune to interdune areas (Pye & Tsoar, 1990). On the top of them, secondary ridges almost perpendicular to the main dune alignment develop only on one side of the dune. These secondary ridges have approximately the same height as the primary ridges and they resemble half crescent, so that the entire pattern is similar to a train of barchans connected to each other along the same arm.

Here we study the morphodynamics of raked linear dunes in the Kumtagh desert from two satellite images taken at a time interval of 8 years. Dune shapes, orientations and dynamics (elongation and migration) are compared to theoretical predictions derived from local wind data to show that raked linear dunes are a steady-state dune type in dynamic equilibrium with the modern wind regime. Then, we numerically and analytically investigate the conditions for the emergence of this dune type to demonstrate that the raked pattern result from the coexistence of two dune growth mechanisms.

5.2 Results

5.2.1 Morphodynamics of raked linear dunes

Figs. 5.1a,b show aerial views of raked linear dunes in the Kumtagh desert (see also more details in Figs. 5.2 and 5.3). At different sites in interdune areas of the Kumtagh desert, two wind towers of 2 m height have recorded the mean wind speed and direction every 15 minutes during two years from 2007 to 2009. Fig. 5.1c shows the wind roses and

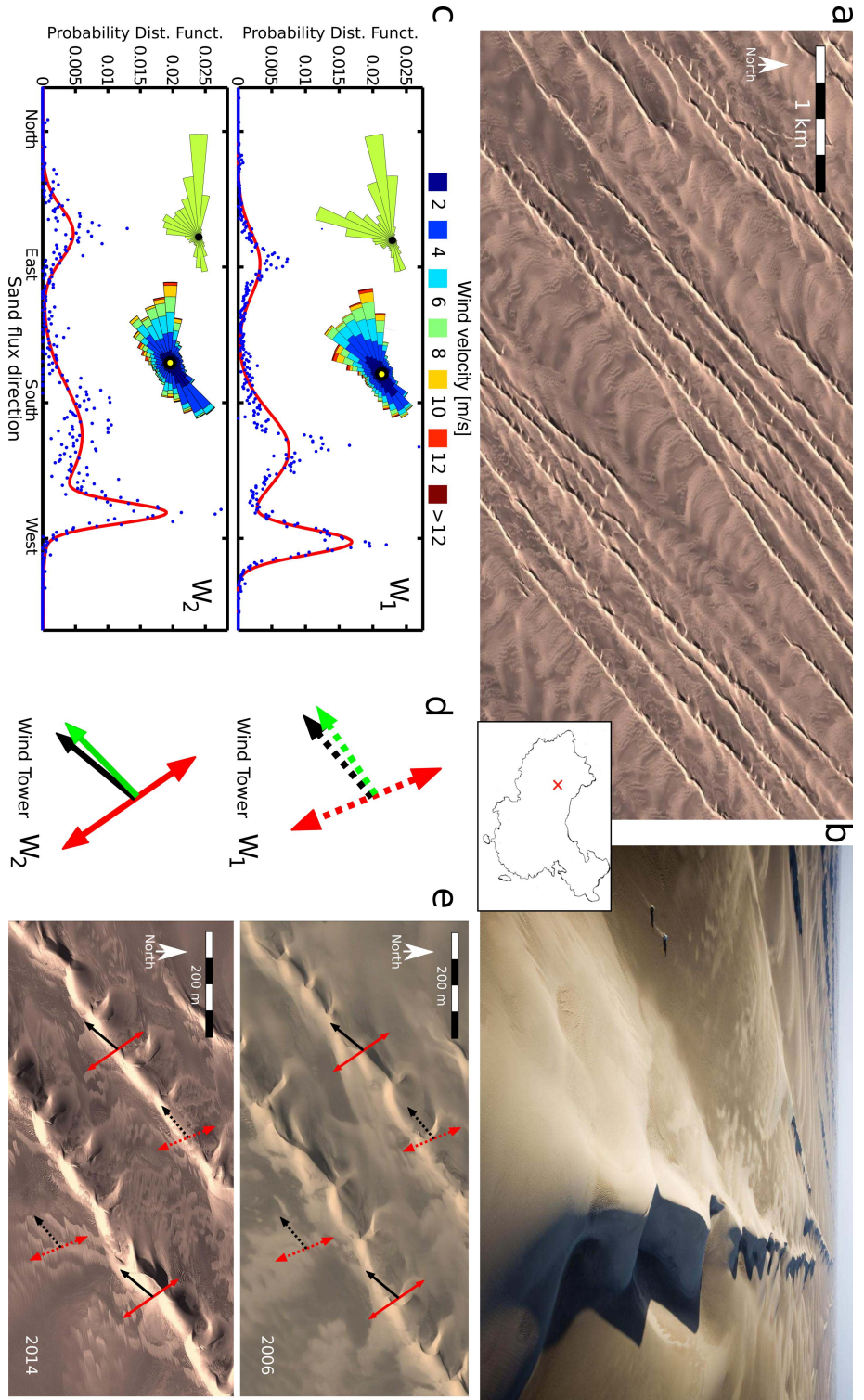


Figure 5.1 – **Raked linear dunes in the Kumtagh desert.** a, b, Satellite and aerial views of raked linear dunes ($40^{\circ}13''$ North, $92^{\circ}13''$ East). c, Distributions of sand flux direction derived from the two wind towers W_1 ($92^{\circ}34'37.68''$ E $40^{\circ}18'32.21''$ N) and W_2 ($92^{\circ}33'3.86''$ E $40^{\circ}15'16.43''$ N) located 6 km apart in interdune areas from 2007 to 2009 (blue dots). Red curves are the best fits using a three-component Gaussian mixture model (Sec. 5.5.7). d, Predicted orientations for dunes growing by extension (fingering mode, red arrows) and perpendicular to the maximum gross bedform-normal transport (bed instability mode, green arrows). Green arrows show the predicted resultant sand flux at the crest of dunes growing in the bed instability mode. By definition, this is also the propagation direction of these dunes. e, Comparison between predicted and observed dune orientation at two different times.



Figure 5.2 – Aerial views of the raked linear dunes in the Kumtagh desert (courtesy of George Steinmetz). Cars are for scale. The top picture is taken looking in the direction of elongation. The bottom picture is taken in the opposite direction. The middle picture is taken perpendicularly to the primary ridge.



Figure 5.3 – Ground views of raked linear dunes. (top) Slip faces with different orientations at the crest of a superimposed bedform. (middle and bottom) Side views of a raked linear dune.

the distributions of sand flux direction. This eastern end of the Tarim basin is exposed to a trimodal wind regime with a widely spread dominant wind direction from the north and two secondary peaks associated with easterly and westerly winds. Dune orientations predicted from these wind data are a north-south alignment for bedforms growing in the bed instability mode and an extension in the southwesterly direction for dunes growing in the fingering mode (Fig. 5.1d and Tab. 5.1). These orientations are in general agreement with the alignments of the primary and secondary ridges observed in satellite images (Fig. 5.1e). These findings suggest that raked linear dunes can form by elongation and that secondary ridges can result from the development of superimposed bedforms growing perpendicularly to the maximum gross bedform-normal transport. In the framework of the two dune growth mechanisms, the two dune orientations form an oblique angle $\Delta\alpha = 70 \pm 3^\circ$, which leads to an angle $\Delta\alpha_Q = 5 \pm 2^\circ$ between the resultant sand flux at their crests because of the speed-up effect in multidirectional wind regimes (Zhang et al., 2012) (Sec. 5.5.2). Then, as the superimposed bedforms nucleate and grow on the primary ridges, they migrate from one side of the linear dunes to the other. According to this migration, the regular pattern of secondary ridges is observed on the leeward slope of the primary ridges (i.e., the north-western side of the linear dunes in Fig. 5.1). Hence, the complex asymmetric pattern of raked linear dunes may naturally arise from the coexistence of two dune growth mechanisms with both oblique orientations and dynamics.

Independently of the winds, such a scenario can be quantitatively investigated from dune morphodynamics using field data and satellite images from the Kumtagh desert (Figs. 5.4a,b). Fig. 5.4c shows that the wavelength of the semi-crescentic secondary bedforms is linearly related to the height of the linear dunes. This relationship is similar to that observed for longitudinal dunes breaking in barchans under unidirectional wind regime (Reffet et al., 2010 ; E. J. R. Parteli et al., 2011 ; Guignier et al., 2013), suggesting that the same mechanism is responsible for the singular asymmetry of raked linear dunes. In addition, the widths W_b of the semi-crescentic structures exhibit a normal distribution with a mean value around 37 m and a standard deviation close to 3 m across the entire dunefield (Fig. 5.4d). The linear dunes reach a homogeneous width W_f with a mean value of 26 m (Fig. 5.4e) away from the growing tips, which may change shape over time (Fig. 5.9). Using a pair of Google Earth images acquired in 2008 and 2014, we estimate the elongation rate $e = 13.2 \pm 3 \text{ m yr}^{-1}$ at the tip of linear dunes and the migration rate $c = 6 \pm 1 \text{ m yr}^{-1}$ of the secondary ridges along the same direction (Fig. 5.4f). Despite more variation in the elongation rate distribution, which can be explained by the loss of sediment at the dune tips during periods of constant wind orientation, Fig. 5.4g shows that linear dunes elongate more than two times faster than the secondary ridges migrate.

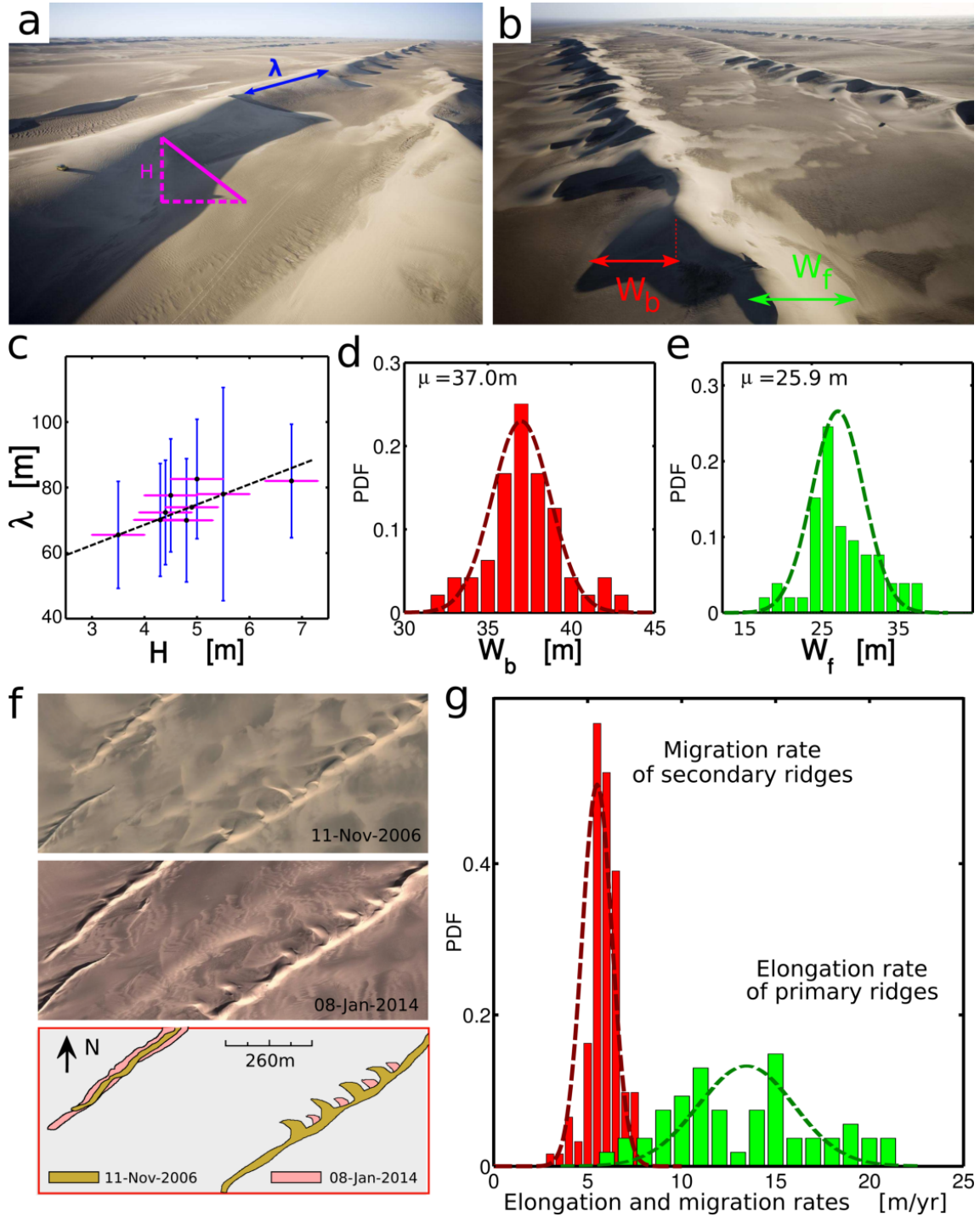


Figure 5.4 – **Morphodynamics of raked linear dunes.** **a, b,** Characteristic length scales in raked linear dunefields. **c,** Relationship between the mean wavelength λ and the mean height H of secondary ridges (Dong et al., 2010). The line is the best linear fit with a y-intercept of 48 ± 5 m, a value larger but on the order of the most unstable wavelength for the formation of dunes. Errorbars are the standard deviations in wavelength (blue) and height (magenta) measured from 50 secondary ridges. **d, e,** Distributions of the widths W_f and W_b of primary and secondary ridges, respectively. **f,** Evolution of dune shape from 2006 to 2014. **g,** Distribution of elongation and migration rates of primary and secondary ridges over the same time period. Dashed lines in **d, e** and **g** are the best fits to the data using normal distributions.

5.2.2 Sand fluxes on raked linear dunes

Using the morphometric parameters of raked linear dunes, the resultant sand fluxes Q_F and Q_B at the crests of primary and secondary ridges can be directly derived from the equation of conservation of mass over the entire cycle of wind reorientation. Considering that the dunes elongate or propagate without changing shape, the relations are $e = Q_F/H_F$ and $c/\cos(\Delta\alpha_Q) = Q_B/H_B$, where $\cos(\Delta\alpha_Q)$ is a correction to account for the migration direction of the superimposed bedforms in the bed instability mode and where H_F and H_B are the heights at the crests of primary and secondary bedforms, respectively. These heights H_F and H_B are derived from the measurements of the width W_F of linear dunes (Figs. 5.4b,f) and from the width W_B of half-crescentic structures (Figs. 5.4b,e) using the relations $H_F = (\tan(\theta_F) \times W_F)/2$ and $H_B = \tan(\theta_B) \times W_B$. Substituting in the flux equations above gives $Q_F = (e \times \tan(\theta_F) \times W_F)/2$ and $Q_I = (c \times \tan(\theta_b) \times W_b)/\cos(\Delta\alpha_Q)$. Here we take $\theta_F = 15^\circ$ and $\theta_B = 11^\circ$, which are the usual reported values for the transverse aspect-ratio of linear (Lucas et al., 2015) and barchan (Hesp & Hastings, 1998) dunes. Fig. 5.5 shows the comparison between the sand fluxes computed from wind data and dune morphodynamics. The close agreement between these two independent estimates indicate that a hierarchy of bedforms can be used to provide independent quantitative constraints on sediment transport.

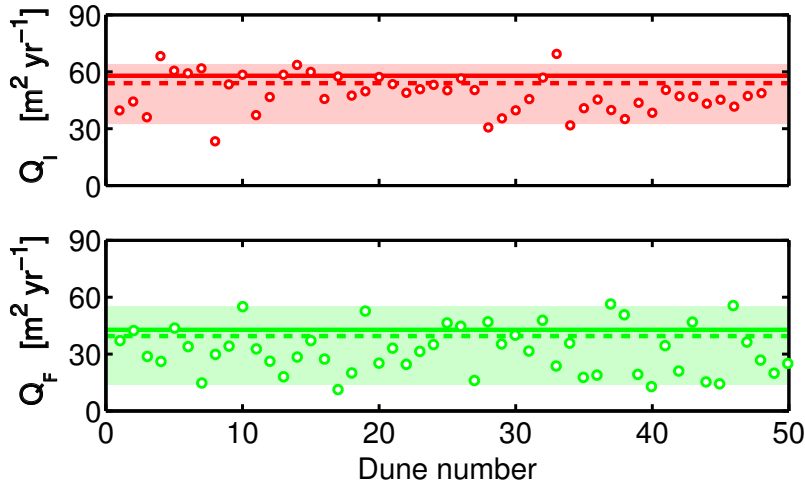


Figure 5.5 – **Predicted sand fluxes using two independent dune growth mechanisms.** **a**, Resultant sand flux Q_I at the crest of dunes growing in the bed instability mode. **b**, Resultant sand flux Q_F along the crest of elongating dunes. Solid (wind tower W_1) and dashed (wind tower W_2) lines are the sand flux predicted from the wind data shown in Fig. 1c. Dots are the sand flux derived from the morphodynamics of individual dunes between 2006 and 2014. The coloured areas show the 90% confidence intervals centred on the mean sand flux values $\langle Q_I \rangle = 48.3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ and $\langle Q_F \rangle = 34.0 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

5.2.3 Conditions for steady-state raked linear dunes

Together, sand flux estimates (intensity and direction) and comparisons between predicted and observed dune orientations suggest that the raked linear dunes in the Kumtagh desert have reached a steady-state, which is fully consistent with the recorded wind regime. Nevertheless, such a regular pattern has never been reported before in numerical and laboratory experiments investigating dune shape (Werner, 1995 ; Nishimori et al., 1998 ; E. J. R. Parteli et al., 2009 ; Reffet et al., 2010 ; Taniguchi et al., 2012 ; Gao, Narteau, Rozier, & Courrech du Pont, 2015). The main reason is that all these studies have only concentrated on unidirectional and bidirectional wind regimes that seem to never satisfy the conditions for the development and stability of raked linear dunes (Sec. 5.5.9). From our field-based results and systematic exploration of dune shape in bidirectional wind regimes (Gao, Narteau, Rozier, & Courrech du Pont, 2015), we infer that raked linear dunes can only be observed in zones of low sand availability if three conditions are met (see Sec. 5.5.9 and Eqs. 5.2-5.10 for the derivation of all variables from wind data). First, the ratio σ_F/σ_I between the dune-height growth rates of the fingering and the bed instability modes has to be large enough to promote elongation. Second, the angle $\Delta\alpha$ between the two dune orientations should be oblique, wide enough for the two modes to be distinguished and yet narrow enough to avoid segmentation of the primary ridges (especially for decreasing σ_F/σ_I -value). Finally, the angle $\Delta\alpha_Q$ between the migration direction of the superimposed bedforms and the elongation direction should be wide enough to preserve the continuity of primary ridges and yet narrow enough for the secondary ridges and the asymmetric pattern to fully develop.

To test these hypotheses, we use a cellular automaton dune model that accounts for feedback mechanisms between the flow and the evolving bed topography (Narteau et al., 2009 ; Zhang et al., 2012, 2014 ; Rozier & Narteau, 2014 ; Lucas et al., 2015 ; Gao, Narteau, Rozier, & Courrech du Pont, 2015). Using a tridirectional wind regime similar to that observed in the field, simulations are run for $\sigma_F/\sigma_I = 0.75$, $\Delta\alpha = 42^\circ$ and $\Delta\alpha_Q = 9.3^\circ$. After a few cycles of wind reorientation a linear dune rapidly extends on the non-erodible bed away from the fixed source of sediment (Fig. 5.6). As it continues to elongate, superimposed bedforms develop and grow preferentially on the leeward side of the linear dunes according to their direction of propagation. Then, a systematic asymmetry starts to develop despite the constant loss of sediment at the tips of the linear dune and semi-crescentic structures. Over longer times, the raked pattern extends across the entire domain, keeping a constant shape characterised by regularly spaced secondary ridges of constant height and width propagating only on one side of a well-established linear dune. The tip region left appart, the superimposed dunes do not escape the finger dunes, but migrate along it. It is worth noting that the raked linear dunefield in the Kumtagh desert does not exhibit isolated barchan either. As in the numerical simulations, this suggest that

the mass balance between the primary and the secondary ridges has reach an equilibrium.

5.3 Discussion

Numerous observations of differing alignments between main and superimposed bedforms have previously been observed in both modern eolian and subaqueous bedforms as well as in their ancient deposits. For example, Rubin and Hunter ([D. Rubin & Hunter, 1983](#)) and Rubin ([D. M. Rubin & Carter, 1987](#) ; [D. M. Rubin, 2012](#)) present examples of deposit records where the two sets of bedforms coexist under (inferred) steady-state conditions. These previous studies attributed differences in orientations not to changes in flow direction through time but rather to differences between the flow generating the main bedforms (external to the dune field) and the flow producing the superimposed dunes (flow within the internal boundary layer). Here, we find that, in multidirectional wind regimes, there is no need for secondary flow or deflection of lee-side flow to give rise to the coexistence of bedforms with similar heights and different trends. There is no such ingredient in our numerical model. Instead, considering specific boundary conditions and sediment properties ([Gao et al., 2016](#)), all the independent variables required to produce the different types of dunes are incorporated into the function of flow directionality and intensity. This approach is especially justified when it comes to study primary and secondary ridges with the same height.

Our results show that raked linear dunes can be considered as a new class of composite bedforms, just as star dunes ([Zhang et al., 2012](#)). According to the usual classifications, raked linear dunes can be considered as linear dunes asymmetrically indented by a train of superimposed oblique dunes. Such a hierarchy of bedforms is possible because primary and secondary ridges are associated with different dune growth mechanisms with specific orientation and dynamics. The main dunes are in supply-limited conditions and, as a result they elongate in the direction of the resultant sand flux (fingering mode). The superimposed dunes arise from the instability of a sand bed ([Elbelrhiti et al., 2005](#)) because the supply of sand from the main longitudinal dunes is essentially unlimited. Nevertheless, the simultaneous manifestation of these two modes of dune orientation occur only in limited angular ranges between crest alignments and their propagation or extension directions. As shown by numerical and analytical modelling, a tridirectional wind regime similar to that observed in the field is needed to fulfil these conditions. Unidirectional or bidirectional wind regimes cannot ([Gao, Narteau, Rozier, & Courrech du Pont, 2015](#)) (see Sec. [5.5.9](#)), which is consistent with the rareness of this dune type.

From the ratio between the elongation rate ($\approx 13 \text{ m yr}^{-1}$) and the length of the raked linear dunefield ($\approx 100 \text{ km}$), the minimum time for the formation of the Kumtagh desert dunes under the present wind conditions is at least 5,500 years. Such a time scale and the

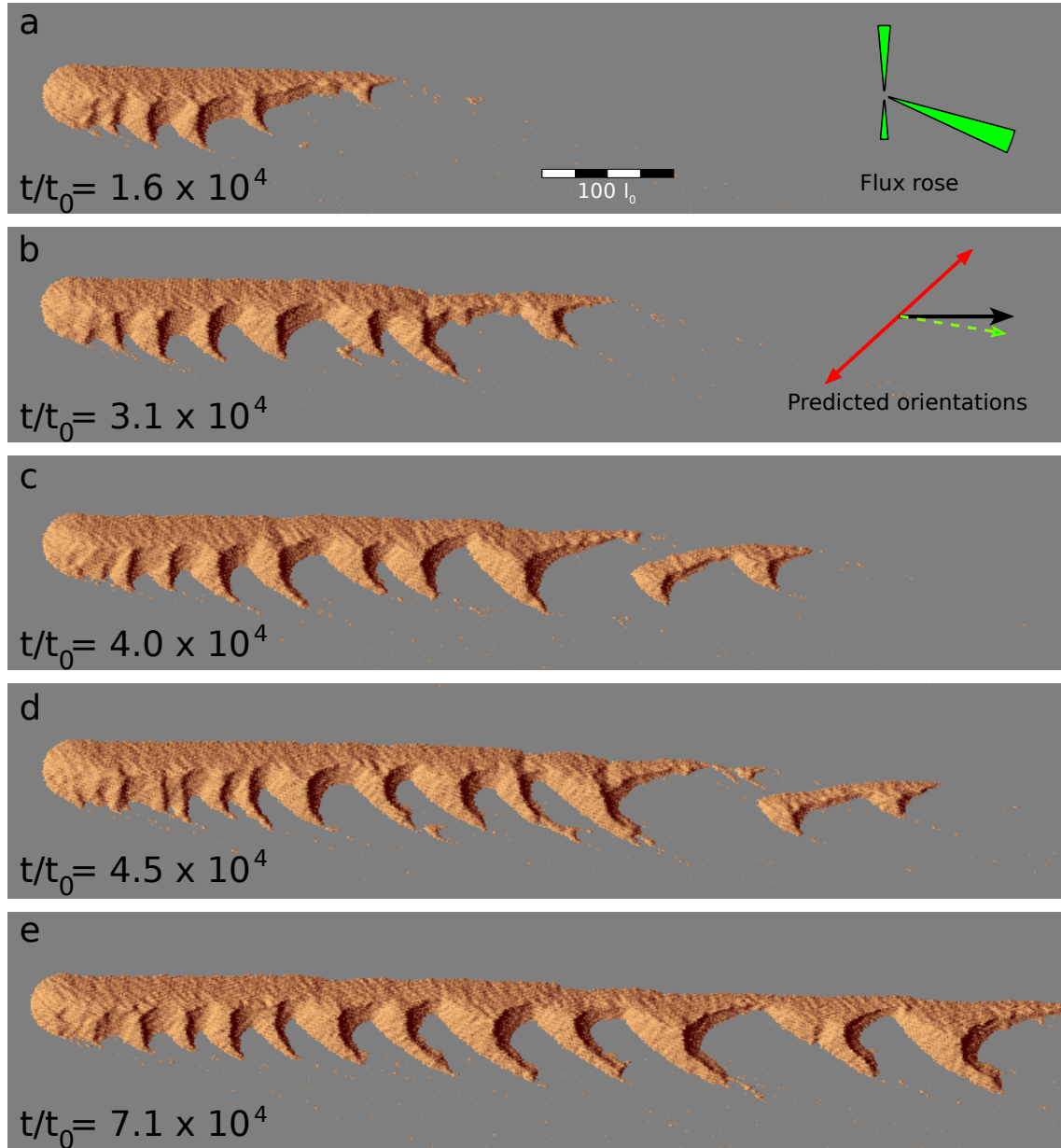


Figure 5.6 – **Formation of steady-state raked linear dunes from a local sand source.** Insets show the sand flux roses and the predicted orientations of dunes growing by extension (fingering mode, black arrow) and perpendicularly to the maximum gross bedform-normal transport (bed instability mode, red arrows). The green arrow shows the resultant sand flux at the crest of dune growing in the bed instability mode. By definition, this is also the migration direction of these dunes. The asymmetric dune pattern results from the obliquity between the two dune orientations and the oblique propagation of secondary bedforms.

principal wind directions are in good agreement with the presence and the alignment of yardangs at the northeastern end of the dunefield (Fig. 5.7), indicating that the current wind regime may have prevailed since the Holocene thermal maximum.

More generally, this study illustrates how the combination of two dune growth mechanisms can generate new types of steady-state bedforms in dynamic equilibrium with a given multidirectional wind regime. Complex dune shapes with multiple crest orientations may develop from the coexistence of bedforms with the same (Zhang et al., 2010, 2012) or different (Courrech du Pont et al., 2014) growth mechanisms. Considering the possible number of combinations, it is impossible at this stage to generalise the dynamical behaviour observed in the Kumtagh to other environments where raked patterns have been observed. For example, there are similar dune shapes in Mali (Fig. 5.8a), the Namib Sand Sea (Lancaster, 1989) (Fig. 5.8b) and Saudi Arabia (Holm, 1960) (Fig. 5.8c). Nevertheless, these dunes are one order of magnitude larger than those in the Kumtagh desert and they develop in the middle of sand flow paths from other dune types over long time scales (> 100 yrs) for which there is no wind data. As a consequence, their origin and stability need to be investigated further before any conclusion can be drawn. Indeed, they may also reflect transitions in dune type across space or over time (Reffet et al., 2010 ; E. J. R. Parteli et al., 2011). Another interesting systematic feature to be explored is the raked dune patterns on Titan (Ewing, Hayes, & Lucas, 2015), the largest moon of Saturn, where trimodal wind regimes have been proposed (Lucas et al., 2014 ; Charnay et al., 2015) to explain the eastward elongation of linear dune at a global scale.

5.4 Conclusion

Interacting bedforms have been a challenge for decades to address major issues on the dynamics of dunefields, their origin and evolution in presence of various environmental variables (Kocurek & Ewing, 2005 ; Kocurek, Ewing, & Mohrig, 2010 ; Fenton, Michaels, & Beyer, 2014 ; M. Telfer & Hesse, 2013). The methodology based on the two dune growth mechanisms applies generally to dune landscapes in which different trends coexist. Here we show how it can be used to analyse sediment transport and local climatic conditions. Although raked linear dunes remain small-scale features (≈ 10 m height) compared to giant dunes (Gao, Narteau, Rozier, & Courrech du Pont, 2015) (≈ 100 m height), the current state of any dunefield is likely to have been reached through the coexistence of different types of bedforms, which should first be considered with respect to the two growth mechanisms. Independently, many studies have concentrated on the impact of climate change on the observed dune morphologies (Lancaster et al., 2002). It is now time to combine these knowledge to deepen the understanding of modern sand seas on Earth and other planetary bodies.

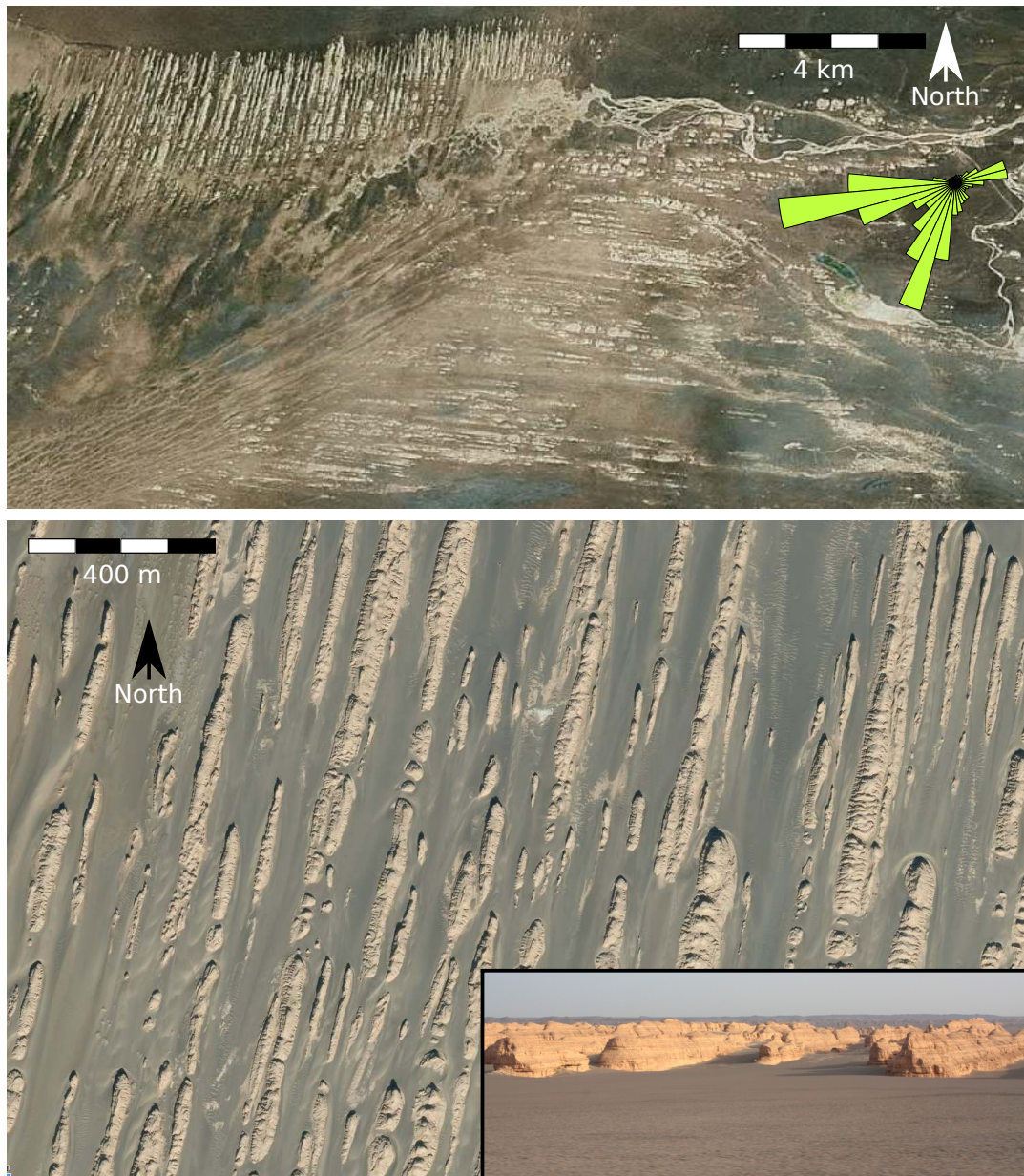


Figure 5.7 – Yardangs at the northeast end of the Kumtagh desert: (top) satellite view of the Yardang National Geological Park located where the raked linear dunes start to elongate; (Bottom) aerial and side views of the yardangs with a north-south alignment. The inset shows the sand flux rose in the raked linear dunefield, 30 km east from the yardangs. The general agreement between the principal sand flux orientations and the yardang alignments suggests strong similarities between the modern winds and the wind regime that gave rise to the yardangs in the past.

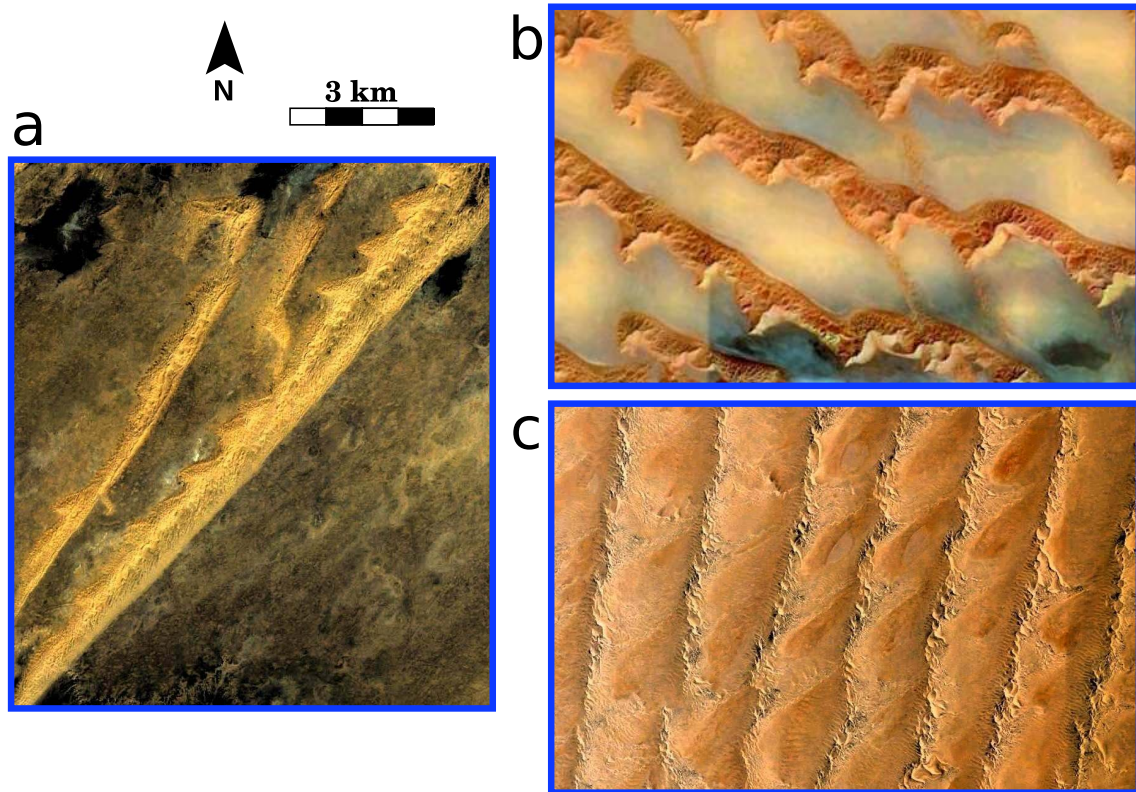


Figure 5.8 – **Comparison of giant linear dune features in major terrestrial sand seas:** **a**, Erg Chech desert, Mali ($24^{\circ}43'N$, $3^{\circ}39'W$). **b**, Rub'al-Khali desert, Saudi Arabia ($20^{\circ}51'N$, $54^{\circ}09'E$). **c**, Namib desert, Namibia ($24^{\circ}15'S$, $14^{\circ}59'E$). Despite similar raked patterns, we cannot conclude at this stage that these dunes are in a steady-state or in equilibrium with the current wind regime. Given their size and location along major sand flow paths, they can also result from transition in dune shape across space and over time.

5.5 Methods

5.5.1 Saturated flux on a flat sand bed.

Using the wind data collected in the Kumtagh desert (Fig. 5.1c), Tab. 5.1 shows the predicted sand flux on a flat sand bed and a set of variables relevant for dune morphodynamics: orientation, sand flux at the crest, migration direction and dune-height growth rate. Continuous wind measurements in the field provide the wind speed u_i and direction $\vec{x}_i$ at different times t_i , $i \in [1; N]$. For each time step i , we calculate the shear velocity

$$u_*^i = \frac{u_i \kappa}{\log(z/z_0)}, \quad (5.1)$$

where $z = 2 \text{ m}$ is the height at which the wind velocity u_i has been measured, $z_0 = 10^{-3} \text{ m}$ the characteristic surface roughness and $\kappa = 0.4$ the von-Kármán constant. The threshold shear velocity value for motion inception can be determined using the formula calibrated by Iversen et Rasmussen (1999)

$$u_c = 0.1 \sqrt{\frac{\rho_s}{\rho_f} g d}. \quad (5.2)$$

Using the gravitational acceleration $g = 9.81 \text{ m s}^{-2}$, the grain to fluid density ratio $\rho_s/\rho_f \simeq 2.05 \times 10^3$ and the grain diameter $d = 180 \text{ } \mu\text{m}$, we find $u_c = 0.19 \text{ m s}^{-1}$, which corresponds to a threshold wind speed of 3.6 m s^{-1} two meters above the ground. For each time step i , the saturated sand flux $\vec{Q}_i$ on a flat sand bed can be calculated from the relationship proposed by Ungar et Haff (1987) and calibrated by Durán, Claudin, et Andreotti (2011)

$$Q_{\text{sat}}(u_*) = \begin{cases} 25 \frac{\rho_f}{\rho_s} \sqrt{\frac{d}{g}} (u_*^2 - u_c^2) & \text{for } u_* \geq u_c, \\ 0 & \text{else.} \end{cases} \quad (5.3)$$

Here the sand flux takes into account a dune compactness of 0.6.

From the individual saturated sand flux vectors $\vec{Q}_i$, we estimate the norm of the mean sand flux on a flat erodible bed, also called the resultant drift potential:

$$\text{RDP} = \frac{\left\| \sum_{i=2}^N \vec{Q}_i \delta t_i \right\|}{\sum_{i=2}^N \delta t_i}, \quad (5.4)$$

where

$$\delta t_i = t_i - t_{i-1}.$$

This quantity is strongly dependent on the function of wind directionality. We also calcu-

late the drift potential, which is the average of individual norms and represent the mean volume of sand per unit width and time that have been transported through a vertical plane:

$$\text{DP} = \frac{\sum_{i=2}^N \|\vec{Q}_i\| \delta t_i}{\sum_{i=2}^N \delta t_i}. \quad (5.5)$$

Averaged over the entire time period, this quantity does not take into account the orientation of the sand fluxes (Fryberger & Dean, 1979).

The ratio RDP/DP is a non-dimensional parameter, which is often used to characterise the directional variability of the wind regimes (Pearce & Walker, 2005 ; Tsoar, 2005): RDP/DP $\rightarrow 1$ indicates that sediment transport tends to be unidirectional; RDP/DP $\rightarrow 0$ indicates that most of the transport components cancel each other. Finally, RDD is the resultant drift direction, i.e., the direction of $\sum_{i=2}^N \vec{Q}_i \delta t_i$.

5.5.2 Sand flux at the crest of dunes.

A positive topography accelerates the wind, so that the sand flux over a dune depends on the dune shape. For 2D turbulent flows over low hills, Jackson and Hunt (Jackson & Hunt, 1975) show analytically that the increase of wind velocity at the top of the hill, the so-called speed-up factor, is approximately proportional to the hump aspect ratio. Hence, at the first order of the dune aspect ratio and neglecting the transport threshold, the sand flux $\vec{Q}_i^c$ at the crest of the dune takes the following form

$$\vec{Q}_i^c = \vec{Q}_i (1 + \gamma |\sin(\theta_i - \alpha)|), \quad (5.6)$$

where α is the orientation angle of the linear dune, $\vec{Q}_i$ the sand flux on a flat sand bed, θ_i the orientation angle of this flux vector and γ the flux-up ratio:

$$\gamma = \beta \frac{H}{W} \quad (5.7)$$

where W is the width of the dune, H its height and β a dimensionless coefficient that accounts for all the other physical ingredients (e.g., roughness) that affect the speed-up.

5.5.3 Dune orientation α_I in the bed instability mode.

In the bed instability mode, dunes grow in height from the erosion of the sand bed in the interdune areas. All winds contribute to the growth of the dune height. Thus, linear bedforms develop perpendicularly to the maximum gross bedform-normal transport (D. M. Ru-

bin & Hunter, 1987).

Considering the orientation angles θ_i of fluxes $\vec{Q}_i^c$, we calculate $Q_\perp(\alpha)$, the total sand flux perpendicular to the crest for all possible crest orientations $\alpha \in [0; \pi]$. Then, we identify the maximum value of $Q_\perp(\alpha)$ that corresponds to the most probable crest orientation α_I of dunes in the bed instability mode. Note that this procedure is the same as in D. M. Rubin et Hunter (1987) (i.e., the gross bedform-normal transport rule), except that we take into account the increase of the sand fluxes at the crest of dunes (i.e., $\gamma \neq 0$). As detailed in Courrech du Pont et al. (2014) and Gao, Narteau, Rozier, et Courrech du Pont (2015), it may significantly change the predictions of dune orientations.

5.5.4 Dune orientation α_F in the fingering mode.

In the fingering mode, dunes extend in the direction of the mean sand flux. Hence, the orientation α_F of finger dunes is the one for which the direction of the mean sand flux at the crest (i.e the time average of Eq. 5.6) aligns with dune orientation.

In practice, we calculate $Q_\perp(\alpha)$ and $Q_\parallel(\alpha)$, the total sand flux perpendicular and parallel to the crest for all possible crest orientations $\alpha \in [0; 2\pi]$. Then, we select the orientation α_F for which the sediment flux perpendicular to the crest vanishes (i.e., $Q_\perp(\alpha) = 0$) and for which the flux parallel to the dune is positive (i.e., $Q_\parallel(\alpha) > 0$). If more than one solution exists, as it is the case for star dunes (Zhang et al., 2012), we look for the angle at which the $Q_\parallel$ -value is maximum. By definition, when there is no feedback of topography on the flow (i.e., $\gamma = 0$ in Eq. 5.6), the orientation of the linear fingering mode α_F is given by the resultant sand transport direction (also called the RDD). When the wind speed-up is taken into account, the dune orientation depends on the γ -value; $\gamma = 1.6$ gives reasonable estimates of dune orientation (Courrech du Pont et al., 2014 ; Gao, Narteau, Rozier, & Courrech du Pont, 2015).

From the predicted crest orientations α_I and α_F in the bed instability and the fingering modes, we calculate

$$\Delta\alpha = \alpha_I - \alpha_F, \quad (5.8)$$

the angle between the two bedform alignments ($\Delta\alpha \in [0; \pi/2]$).

5.5.5 Sand flux at the crest of dunes in the bed instability and fingering modes.

Because the apparent dune aspect-ratio (i.e., the aspect ratio seen by the wind) determines the increase in wind speed at the top of the dune, the magnitude and the orientation of the time averaged sand flux at the dune crest $\vec{Q}_{\{I,F\}}$ is a function of the dune orientation

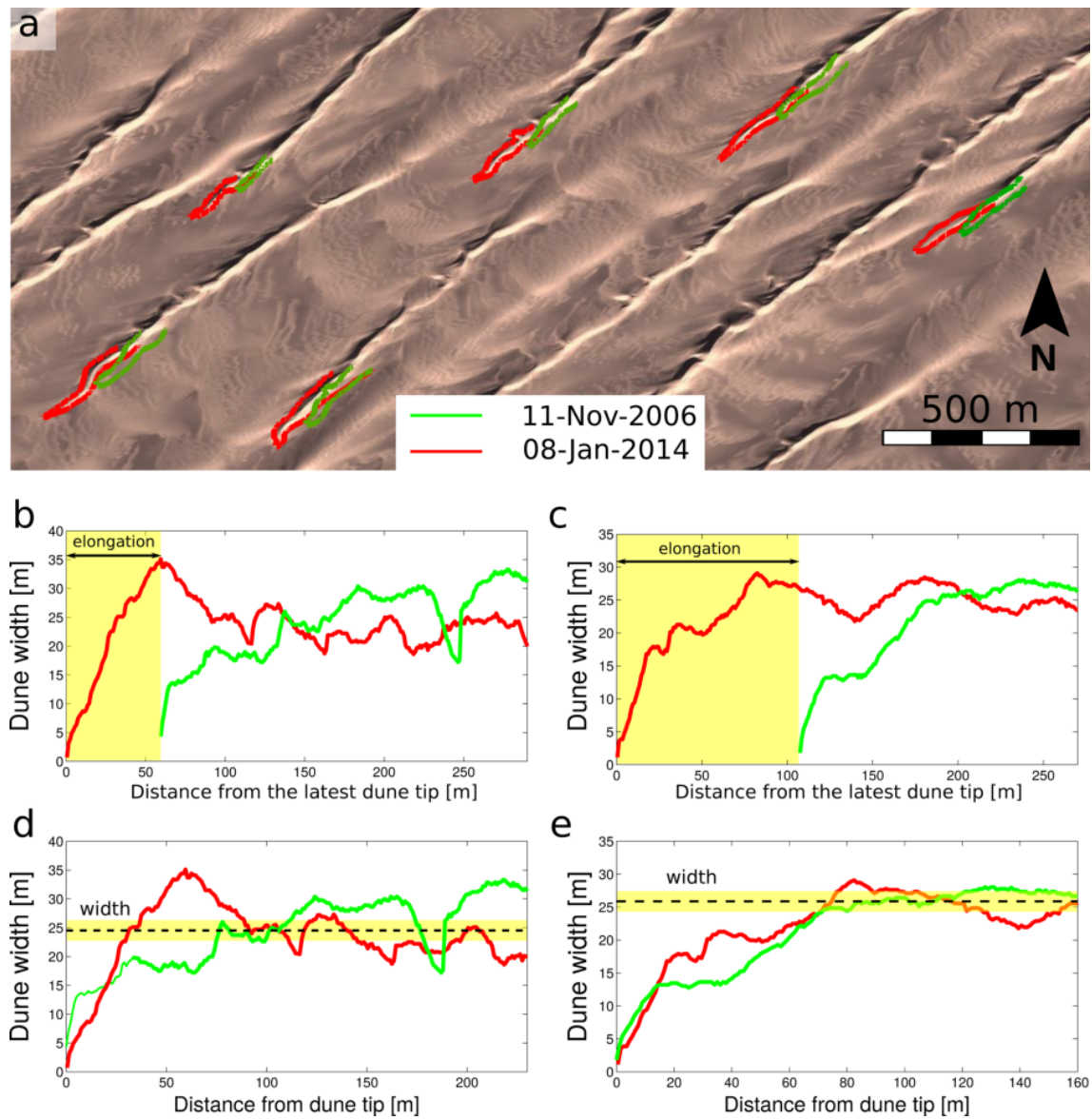


Figure 5.9 – Elongation and mean width of linear dunes in the Kumtagh desert ($92^{\circ}13'$ East, $40^{\circ}14'$ North). (a) Individual contours of the growing tips of linear dunes at two different times: 11th of October, 2006 (green); 8th of January, 2014 (red). (b-c) Dune width with respect to the distance from the latest dune tip for two linear dunes. These widths are measured perpendicularly to the linear dune orientations, which are computed from the surface area of these dunes. Elongation estimates are the distance between the dune tips at two different times (double arrows). (d-e) Dune width with respect to the distance from dune tip. The mean dune width of the growing dune is the steady-state width reached along the dune body away from the growing tip (dashed lines). Note the change in dune shape during dune growth.

$\alpha_{\{I,F\}}$:

$$\overrightarrow{Q}_{\{I,F\}} = \frac{\sum_{i=2}^N \overrightarrow{Q}_i (1 + \gamma |\sin(\theta_i - \alpha_{\{I,F\}})|) \delta t_i}{\sum_{i=2}^N \delta t_i}, \quad (5.9)$$

where θ_i is the orientation angle of the flux $\overrightarrow{Q}_i$ on a flat sand bed. Then, $\Delta\alpha_Q$ is the angle between the direction of the resultant sand flux at the crest of dunes in the bed instability and the fingering modes ($\Delta\alpha_Q \in [0; \pi]$).

5.5.6 Dune-height growth rate.

All sand fluxes perpendicular to the crest can contribute to dune growth. Considering the dune orientation $\alpha_{\{I,F\}}$, we calculate the characteristic (growth) rate $\sigma_{\{I,F\}}$ to build up a linear dune of height H and width W in the bed instability or the fingering mode (Courrech du Pont et al., 2014 ; Gao, Narteau, Rozier, & Courrech du Pont, 2015):

$$\sigma_{\{I,F\}} = \frac{1}{HW} \times \frac{\sum_{i=2}^N \left\| \overrightarrow{Q}_i \right\| (1 + \gamma |\sin(\theta_i - \alpha_{\{I,F\}})|) |\sin(\theta_i - \alpha_{\{I,F\}})| \delta t_i}{\sum_{i=2}^N \delta t_i}. \quad (5.10)$$

5.5.7 Characterisation of the wind regime.

We use an Expectation-Maximization (EM) algorithm to fit the flux orientation distribution by a Gaussian mixture model. Thus, we replace the real flux data by a limited number n_Θ of normal distributions characterised by a mean orientation Θ_i , a standard variation s_i and a weight w_i with $i = \{1, \dots, n_\Theta\}$. Considering only time periods during which the wind velocity is above a critical value for sediment transport (i. e. $u_* > u_c$, see Eq. 5.3), we assume that the probability distribution function of sand flux orientation Θ may be described by a sum of normal distributions :

$$\mathcal{P}(\Theta) = \sum_{i=1}^{n_\Theta} \frac{w_i}{s_i \sqrt{2\pi}} \exp \left(-\frac{(\Theta - \Theta_i)^2}{2s_i^2} \right). \quad (5.11)$$

The Expectation-Maximization (EM) algorithm is a natural generalisation of maximum likelihood estimation to the incomplete data case. Basically, this is an iterative scheme that includes two different steps. Starting from initial guesses for the parameters w_i , s_i and Θ_i , the (first) Expectation-step is to compute a probability distribution over possible completions. In the (second) Maximization-step, new parameters are determined using the

current completions. These steps are repeated until convergence.

Fig. 5.1d shows how the sand flux orientation can be fitted with a three component Gaussian mixture model ($n_{\Theta} = 3$). For the wind tower W_1 , we find mean orientations $\Theta_{\{1,2,3\}} = \{250^\circ, 189^\circ, 13^\circ\}$, standard deviations $s_{\{1,2,3\}} = \{25^\circ, 9^\circ, 21^\circ\}$ and weights $w_{\{1,2,3\}} = \{0.48, 0.35, 0.17\}$. For the wind tower W_2 , we find mean orientations $\Theta_{\{1,2,3\}} = \{232^\circ, 190^\circ, 6^\circ\}$, standard deviations $s_{\{1,2,3\}} = \{32^\circ, 7^\circ, 17^\circ\}$ and weights $w_{\{1,2,3\}} = \{0.50, 0.30, 0.20\}$. All angles are measured anticlockwise from east. The northern wind is the strongest one. The secondary wind comes from the east. The weakest wind comes from the west.

5.5.8 Elongation rate and mean width of linear dunes

To estimate the elongation and the mean width of linear dunes from Google Earth images, we isolate the contours of the growing tip at two different times (Fig. 5.9a). From the surface area covered by individual dunes, we compute dune orientation and locate the dune tip at each time. Then, we measure dune width perpendicularly to this orientation at different positions along the linear dune. Figs. 5.9b-e show the variation of dune width with respect to the distance from the latest dune tip. We measure the elongation using the distance between the dune tips at two different times. We estimate the mean dune width as the homogeneous width reached along the dune body away from the growing tip. From these measurements, we observe that the shape of the growing tip changes. This is not surprising given the function of wind directionality. For this reason, we could have measured elongation using the positions at which dunes reach their homogeneous width instead of the dune tips. Nevertheless, this procedure gives similar results but more uncertainty. One should also note that the sand fluxes derived from these elongation rates are likely to be underestimated because of sand loss at the dune tips.

5.5.9 No raked linear dunes under bidirectional wind regime

Raked linear dunes have never been reported before in laboratory or numerical experiments investigating dune shape (Werner, 1995 ; Nishimori et al., 1998 ; E. J. R. Parteli et al., 2009 ; Reffet et al., 2010 ; Taniguchi et al., 2012), even when the two dune growth mechanisms have been under consideration (Courrech du Pont et al., 2014 ; Gao, Narteau, Rozier, & Courrech du Pont, 2015). All these experiments have concentrated only on unidirectional or bidirectional wind regimes. There is clearly three dominant wind directions in the Kumtagh desert. Such a trimodal wind regime generates specific conditions, which are never met together in a bidirectional wind regime.

In the parameter space $\{\theta, N\}$ of bidirectional wind regimes (θ and N are the angle and the transport ratio between the two winds, respectively), $\{\Delta\alpha, \sigma_F/\sigma_I, \Delta\alpha_Q\}$ -values can be computed analytically (Gao, Narteau, Rozier, & Courrech du Pont, 2015) (Figs. 5.10a-c).

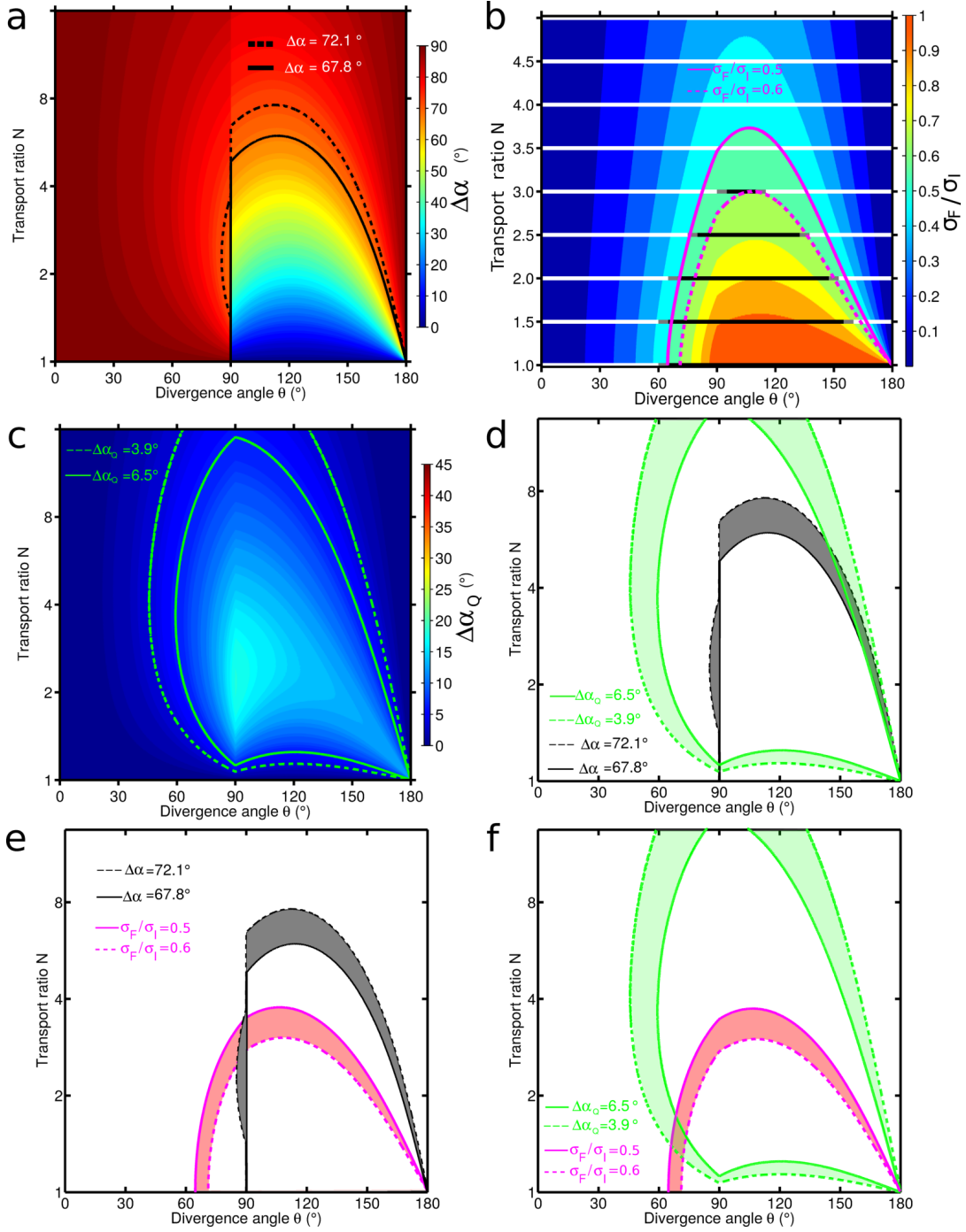


Figure 5.10 – Dune properties in the parameter space $\{\theta, N\}$ of bidirectional wind regimes using a flux-up ratio $\gamma = 1.6$. θ and N are the angle and the transport ratio between the two winds, respectively. (a) Angle $\Delta\alpha$ between dune crest orientations in the bed instability and fingering modes. (b) Growth rate ratio σ_F/σ_I between the two dune growth mechanisms. Black and white lines show the zones of the parameter space in which linear dunes and train of barchan dunes are observed, respectively. Gray lines indicate transition zones where both dune patterns coexist. No raked-linear dunes are observed. (c) Angle $\Delta\alpha_Q$ between the sand flux directions at the crest of dunes in the bed instability and fingering modes. In (a), (b) and (c) contour lines show the values predicted from the winds recorded by the wind tower W_1 (solid) and W_2 (dashed). (d-f) Comparisons between the values predicted from the wind data in the parameter space $\{\theta, N\}$ of bidirectional wind regime: (d) comparisons between the $\Delta\alpha$ and $\Delta\alpha_Q$ -values. (e) comparisons between the $\Delta\alpha$ and σ_F/σ_I -values. (f) comparisons between the $\Delta\alpha_Q$ and σ_F/σ_I -values.

For each variable, we report the range of values derived from the wind data in the Kumtagh desert to the parameter space $\{\theta, N\}$ of bidirectional wind regimes. Thus, we delineate different regions of the parameter space $\{\theta, N\}$. When we compare these regions, we observe that there is no overlap indicating that the specific conditions predicted from the recorded wind data cannot be reproduced by bidirectional wind regimes (Figs. 5.10d-f). Therefore, there is a general incompatibility between the three variables and, even when they are considered two by two, regions of overlaps are small in size. Hence, bidirectional wind regimes cannot provide the $\{\Delta\alpha, \sigma_F/\sigma_I, \Delta\alpha_Q\}$ -values met in the raked linear dunefield of the Kumtagh desert.

Conclusion et perspectives

*Il me dit que son livre s'appelait le
livre de sable, parce que ni ce livre ni le
sable n'ont de commencement ni de fin.*

Jorge Luis Borges - Le livre de sable

Dans cette étude, nous avons mis l'accent sur la dynamique du motif dunaire le plus représenté dans les déserts terrestres. Ce sont les dunes linéaires dont la morphologie longiligne repose sur un sol non-érodable. L'originalité de cette approche consiste à exploiter pleinement la correspondance récemment identifiée entre ce motif dunaire et le mécanisme de croissance nommé ici digitation granulaire.

Les principaux enseignements sont d'une part l'existence d'un état stationnaire à partir duquel nous pouvons estimer les flux sédimentaires. D'autre part, la morphologie résultante du motif dunaire peut être reliée aux caractéristiques du régime de vent, et en particulier à sa périodicité. Enfin, ce motif dunaire associé au mécanisme de digitation granulaire peut être qualifié d'élémentaire au sens où il peut se développer à la périphérie de toute dune croissant sur un sol non-érodable, dès lors que la variabilité angulaire du régime de vent est suffisante. Pour un régime bidirectionnel, un diagramme de phase est représenté en figure 1.13a.

6.1 Validations en grandeur nature

Des dunes linéaires sous-marines ont pu être générées en laboratoire à partir d'une source de sable. Il est donc légitime de s'interroger sur l'existence d'un équivalent éolien.

En prenant l'exemple de l'erg nigérien de Fachi-Bilma (chapitre 4), nous avons montré qu'une dune linéaire peut s'allonger à partir d'un obstacle topographique qui capte un flux de sédiment, lequel est ensuite canalisé tout au long du motif jusqu'à son extrémité sous l'action d'un régime de vent bilatéral. En-dehors de la pointe qui se trouve en extension, le reste du motif est alors statique puisqu'arrimé à la topographie. Cet exemple illustre parfaitement le mécanisme de digitation granulaire à l'œuvre dans la formation des dunes linéaires. De plus, au moyen d'images satellitaires, nous avons pu mesurer le taux d'élongation du motif et estimer les flux sédimentaires environnants.

Concernant l'hypothèse selon laquelle les dunes complexes résulteraient d'une hybridation entre dunes linéaires et barkhanes (§1.8.2), une validation peut aussi être recherchée sur le terrain. Ainsi, nous avons étudié le cas d'un champ de dunes "peignes" (chapitre 5), longs motifs linéaires dotés d'excroissances unilatérales évoluant sur un socle non-érodable. Il apparaît que l'instabilité de lit plat est responsable du développement de structures transverses. Celles-ci migrent dans une direction oblique relativement à l'orientation principale de la dune, de sorte que la viabilité de la partie centrale n'est pas compromise. Ce type de dunes peut s'interpréter comme une dune linéaire surmontée d'un train de motifs obliques évoluant en cornes de barkhanes au contact du sol. Cet exemple démontre d'une part la possible coexistence, sous une forme superposée, de deux motifs dunaires élémentaires associés à deux modes de croissance distincts. D'autre part, elle constitue un exemple de dune dotée de deux orientations de crêtes en régime de vent tridirectionnel asymétrique sur un sol non-érodable. Mentionnons également que notre modèle numérique a permis de reproduire la forme et la dynamique de ce motif pourtant très contraint (figure 5.6). Cet exemple montre en outre qu'un motif hybride est capable de se maintenir dans la durée, tout en conservant sa forme.

6.2 Problématiques modernes autour des objets dunaires

Nous avons souligné que la stabilité des dunes linéaires contraste fortement avec l'instabilité des barkhanes, au sens de l'existence ou non d'un équilibre en terme de flux sédimentaires (figure 3.1e). Il apparaît pertinent de mettre en perspective cette différence dans un cadre plus général. Dès à présent, il convient de mettre en garde contre une généralisation simpliste et abusive de ce constat. En effet, le caractère stable ou instable du système est extrêmement dépendant des conditions aux limites considérées, et plus précisément de la distribution des apports sédimentaires. Par exemple, le remplacement d'une source sédimentaire localisée par un flux libre et uniforme, comme dans le cas des barkhanes, produit des résultats très différents en terme d'équilibre de masse entrante et sortante. La seule présence d'une deuxième dune linéaire à proximité suffit en effet, par échange de sédiment, à modifier la dynamique d'élongation (§3.4.3). La figure 3.4b suggère

une stabilisation en largeur uniquement, tandis que la longueur peut augmenter a priori sans limite, conformément à ce que l'on observe dans le désert de Fachi-Bilma (chapitre 4). Les simulations en conditions aux bords périodiques (cf. §3.2 et §3.3.2) démontrent la stabilité morphodynamique d'une élongation virtuellement infinie, pour peu que les flux entrants et sortants s'équilibrent. Toutefois, nous n'avons pas analysé le comportement d'une dune linéaire à l'état stationnaire lors de variations plus ou moins fortes du régime de vent, comme cela se produit inévitablement en conditions naturelles. D'autres études seront donc requises afin de mieux contraindre les conditions qui président à l'existence ou non d'un état stationnaire, état à définir en fonction des conditions aux limites, et, le cas échéant, de déterminer la nature statique ou dynamique de cet équilibre.

Il serait intéressant de considérer le cas d'une dune linéaire mobile, en l'absence de source fixe pour l'alimenter. En régime de vent asymétrique, une telle dune peut migrer latéralement, ce qui modifie l'orientation de sa crête relativement à la résultante des transports sédimentaires. Une large étude¹ basée sur le modèle numérique décrit en §2.2 est actuellement conduite sur le thème des dunes mobiles en régime de vent tridirectionnel, sans apport de sédiment. Cette étude devrait ainsi apporter des éléments de réponses quant à la morphologie de ces objets dunaires à la durée de vie limitée.

Dans le cas inverse, quand une source sédimentaire est dotée d'un flux important, la dune linéaire qui en résulte peut s'élargir dans de grandes proportions. Il existe probablement un seuil au-delà duquel les instabilités de lit plat perturbent la croissance longiligne et génère une augmentation des pertes en sable. En effet, le développement d'excroissances a été observé dans ce cas de figure lors de simulations numériques de longues durées, tant en conditions ouvertes aux bords qu'en conditions périodiques. Ainsi, la relation linéaire entre le flux d'entrée, la largeur et la longueur d'équilibre en régime de vent bidirectionnel (figure 3.1f) pourrait cesser de s'appliquer. Une question connexe est celle de l'existence d'une taille maximale en largeur pour la stabilité morphodynamique des sections transverses dans un régime de vent donné, question qui n'a pas été réellement abordée jusqu'à présent. Elle est importante car les cordons dunaires, comme ceux du désert de Namib (Lancaster, 1982) ou de Rub'al Khali en péninsule arabique, sont souvent très larges et adoptent des formes complexes, bien différentes de celles décrites dans les chapitres 3 et 4. Rappelons de plus qu'une taille minimale, également liée au mécanisme d'instabilité de lit plat, a été identifiée et discutée en §3.3.2.

Par ailleurs, la récente identification de la digitation granulaire comme mécanisme de croissance pourrait contribuer à faire progresser certaines difficiles questions telles que la morphogenèse des dunes étoilées. La classification des motifs dunaires gagnerait également à prendre en compte les mécanismes physiques sous-jacents (cf. §1.8).

1. En collaboration avec David Rubin et le centre de calcul HECC de la Nasa.

6.3 Pertinence et évolution du modèle numérique

Le modèle numérique (DUNE) décrit au chapitre 2 et utilisé pour notre étude est basé sur des automates cellulaires. Cette approche est associée à une représentation fondamentalement discrète de l'espace et du temps qui peut dérouter, car le lien entre règles de transition et lois physiques est loin d'être évident. Ce changement de paradigme est plus particulièrement pertinent lorsque les lois physiques (macroscopiques) nous échappent (e.g., systèmes complexes) ou lorsque les processus impliqués sont irréguliers et obéissent à des lois statistiques (e.g., physique granulaire). Mais un tel changement n'est pas anodin et requiert à la fois prudence, pragmatisme et ouverture d'esprit. Les mathématiques sous-jacentes sont souvent ardues et parfois encore en friche. Il s'avère que les automates cellulaires sont un terrain fertile pour les mathématiciens qui se sont emparés des modèles les plus simples tels ceux d'Ising, de "tas de sable" (alias BTW) et ou encore de réaction-diffusion, intrigués par leurs remarquables propriétés d'invariance (ou de dépendance) d'échelle.

Notre modèle, quant à lui, est relativement élaboré et est le fruit d'un long processus itératif (§2.2.1). Afin de prendre en compte la réelle complexité de la physique des dunes, il intègre diverses composantes qui simulent à l'échelle mésoscopique les principaux processus physiques en jeu et leurs interactions. En particulier, il se distingue par la présence d'une boucle de rétroaction complète entre écoulement, transport et topographie. Il est ainsi capable de reproduire les principaux types de dunes, qu'ils soient élémentaires ou hybrides (figures 2.11 et 5.6). C'est aussi vrai pour les dunes linéaires au centre de nos préoccupations (figures 3.1 et 3.4), y compris lorsque la source sédimentaire est d'origine topographique (figure 4.4).

Comparativement aux modèles dits "continus", il se montre relativement performant en vitesse d'exécution. Notre étude (cf. §3.3.1) montre également que cette approche peut se prêter à une mise en équation (au premier ordre) des phénomènes, ceci en dépit de la complexité du modèle. C'était loin d'être évident et constitue donc une bonne surprise. Cette approche ouvre ainsi la voie à une meilleure compréhension de la morphogenèse dunaire.

Aujourd'hui, le modèle DUNE apparaît relativement mature, tandis que le nombre d'utilisateurs s'accroît et que ses applications se diversifient. Cependant, des progrès sont encore possibles à plusieurs niveaux.

Nous avons souligné les limitations de la composante d'écoulement (MuLGA) basée sur un gaz-sur-réseau multi-vitesse. Elle pourrait tirer avantage d'une méthode de type "lattice Boltzmann" susceptible de modéliser plus finement les variations d'intensité du vent. L'ajout d'une troisième dimension deviendrait alors envisageable, afin de reproduire les écoulements transverses et/ou secondaires induits par la topographie. Dans le cas des

dunes linéaires, cela pourrait faciliter l'apparition d'une sinuosité à la crête, conformément à certaines observations sur le terrain (Bristow et al., 2000 ; Tsoar & Yaalon, 1983). La performance pourrait cependant se trouver impactée.

Une part d'incertitude subsiste quant à l'intensité de la diffusion sédimentaire latérale et à son rôle dans l'orientation des crêtes sur lit plat. Cette problématique d'ajustement de la diffusion concerne tout autant les modèles "continus" (e.g., (Hersen, 2004b)). Sur ce sujet également, nos investigations se poursuivent (Annexe A).

Par ailleurs, nous avons brièvement décrit en §2.2.8 la manière dont les échelles d'espace et de temps ont été estimées. La question se pose de savoir si une modification du modèle permettrait de réduire l'échelle de longueur, proche de 0.5 m, afin d'augmenter la résolution sur la topographie des motifs dunaires. Selon une étude² récente sur ce sujet, il serait possible de gagner un facteur 2 ou 3 sur cette échelle en modifiant la mobilité verticale des cellules sédimentaires. Ce gain d'échelle était trop modeste pour les objectifs visés, néanmoins il pourrait s'avérer précieux à l'avenir.

De nombreuses évolutions du modèle sont également à l'étude, afin de diversifier son champ applicatif. Par exemple, une variante du modèle permet de considérer des environnements sédimentaires bidisperses (i.e., constitués de deux tailles de grain). Il devient alors possible de modéliser des phénomènes de ségrégation granulaire et d'armurage (Gao et al., 2016).

Une autre évolution consiste à simuler le développement de la végétation dans un environnement dunaire, par l'ajout de nouveaux états cellulaires et de nouvelles règles de transition. Cela conduit à des motifs dunaires très particuliers, tels que les dunes paraboliques. Dans certains déserts, comme celui du Kalahari en Afrique du Sud, les dunes linéaires sont fréquemment recouvertes de végétation, ce qui n'est pas sans conséquences sur leur mobilité.

De telles évolutions sortent du cadre défini par notre sujet d'étude et ne sont pas décrites dans le présent document. Nous espérons néanmoins que les explications détaillées du chapitre 2 permettront une meilleure appréhension des différentes composantes du modèle DUNE, ainsi que des principaux paramètres associés à chacune d'elles.

2. En collaboration avec Cyril Gadal et Philippe Claudin.

Annexes

Étude numérique de la diffusion

Nous nous proposons d'étudier le bien fondé d'une évolution du modèle DUNE (§2.2) visant une amélioration des morphologies dunaires engendrées, selon un ensemble de critères. On se focalisera principalement sur les types de dunes suivants : barkhanes, dunes linéaires avec source, dunes linéaires sur lit de sable. Une attention particulière sera portée à l'orientation des crêtes sur lit de sable, au rapport d'aspect des barkhanes et à la stabilité des dunes linéaires avec source.¹

Plusieurs évolutions candidates du modèle seront comparativement évaluées. Dans le cas où les résultats ne conduiraient pas à un départage clair, nous opterons pour la solution induisant un minimum de changements du code ReSCAL, afin d'éviter d'inutiles complications souvent préjudiciables à la maintenance de l'application et/ou sources de ralentissements indésirables (cf. §2.2.1).

A.1 Évolution du modèle DUNE

La caractéristique du modèle amenée à évoluer concerne le transport latéral de sable, perpendiculairement à la direction du vent. En effet, il a été observé qu'une diffusion latérale forte favorise une bonne orientation longitudinale des crêtes sur lit plat, conformément aux prédictions de [D. M. Rubin et Hunter \(1987\)](#). Une telle orientation est souvent difficile à obtenir pour des régimes de vent bidirectionnels et asymétriques (cf. figure 1.12). En revanche, cette même diffusion tend à inhiber la croissance des cornes des barkhanes ainsi que des dunes “doigt” (i.e., linéaires), et génère systématiquement un aplatissement de tous les types de dunes. La question posée est de savoir si un unique modèle permettrait

1. Cette étude est motivée par un nouveau projet d'envergure sur les dunes en régime de vent tridirectionnel, en collaboration avec la NASA, qui a été lancé pendant le déroulement de la thèse.

de concilier tous ces impératifs en terme de morphodynamique des dunes : rapport d'aspect, orientation, élongation sur un sol dur.

Pour rappel, le transport latéral est assuré dans le modèle DUNE par deux familles de transitions, associées respectivement aux processus d'avalanches et de diffusion de sable (cf. figure 2.3). Plusieurs nouveaux mécanismes de contrôle de ces processus peuvent ainsi être envisagés, sans préjuger pour autant de leur efficacité respective, selon qu'ils sont appliqués séparément ou conjointement. On ne rentrera pas ici dans les détails de l'implémentation des algorithmes mis en œuvre. L'idée sous-jacente est que la probabilité d'un transport diffusif, que ce soit par diffusion latérale ou par un processus d'avalanche, doit augmenter continuellement avec la pente locale de la topographie. Toutefois, il pourrait être souhaitable de conserver une diffusion modérée au pied du motif dunaire en raison des pertes potentielles en sédiment.

Nous avons ainsi identifié les cinq modifications suivantes susceptibles d'être testées et que l'on référencera ultérieurement par leur acronyme en anglais.

- High Diffusion (**HD**) : augmentation du taux nominal de diffusion (λ_d fixé à $0,5 t_0^{-1}$, au lieu $0,02 t_0^{-1}$).
- High Accuracy Avalanches (**HAA**) : dépendance linéaire du taux de transition des avalanches suivant la pente calculée dans la direction de l'avalanche. En pratique, on utilise la composante correspondante du vecteur normal pour estimer la pente.
- Diffusion Controled by Normals (**DCN**) : dépendance linéaire du taux de diffusion à la composante latérale du vecteur normal, avec très forte diffusion nominale ($\lambda_d = 1 t_0^{-1}$).
- Diffusion Controled by Slope (**DCS**) : dépendance linéaire du taux de diffusion à la pente dans la direction de diffusion, avec très forte diffusion nominale ($\lambda_d = 1 t_0^{-1}$).
- Diffusion Controled close to the Ground (**DCG**) : réduction du taux de diffusion à proximité du sol, en-dessous d'une altitude relative fixée. On applique un coefficient compris entre 0,05 et 0,1 en dessous de $3 l_0$.

La première option (**HD**) ne nécessite aucune modification de code. Pour les autres options, la difficulté de mise en œuvre est modérée. Parmi ces modifications du modèle, deux d'entre elles sont mutuellement exclusives : **DCN** et **DCS**. En théorie, elles devraient avoir quasiment le même effet. Toutefois, le calcul du vecteur normal et l'estimation de la pente latérale sont nécessairement imprécis compte tenu du caractère discret de la topographie à l'échelle considérée par le modèle DUNE. Il n'est pas évident de déterminer quelle méthode donnera les meilleurs résultats. Les tests préliminaires ont donné des résultats discordants qu'il convient donc de vérifier sur un plus grand nombre de simulations.

Nous appellerons **M0** le modèle DUNE non-modifié. Afin de réduire l'espace de re-

cherche, nous nous sommes concentrés sur six modèles candidats (**M1** à **M6**) associés aux six jeux de modifications jugés les plus prometteurs, à savoir :

- **M1** = **M0** + **HD**,
- **M2** = **M1** + **DCG**,
- **M3** = **M0** + **DCN** + **HAA**,
- **M4** = **M3** + **DCG**,
- **M5** = **M0** + **DCS** + **HAA**,
- **M6** = **M5** + **DCG**.

Mentionnons que le mécanisme **HAA** a été testé séparément dans un premier temps suivant un protocole simplifié. Comme il n’a pas induit de différence mesurable, nous n’avons pas retenu le modèle **M0+HAA** comme candidat potentiel.

Le coefficient de réduction de diffusion dans le mécanisme **DCG** est ajusté de manière à avoir le même taux de diffusion au sol pour les modèles **M2**, **M4** et **M6**.

A.2 Benchmarks

Notre méthode consiste à évaluer les effets respectifs des différents modèles sur les morphologies dunaires suivantes : lit de sable, dune barkhane, dune linéaire avec source. Dans ce but, nous considérons trois familles de benchmarks, nommées respectivement “sandbed”, “barchan” et “finger”.

Les caractéristiques spécifiques de ces benchmarks sont précisées ci-après. Le seuil de transport reste identique ($\tau_1 = 0$).

A.2.1 Benchmark “sandbed”

Dimensions	Longueur : 400 (l_0) Largeur : 400 (l_0) Hauteur : 60 (l_0)
Conditions aux bords	Périodiques
État initial	Lit de sable d’épaisseur 20,5 (l_0)
Régime de vents	Bidirectionnel, périodique, alterné Rapport de transport $N = 2$ Durées de chaque vent : 200, 100 (t_0) Directions : 40° , -80°
Temps de calcul moyen	5 heures

Le rapport de transport N correspond au ratio entre les flux de sable sur lit plat pour chacun des vents. Dans ce benchmark, il est égal au ratio des durées de vent.

Ce benchmark génère des dunes dites longitudinales, sous l’effet des vents alternés. Elles vont progressivement adopter une orientation commune, que l’on mesurera tout au long de la simulation. Afin d’évaluer la robustesse des résultats et compte tenu de la “volatilité” observée sur les orientations, ce benchmark a été lancé à 20 reprises pour chacun des modèles testés.

Dans la mesure où le sol reste recouvert de sable pendant toute la simulation, il est clair que le mécanisme **DCG** de réduction de la diffusion au sol ne s’exprime pas dans ce benchmark. Ainsi, il ne subsiste que trois familles de modèles candidats pour les lits de sable : **M1-M2**, **M3-M4**, **M5-M6**.

A.2.2 Benchmark “barchan”

Dimensions	Longueur : 500 (l_0) Largeur : 350 ou 400 (l_0) Hauteur : 80 l_0
Conditions aux bords	Ouvertes
État initial	Tas de sable conique de hauteur 50 et de largeur 200 (l_0)
Régime de vents	Unidirectionnel Direction : 0° (vers l’est)
Temps de calcul moyen	10 minutes

Le cône de sable va progressivement s’incurver pour adopter une forme en croissant typique des dunes barkhanes. La dune se déplace alors vers l’est et est périodiquement translatée horizontalement afin de repositionner son centre de masse au centre du système. Les pertes en sable au niveau des cornes imposent d’arrêter la simulation au bout d’un temps relativement court. On choisit de fixer une durée identique de 10000 t_0 à toutes les simulations de type “barchan” afin de comparer les morphologies et les pertes en sable.

A.2.3 Benchmark “finger”

Dimensions	Longueur : de 800 à 1600 (l_0) Largeur : 200 (l_0) Hauteur : 100 l_0
Conditions aux bords	Ouvertes
État initial	Sol nu et source de sable au plafond
Régime de vents n° 1	Bidirectionnel, périodique, alterné Rapport de transport $N = 1$ Durées de chaque vent : 200, 200 (t_0) Directions : 60° , -60°
Régime de vents n° 2	Bidirectionnel, périodique, alterné Rapport de transport $N = 2$ Durées de chaque vent : 200, 100 (t_0) Directions : 40° , -80°
Temps de calcul moyen	De 2 à 50 heures

Le sable est injecté au niveau de la source située en hauteur en amont du système, avec un flux d’entrée constant proche de $4,1 l_0^3 t_0^{-1}$. Une dune linéaire se forme par élongation dans une direction proche de la résultante des flux sur lit plat. Le bilan entre le flux d’entrée et le flux de sortie associé aux pertes en sable conduit progressivement à une stabilisation de la dune linéaire. On mesure périodiquement la longueur, la largeur et le volume de la dune. Lorsque les pertes sont faibles, la dune peut atteindre une longueur largement supérieure à celle du système. Son extrémité s’en trouve alors nécessairement tronquée.

Ce benchmark est lancé à deux reprises pour tous les modèles considérés (y compris **M0**), chaque exécution correspondant à un régime de vents différent. Le premier régime est symétrique ($N = 1$) tandis que le second est asymétrique ($N = 2$).

A.3 Évaluation

Nous regroupons les résultats selon les trois familles de benchmarks.

A.3.1 Lits de sable

Concernant le benchmark du lit de sable (“sandbed”), la théorie prédit une orientation comprise entre 30° et 35° , relativement à la direction est-ouest. Or le modèle **M0** donne une orientation souvent proche de la bissectrice aux deux directions de vent, soit 20° .

Sur la figure [A.1](#), on donne une synthèse des résultats de simulation sous la forme de distributions de probabilité sur les orientations émergentes (moyenne spatio-temporelle sur 10 cycles de vent) et finales des crêtes.

Pour chaque modèle, les distributions émergentes sont relativement larges, traduisant une forte volatilité des diverses orientations au départ, en particulier pour le modèle **M0** à faible diffusion. Pour les modèles candidats, les orientations moyennes sont proches de la valeur prédite. En fin de simulations, les distributions s'élargissent encore et présentent plusieurs "pics", tout en restant cantonnées dans un intervalle qui s'étend de 20° jusqu'à la plage prédite. Une telle discrétisation s'explique facilement compte tenu des conditions aux bords qui imposent un raccordement périodique des crêtes. Hormis le modèle **M0**, l'orientation finale la plus probable est proche de 26° , donc assez éloignée de la valeur prédite.

Le taux effectif de diffusion est plus élevé pour les modèles **M1-M2** que pour les autres modèles candidats. Cela s'explique par les contraintes supplémentaires des mécanismes **DCN** et **DCS**.

Au final, les modèles produisant statistiquement la meilleure orientation moyenne sont ceux pour lesquels la diffusion effective est la plus élevée, à savoir les modèles **M1-M2**. Les autres modèles (**M3** à **M6**) donnent en définitive des résultats assez similaires sur un nombre suffisamment grand de simulations.

A.3.2 Barkhanes

Pour tous les modèles **M1** à **M6**, la forte augmentation de la diffusion induit un aplatissement et un élargissement de la dune (figure A.2), plus prononcé dans le cas des modèles **M1** et **M2**. Il en résulte une diminution notable des avalanches nord-sud. Hormis le rapport d'aspect, la morphologie résultante ne diffère pas de façon très importante entre les modèles candidats. De manière inattendue, l'élargissement est plus prononcé pour les modèles **M5** et **M6** dont la diffusion moyenne est pourtant plus faible.

On constate cependant que les cornes sont plus courtes en l'absence du mécanisme **DCG** de réduction de la diffusion près du sol (modèles **M1**, **M3** et **M5**). Ce raccourcissement des cornes est associé à des pertes en sable plus conséquentes. Dans tous les cas, les pertes sont plus élevées que celles du modèle **M0**.

A.3.3 Dunes linéaires avec source

La diffusion latérale a un effet prédominant sur le bilan de masse des dunes linéaires. En effet, lorsque celle-ci est forte, les pertes en sable sont plus importantes, au point parfois de compromettre la stabilité de la dune. Ainsi, les modèles **M1**, **M3** et **M5** dépourvus du mécanisme de réduction de la diffusion au sol (**DCG**) se sont révélés incapables de faire croître une dune linéaire, même dans le régime de vent le plus favorable (régime symétrique, ratio $N=1$). Les résultats pour ces trois modèles ne sont donc pas présentés.

On représente sur la figure A.3 les dunes linéaires à l'état stationnaire générées par les modèles **M0**, **M2**, **M4** et **M6** dans deux régimes de vent différents. On constate une

diminution de la taille des dunes pour tous les modèles par rapport au modèle d'origine **M0** dans les deux régimes, ainsi que le développement d'instabilités longitudinales quand le régime de vent est asymétrique ($N = 2$).

On observe une forte similitude sur la morphodynamique des dunes linéaires produites par les trois modèles candidats présentés. Les mécanismes **DCN** et **DCS** semblent avoir peu d'effet, en dépit d'une diffusion moyenne plus faible dans le cas du modèle **M6**.

A.4 Conclusion

L'ensemble de nos résultats confirme l'importance cruciale des processus diffusifs dans notre modèle, ceci pour les trois types de dune étudiés. D'une part, tous les modèles à diffusion forte permettent de corriger partiellement l'orientation des crêtes sur lit de sable en régime de vent asymétrique. D'autre part, l'augmentation de la diffusion induit des pertes en sable supplémentaires pour les barkhanes et les dunes linéaires.

Un mécanisme de réduction de la diffusion au sol nous a permis de remédier en partie au problème des pertes en sable. Cependant, des interrogations demeurent quant à la stabilité des dunes linéaires soumises à un régime de vent fortement asymétrique.

Par ailleurs, nous avons évalué deux nouveaux mécanismes de contrôle de la diffusion en fonction de la topographie. L'objectif était de mieux prendre en compte l'effet de la pente sur la diffusion, avec l'espoir de concilier une bonne orientation des crêtes et un élargissement limité des barkhanes. Au terme d'une étude minutieuse, les résultats sont plutôt mitigés. Les nouveaux mécanismes n'apportent pas d'amélioration significative concernant l'orientation des crêtes sur lit plat. Nous préconisons ainsi de ne pas intégrer ses mécanismes dans le modèle DUNE.

Il est intéressant de noter que les orientations émergentes sont systématiquement plus proches des prédictions de [D. M. Rubin et Hunter \(1987\)](#) qu'en fin de simulation. Cela suggère que la coalescence des motifs dunaires et la propagation des défauts d'alignement qui en découlent sont susceptibles de perturber les orientations émergentes sur lit plat.

De plus, cette étude montre que l'orientation des crêtes sur lit plat est faiblement contrainte par le régime de vent. Les conditions aux bords ont un effet déterminant, car une orientation imposée quelque part peut se propager dans le champ de dunes, lorsque le régime de vent est asymétrique. Il est vraisemblable qu'il en soit de même dans les mers de sable terrestres.

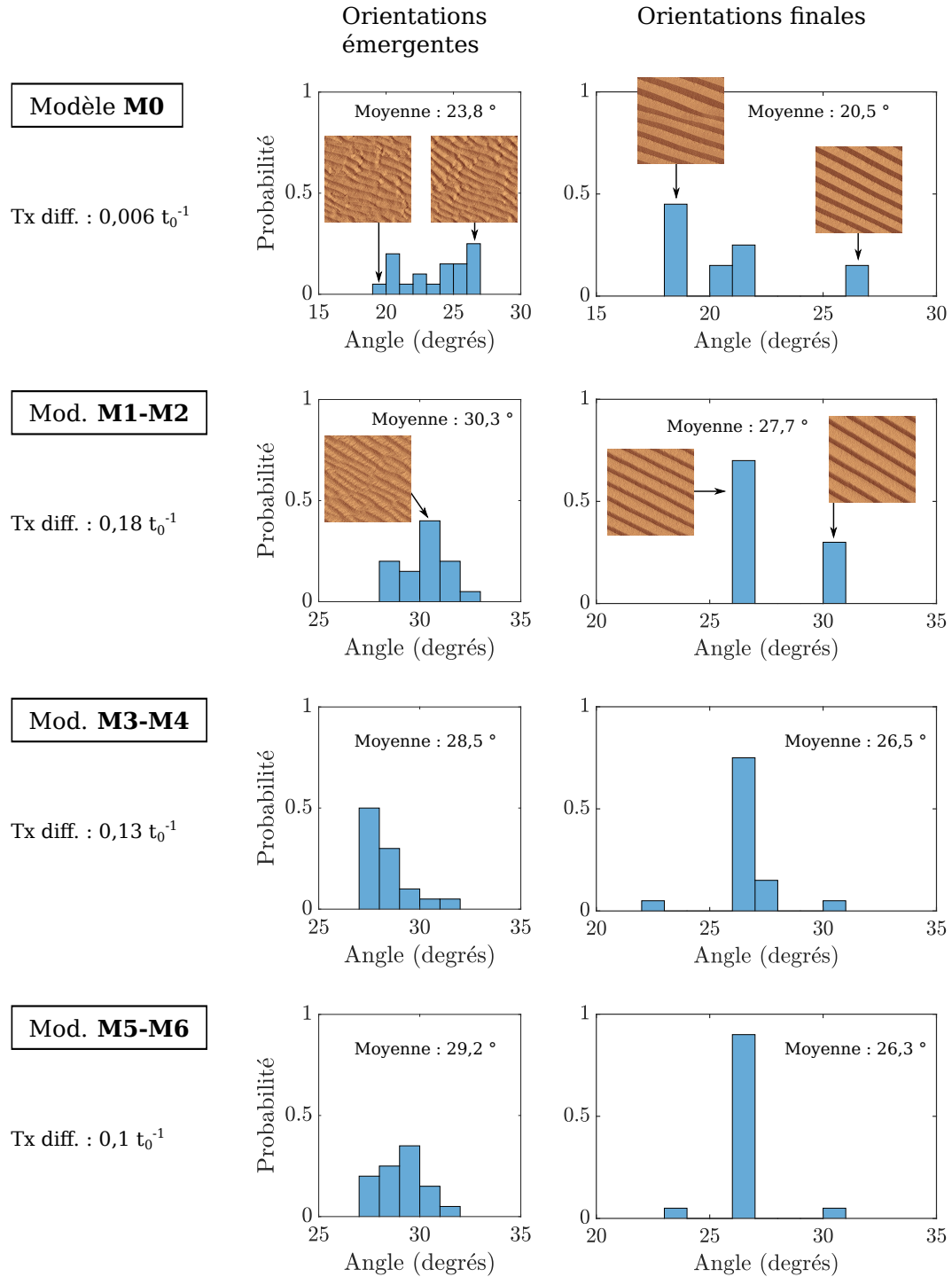


FIGURE A.1 – Synthèse des résultats sur lit de sable : Orientation moyenne, diffusion moyenne et distribution des orientations pour chaque famille de modèles. Les encarts montrent la topographie émergente et finale.

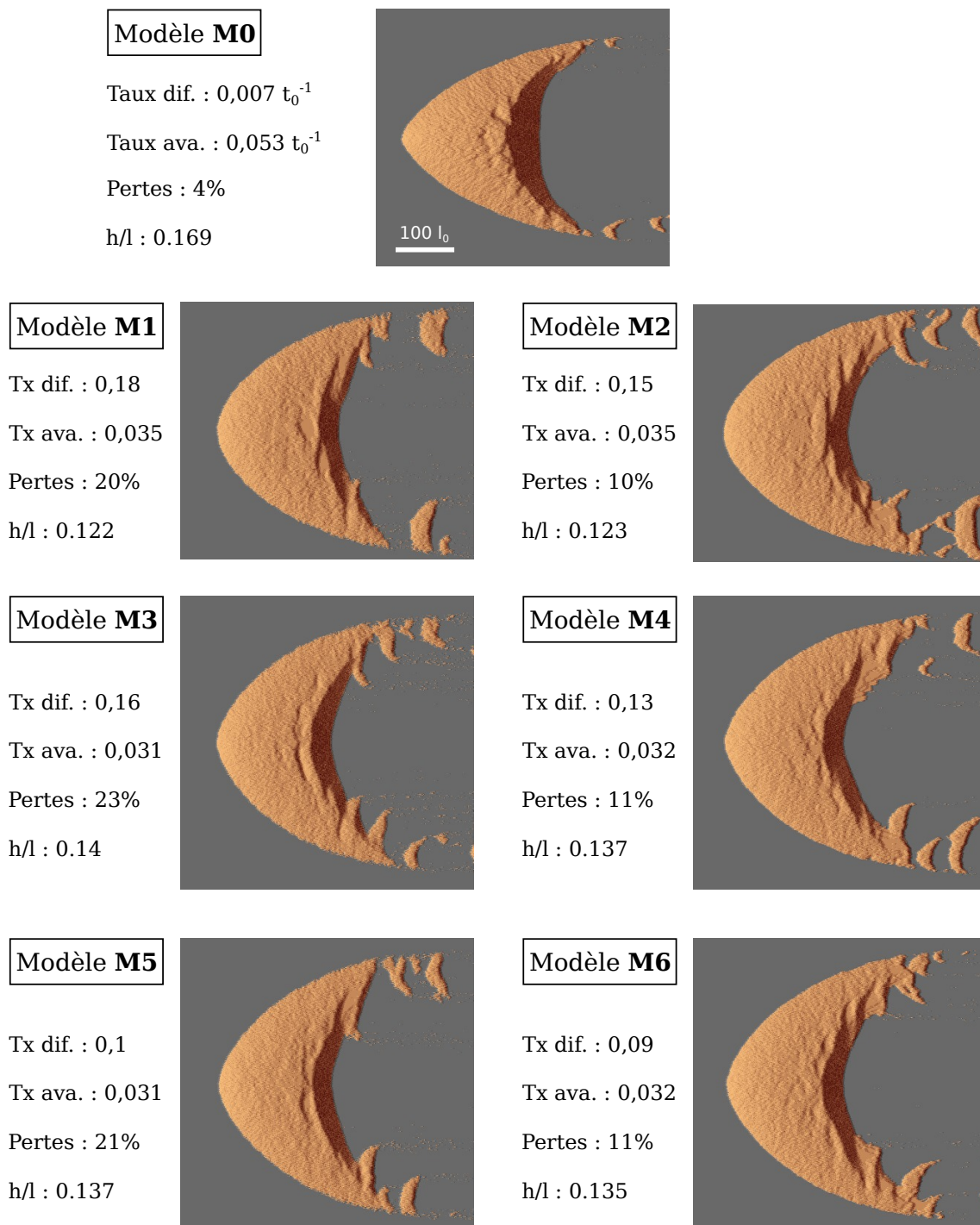


FIGURE A.2 – Synthèse des résultats sur les dunes barchanes : Taux moyens de diffusion et d'avalanches latérales, pertes en sable, rapport d'aspect (h/l) et topographie résultante pour chaque modèle. Les taux sont exprimés en t_0^{-1} .

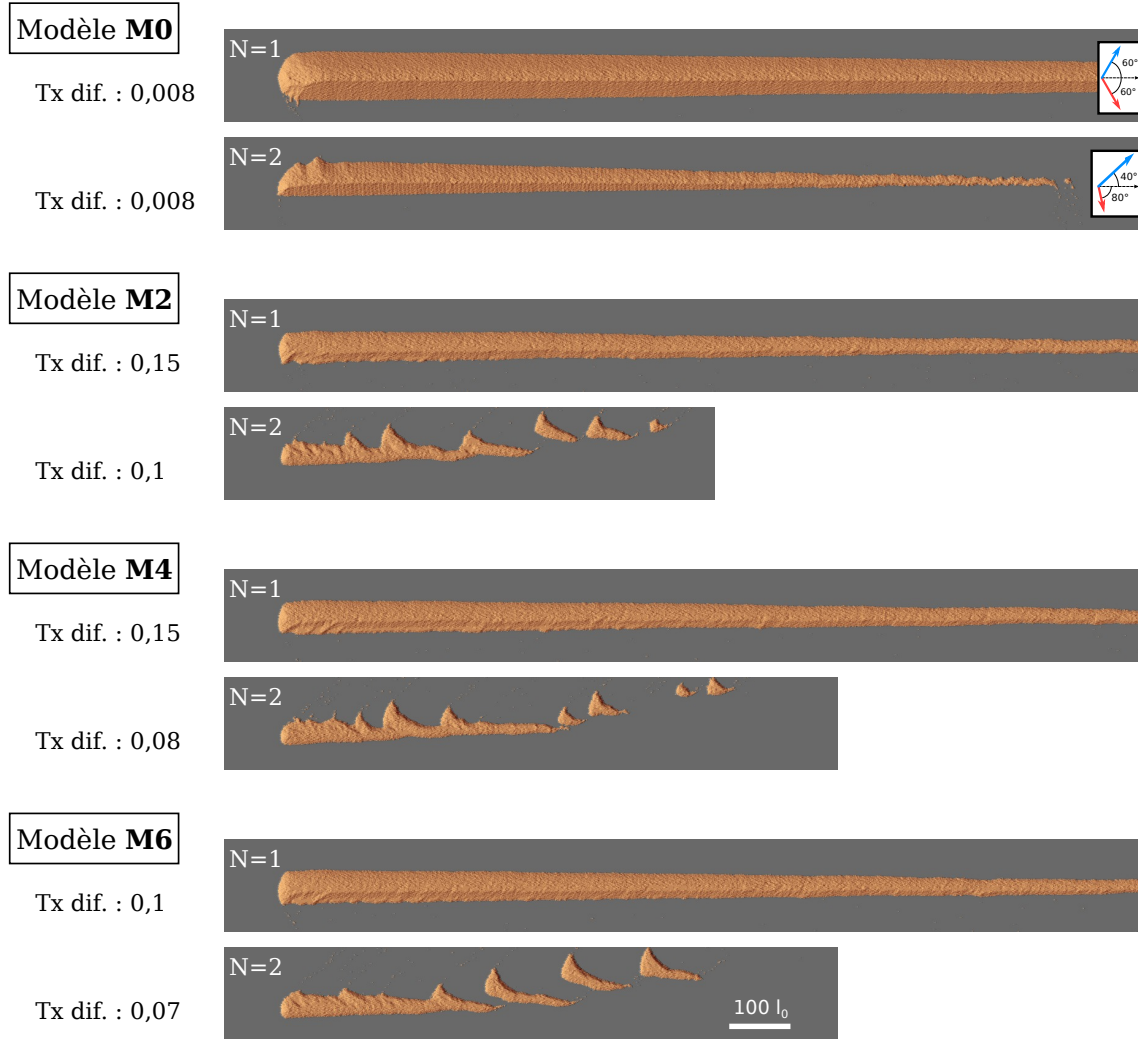


FIGURE A.3 – Synthèse des résultats sur les dunes linéaires : Taux moyen de diffusion et topographie résultante à ratios $N=1$ et $N=2$ pour les modèles **M0**, **M2**, **M4** et **M6**. Les taux sont exprimés en t_0^{-1} . Les directions de flux sur lit plat pour chaque régime de vent sont indiquées pour le modèle **M0** et sont identiques pour les autres modèles.

APPENDIX B

Sample parameter files for DUNE model

We provide in this appendix some sample files of DUNE model parameters, allowing to reproduce various dune shapes: a small crescentic barchan dune, a field of transverse dunes, a linear dune growing by extension and a raked dune.

It is assumed that ReSCAL 1.7 is used, free of modification. All samples are based on a parameter file (with “par” extension), sometimes referring to a separate wind file for the setting of a multidirectional wind regime.

Hereafter, the correspondence between the input parameters and the DUNE model parameters is given.

<code>L</code>	length of DunCA space
<code>D</code>	width of DunCA space
<code>H</code>	height of DunCA space
<code>Csp_template</code>	initial setup of DunCA space
<code>Boundary</code>	boundary conditions
<code>Rot_mode</code>	rotation setup
<code>Lambda_E</code>	Λ_e
<code>Lambda_C</code>	Λ_c
<code>Lambda_T</code>	Λ_t
<code>Lambda_G</code>	Λ_g
<code>Lambda_D</code>	Λ_d
<code>Lambda_A</code>	Λ_a
<code>Lambda_I</code>	Λ_i
<code>Ava_angle</code>	θ_r

Ava_h_lim	h_{lim}
Ava_angle_alti_min	h_{min}
Ava_delay	duration of nonavalanching periods
Ava_duration	duration of avalanching periods
Lgca_boundary	MuLGA boundary conditions
Tau_min	τ_1
Tau_max	τ_2

In the case of a variable rate parameter (e.g., Λ_e), the value sets the maximum rate.

Note that **Tau_min** and **Tau_max** values are expressed in $\tau_0/10$ units (a value of 1000 stands for 100 τ_0).

Barchan dune

```

barchan.par
Csp_file = DUN.csp
H = 100
L = 500
D = 400
Csp_template = CONE(50,200)
Boundary = OPEN
Lambda_E = 4
Lambda_C = 2
Lambda_T = 6
Lambda_D = 0.02
Lambda_G = 1000
Lambda_A = 1
Ava_mode = TRANS
Ava_angle = 35.0
Ava_angle_alti_min = 2
Ava_h_lim = 1
Lgca_nb_cycles = 100
Lgca_speedup = 1000
Tau_min = 0
Tau_max = 1000
Centering_delay = 500

```

Transverse dunes

transverse.par
Csp_file = DUN.csp H = 120 L = 800 D = 600 Csp_template = LAYER(40) Boundary = PERIODIC Lambda_E = 4 Lambda_C = 2 Lambda_T = 6 Lambda_D = 0.05 Lambda_G = 1000 Lambda_A = 1 Ava_mode = TRANS Ava_delay = 10.0 Ava_duration = 1.0 Ava_angle = 35.0 Ava_h_lim = 1 Lgca_nb_cycles = 100 Lgca_speedup = 1000 Tau_min = 0 Tau_max = 1000

Linear dune

linear.par

Csp_file = DUN.csp H = 100 L = 1600 D = 200 Csp_template = SRC_DISK_CEIL(10) Restore_template = YES Boundary = OPEN Wind_file = wind_linear Rot_mode = FULL Lambda_E = 4 Lambda_C = 2 Lambda_T = 6 Lambda_G = 1000 Lambda_D = 0.02 Lambda_I = 0.05 Lambda_A = 1 Ava_mode = TRANS Ava_angle = 35.0 Ava_angle_alti_min = 2 Ava_h_lim = 1 Lgca_nb_cycles = 100 Lgca_speedup = 1000 Lgca_boundary = FLAT Tau_min = 1 Tau_max = 1000 Time_corr = ACCURATE Time_corr_delay = 10.0

wind_linear

2,t0 200 -40 0 100 80 0

Raked dune

The initial setup is made of a circular sediment source embedded into the ground layer. Sediment is injected upward instead of downward, unlike the previous sample.

raked.par

<pre> Csp_file = DUN.csp H = 60 L = 800 D = 220 Csp_template = SRC_DISK Boundary = OPEN Wind_file = wind_raked Rot_mode = FULL Lambda_E = 4 Lambda_C = 2 Lambda_T = 6 Lambda_D = 0.02 Lambda_G = 1000 Lambda_I = 1000 Lambda_A = 1 Ava_mode = TRANS Ava_delay = 10.0 Ava_angle = 35.0 Ava_angle_alti_min = 2 Ava_h_lim = 1 Lgca_nb_cycles = 100 Lgca_speedup = 1000 Lgca_boundary = FLAT Tau_min = 100 Tau_max = 1100 Time_corr = ACCURATE Time_corr_delay = 10.0 </pre>
--

wind_raked

<pre> 3,t0 200 17 0.0 100 -93 0.0 60 87 0.0 </pre>
--

- Andreotti, B., Claudin, P., & Douady, S. (2002a). Selection of dune shapes and velocities Part 1 : Dynamics of sand, wind and barchans. *The European Physical Journal B-Condensed Matter and Complex Systems*, 28(3), 321–339.
- Andreotti, B., Claudin, P., & Douady, S. (2002b). Selection of dune shapes and velocities Part 2 : A two-dimensional modelling. *The European Physical Journal B-Condensed Matter and Complex Systems*, 28(3), 341–352.
- Andreotti, B., Claudin, P., & Pouliquen, O. (2010). Measurements of the aeolian sand transport saturation length. *Geomorphology*, 123(3-4), 343–348.
- Andreotti, B., Fourriere, A., Ould-Kaddour, F., Murray, B., & Claudin, P. (2009). Giant aeolian dune size determined by the average depth of the atmospheric boundary layer. *Nature*, 457(7233), 1120–1123.
- Araújo, A. D., Parteli, E. J., Pöschel, T., Andrade, J. S., & Herrmann, H. J. (2013). Numerical modeling of the wind flow over a transverse dune. *Scientific reports*, 3(1), 1–9.
- Arran, M. I. (2018). *Avalanching on dunes and its effects : Size statistics, stratification, & seismic surveys* (PhD Thesis). University of Cambridge.
- Arran, M. I., & Vriend, N. M. (2018). Intermittency between avalanche regimes on grain piles. *Physical Review E*, 97(6), 060901.
- Aufrère, L. (1931). Le cycle morphologique des dunes. In *Annales de géographie* (Vol. 40, pp. 362–385).
- Aufrère, L. (1935). Essai sur les dunes du sahara algérien. *Geografiska Annaler*, 481–500.
- Baas, A. C. W. (2007). Complex systems in aeolian geomorphology. *Geomorphology*, 91(3-4), 311–331.

- Bagnold, R. A. (1941). *The Physics of Blown Sand and Desert Dunes*. William Morrow & Company, New York.
- Bagnold, R. A. (1953). The surface movement of blown sand in relation to meteorology. *Research Council of Israel Special Publication*, 2, 89–96.
- Bak, P., Tang, C., & Wiesenfeld, K. (1987). Self-organized criticality : An explanation of the $1/f$ noise. *Physical review letters*, 59(4), 381–384.
- Bak, P., Tang, C., & Wiesenfeld, K. (1988). Self-organized criticality. *Physical review A*, 38(1), 364–375.
- Berry, G. (2017). *L'hyperpuissance de l'informatique : Algorithmes, données, machines, réseaux*. Odile Jacob, Paris.
- Bristow, C., Jones, B. G., Nanson, G., Hollands, C., Coleman, M., & Price, D. (2007). GPR surveys of vegetated linear dune stratigraphy in central australia : Evidence for linear dune extension with vertical and lateral accretion. *Geological Society of America Special Papers*, 432, 19–33.
- Bristow, C. S., Augustinus, P. C., Wallis, I. C., Jol, H. M., & Rhodes, E. (2010). Investigation of the age and migration of reversing dunes in Antarctica using GPR and OSL, with implications for GPR on Mars. *Earth and Planetary Science Letters*, 289(1-2), 30–42.
- Bristow, C. S., Bailey, S. D., & Lancaster, N. (2000). The sedimentary structure of linear sand dunes. *Nature*, 406, 56–59.
- Bristow, C. S., Duller, G., & Lancaster, N. (2007). Age and dynamics of linear dunes in the Namib Desert. *Geology*, 35(6), 555–558.
- Charnay, B., Barth, E., Rafkin, S., Nartea, C., Lebonnois, S., Rodriguez, S., . . . Lucas, A. (2015). Methane storms as a driver of Titan's dune orientation. *Nature Geoscience*, 8, 362–366.
- Chopard, B., & Droz, M. (1998). *Cellular Automata Modeling of Physical Systems*. Cambridge University Press.
- Claudin, P., & Andreotti, B. (2006). A scaling law for aeolian dunes on Mars, Venus, Earth, and for subaqueous ripples. *Earth and Planetary Science Letters*, 252(1-2), 30–44.
- Claudin, P., Wiggs, G. F. S., & Andreotti, B. (2013). Field evidence for the upwind velocity shift at the crest of low dunes. *Boundary-layer meteorology*, 148(1), 195–206.
- Clos-Arce, A. (1969). Essai d'explication des formes dunaires sahariennes. *Etudes de Photo-Interprétation*, 4, 66p.
- Clos-Arce, A. (1971). Typologie des dunes vives. *Travaux de l'Institut de Géographie de Reims*, 6(1), 63–72.
- Courech du Pont, S. (2015). Dune morphodynamics. *Comptes Rendus Physique*, 16(1), 118–138.

- Courrech du Pont, S., Narteau, C., & Gao, X. (2014). Two modes for dune orientation. *Geology*, *42*(9), 743–746.
- Day, M., & Kocurek, G. (2018). Pattern similarity across planetary dune fields. *Geology*, *46*(11), 999–1002.
- d’Humières, D., Lallemand, P., & Frisch, U. (1986). Lattice gas models for 3D hydrodynamics. *EPL (Europhysics Letters)*, *2*(4), 291–297.
- Dong, Z., Qian, G., Luo, W., Zhang, Z., Xiao, S., & Zhao, A. (2009). Geomorphological hierarchies for complex mega-dunes and their implications for mega-dune evolution in the Badain Jaran Desert. *Geomorphology*, *106*(3-4), 180–185.
- Dong, Z., Qu, J., Wang, X., Qian, G., Luo, W., & Wei, Z. (2008). Pseudo-feathery dunes in the Kumtagh Desert. *Geomorphology*, *100*(3), 328–334.
- Dong, Z., Wei, Z., Qian, G., Zhang, Z., Luo, W., & Hu, G. (2010). Raked linear dunes in the Kumtagh Desert, China. *Geomorphology*, *123*(1), 122–128.
- Durán, O., Claudin, P., & Andreotti, B. (2011). On aeolian transport : Grain-scale interactions, dynamical mechanisms and scaling laws. *Aeolian Research*, *3*(3), 243–270.
- Durán, O., Schwämmle, V., Lind, P. G., & Herrmann, H. J. (2009). The dune size distribution and scaling relations of barchan dune fields. *Granular Matter*, *11*(1), 7–11.
- Elbelrhiti, H. (2012). Initiation and early development of barchan dunes : A case study of the Moroccan Atlantic Sahara desert. *Geomorphology*, *138*(1), 181–188.
- Elbelrhiti, H., Andreotti, B., & Claudin, P. (2008). Barchan dune corridors : field characterization and investigation of control parameters. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, *113*(F2).
- Elbelrhiti, H., Claudin, P., & Andreotti, B. (2005). Field evidence for surface-wave-induced instability of sand dunes. *Nature*, *437*(7059), 720–723.
- Ewing, R. C., Hayes, A. G., & Lucas, A. (2015). Sand dune patterns on Titan controlled by long-term climate cycles. *Nature Geoscience*, *8*, 15–19.
- Ewing, R. C., & Kocurek, G. A. (2010). Aeolian dune interactions and dune-field pattern formation : White Sands Dune Field, New Mexico. *Sedimentology*, *57*(5), 1199–1219.
- Fenton, L. K., Michaels, T. I., & Beyer, R. A. (2014). Inverse maximum gross bedform-normal transport 1 : How to determine a dune-constructing wind regime using only imagery. *Icarus*, *230*, 5–14.
- Fourrière, A., Claudin, P., & Andreotti, B. (2010). Bedforms in a turbulent stream : formation of ripples by primary linear instability and of dunes by nonlinear pattern coarsening. *Journal of Fluid Mechanics*, *649*, 287–328.
- Franklin, E. d. M., & Charru, F. (2011). Subaqueous barchan dunes in turbulent shear flow. Part 1. Dune motion. *Journal of Fluid Mechanics*, *675*, 199–222.

- Frisch, U., Hasslacher, B., & Pomeau, Y. (1986). Lattice-gas automata for the Navier-Stokes equation. *Physical review letters*, 56(14), 1505–1508.
- Fryberger, S. G., & Dean, G. (1979). Dune forms and wind regime. In *A study of global sand seas* (Vol. 1052, pp. 137–169). US Government Printing Office Washington.
- Gadal, C., Narteau, C., Courrech du Pont, S., Rozier, O., & Claudin, P. (2019). Incipient bedforms in a bidirectional wind regime. *Journal of Fluid Mechanics*, 862, 490–516.
- Gadal, C., Narteau, C., Courrech du Pont, S., Rozier, O., & Claudin, P. (2020). Periodicity in fields of elongating dunes. *Geology*, 48(4), 343–347.
- Gao, X., Gadal, C., Rozier, O., & Narteau, C. (2018). Morphodynamics of barchan and dome dunes under variable wind regimes. *Geology*, 46(9), 743–746. doi: 10.1130/G45101.1
- Gao, X., Narteau, C., & Rozier, O. (2015). Development and steady states of transverse dunes : A numerical analysis of dune pattern coarsening and giant dunes. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 120, 2200–2219.
- Gao, X., Narteau, C., & Rozier, O. (2016). Controls on and effects of armoring and vertical sorting in aeolian dune fields : a numerical simulation study. *Geophysical Research Letters*, 43, 2614–2622. doi: 10.1002/2016GL068416
- Gao, X., Narteau, C., Rozier, O., & Courrech du Pont, S. (2015). Phase diagrams of dune shape and orientation depending on sand availability. *Scientific reports*, 5, 14677.
- Génois, M., Courrech du Pont, S., Hersen, P., & Grégoire, G. (2013). An agent-based model of dune interactions produces the emergence of patterns in deserts. *Geophysical Research Letters*, 40(15), 3909–3914.
- Génois, M., Hersen, P., Bertin, E., Courrech du Pont, S., & Grégoire, G. (2016). Out-of-equilibrium stationary states, percolation, and subcritical instabilities in a fully nonconservative system. *Physical Review E*, 94(4), 042101.
- Génois, M., Hersen, P., Courrech du Pont, S., & Grégoire, G. (2013). Spatial structuring and size selection as collective behaviours in an agent-based model for barchan fields. *The European Physical Journal B*, 86(11), 447.
- Guignier, L., Niiya, H., Nishimori, H., Lague, D., & Valance, A. (2013). Sand dunes as migrating strings. *Physical Review E*, 87(5), 052206.
- Guihéneuf, P.-A. (2018). *Rotations discrètes*. <https://images.math.cnrs.fr/Rotations-discrettes.html>.
- Gutenberg, B., & Richter, C. F. (1944). Frequency of earthquakes in California. *Bulletin of the Seismological society of America*, 34(4), 185–188.
- Hanna, S. R. (1969). The formation of longitudinal sand dunes by large helical eddies in the atmosphere. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 8(6), 874–883.

- Hardy, J., Pomeau, Y., & de Pazzis, O. (1973). Time evolution of a two-dimensional model system. I. Invariant states and time correlation functions. *Journal of Mathematical Physics*, 14(12), 1746–1759.
- Hersen, P. (2004a). *Morphogenèse et Dynamique des Barchanes* (PhD Thesis). Université Paris VII.
- Hersen, P. (2004b). On the crescentic shape of barchan dunes. *The European Physical Journal B-Condensed Matter and Complex Systems*, 37(4), 507–514.
- Hersen, P., Andersen, K. H., Elbelrhiti, H., Andreotti, B., Claudin, P., & Douady, S. (2004). Corridors of barchan dunes : Stability and size selection. *Physical Review E*, 69(1), 011304.
- Hersen, P., & Douady, S. (2005). Collision of barchan dunes as a mechanism of size regulation. *Geophysical Research Letters*, 32(21).
- Hersen, P., Douady, S., & Andreotti, B. (2002). Relevant length scale of barchan dunes. *Physical Review Letters*, 89(26), 264301.
- Hesp, P. A., & Hastings, K. (1998). Width, height and slope relationships and aerodynamic maintenance of barchans. *Geomorphology*, 22, 193–204.
- Holm, D. (1960). Desert geomorphology in the Arabian peninsula. *Science*, 132(3437), 1369–1379.
- Hunt, J. C. R., Leibovich, S., & Richards, K. J. (1988). Turbulent shear flows over low hills. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 114(484), 1435–1470.
- Hunter, R. E., Richmond, B. M., & Alpha, T. R. (1983). Storm-controlled oblique dunes of the Oregon coast. *Geological Society of America Bulletin*, 94(12), 1450–1465.
- Ilachinski, A. (2001). *Cellular Automata : A Discrete Universe*. World Scientific Publishing Company.
- Iversen, J. D., & Rasmussen, K. R. (1999). The effect of wind speed and bed slope on sand transport. *Sedimentology*, 46(4), 723–731.
- Jackson, P. S., & Hunt, J. C. R. (1975). Turbulent wind flow over a low hill. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 101(430), 929–955.
- King, D. (1960). The sand ridge deserts of South Australia and related aeolian landforms of the Quaternary arid cycles. *Transactions of the Royal Society of South Australia*, 83, 99–108.
- King, W. J. H. (1918). Study of a dune belt. *Geographical Journal*, 16–33.
- Kocurek, G., & Ewing, R. (2005). Aeolian dune field self-organization – implications for the formation of simple versus complex dune-field patterns. *Geomorphology*, 72(1), 94–105.

- Kocurek, G., Ewing, R., & Mohrig, D. (2010). How do bedform patterns arise? New views on the role of bedform interactions within a set of boundary conditions. *Earth Surf. Processes Landforms*, 35(1), 51–63.
- Kok, J. F., Parteli, E. J. R., Michaels, T. I., & Bou Karam, D. (2012). The physics of wind-blown sand and dust. *Reports on progress in Physics*, 75(10), 106901.
- Kroy, K., Sauermann, G., & Herrmann, H. J. (2002). Minimal model for aeolian sand dunes. *Physical Review E*, 66(3), 031302.
- Lämmel, M., Meiwald, A., Yizhaq, H., Tsoar, H., Katra, I., & Kroy, K. (2018). Aeolian sand sorting and megaripple formation. *Nature Physics*, 14(7), 759–765.
- Lancaster, N. (1980). The formation of seif dunes from barchans - supporting evidence for Bagnold's model from the Namib Desert. *Zeitschrift für Geomorphologie NF*, 24(2), 160–167.
- Lancaster, N. (1982). Linear dunes. *Progress in Physical Geography*, 6(4), 475–504.
- Lancaster, N. (1988). Controls of eolian dune size and spacing. *Geology*, 16(11), 972–975.
- Lancaster, N. (1989). Star dunes. *Progress in Physical Geography*, 13(1), 67–91.
- Lancaster, N. (1995). *Geomorphology of Desert Dunes*. Routledge : London.
- Lancaster, N. (1996). Field studies of sand patch initiation processes on the northern margin of the Namib sand sea. *Earth Surface Processes and Landforms*, 21(10), 947–954.
- Lancaster, N., Kocurek, G., Singhvi, A., Pandey, V., Deynoux, M., Ghienne, J.-F., & Lô, K. (2002). Late pleistocene and holocene dune activity and wind regimes in the western Sahara Desert of Mauritania. *Geology*, 30(11), 991–994.
- Lancaster, N., Wolfe, S., Thomas, D., Bristow, C., Bubbenzer, O., Burrough, S., ... Zárte, M. (2015). The INQUA Dunes Atlas chronologic database. *Quaternary International*. doi: 10.1016/j.quaint.2015.10.044
- Liao, K., Qu, J., Tang, J., Ding, F., Liu, H., & Zhu, S. (2010). Activity of wind-blown sand and the formation of feathered sand ridges in the Kumtagh desert, China. *Boundary-Layer Meteorol.*, 135(2), 333–350.
- Lima, A. R., Sauermann, G., Herrmann, H. J., & Kroy, K. (2002). Modelling a dune field. *Physica A : Statistical Mechanics and its Applications*, 310(3-4), 487–500.
- Liu, Y., & Baas, A. C. (2020). Internal sedimentary structure of linear dunes modelled with a cellular automaton. *Sedimentology*, 67(7), 3718–3734.
- Livingstone, I. (1989). Monitoring surface change on a Namib linear dune. *Earth Surface Processes and Landforms*, 14(4), 317–332.
- Livingstone, I., & Warren, A. (1996). *Aeolian geomorphology*. Addison Wesley Longman, Harlow, United Kingdom.

- Lü, P., Dong, Z., & Rozier, O. (2018). The combined effect of sediment availability and wind regime on the morphology of aeolian sand dunes. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 123(11), 2878–2886.
- Lü, P., Narteau, C., Dong, Z., Claudin, P., Rodriguez, S., An, Z., . . . Courrech du Pont, S. (2021). Direct validation of dune instability theory. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 118(17).
- Lü, P., Narteau, C., Dong, Z., Rozier, O., & Courrech Du Pont, S. (2017). Unravelling raked linear dunes to explain the coexistence of bedforms in complex dunefields. *Nature Communications*, 8, 14239.
- Lucas, A., Narteau, C., Rodriguez, S., Rozier, O., Callot, Y., Garcia, A., & Courrech du Pont, S. (2015). Sediment flux from the morphodynamics of elongating linear dunes. *Geology*, 43(11), 1027–1030.
- Lucas, A., Rodriguez, S., Narteau, C., Charnay, B., Pont, S. C., Tokano, T., . . . others (2014). Growth mechanisms and dune orientation on Titan. *Geophys. Res. Lett.*, 41(17), 6093–6100.
- Lv, P., Dong, Z., Narteau, C., & Rozier, O. (2016). Morphodynamic mechanisms for the formation of asymmetric barchans : improvement of the Bagnold and Tsoar models. *Environmental Earth Sciences*, 75(3), 259.
- Madigan, C. T. (1936). The Australian sand-ridge deserts. *Geographical Review*, 26(2), 205–227.
- Mainguet, M., & Callot, Y. (1978). *L'erg de Fachi-Bilma (Tchad-Niger) : Contribution à la connaissance de la dynamique des ergs et des dunes des zones arides chaudes*. Éd. du Centre National de la Recherche Scientifique.
- McKee, E. D. (1979). *A study of global sand seas* (Vol. 1052). US Government Printing Office.
- Momiji, H., Carretero-González, R., Bishop, S. R., & Warren, A. (2000). Simulation of the effect of wind speedup in the formation of transverse dune fields. *Earth Surface Processes and Landforms : The Journal of the British Geomorphological Research Group*, 25(8), 905–918.
- Narteau, C., Zhang, D., Rozier, O., & Claudin, P. (2009). Setting the length and time scales of a cellular automaton dune model from the analysis of superimposed bed forms. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 114, F03006.
- Nishimori, H., Yamasaki, M., & Andersen, K. H. (1998). A simple model for the various pattern dynamics of dunes. *International Journal of Modern Physics B*, 12(03), 257–272.
- Niu, Q., Qu, J., Liao, K., Zhang, K., Han, Q., Li, Y., & Wang, Z. (2013). Use of ground-penetrating radar to investigate feathery complex linear dunes in the Kumtagh Desert, north-west China. *Near Surface Geophysics*, 11(1), 11–18.

- Nouvel, B. (2006). *Rotations discrètes et automates cellulaires* (PhD Thesis). École normale supérieure de Lyon.
- Parteli, E. J., Kroy, K., Tsoar, H., Andrade, J., & Pöschel, T. (2014). Morphodynamic modeling of aeolian dunes : Review and future plans. *The European Physical Journal Special Topics*, 223(11), 2269–2283.
- Parteli, E. J. R., Andrade Jr, J. S., & Herrmann, H. J. (2011). Transverse instability of dunes. *Physical Review Letters*, 107(18), 188001.
- Parteli, E. J. R., Durán, O., Bourke, M. C., Tsoar, H., Pöschel, T., & Herrmann, H. (2014). Origins of barchan dune asymmetry : Insights from numerical simulations. *Aeolian Research*, 12, 121–133.
- Parteli, E. J. R., Durán, O., Tsoar, H., Schwämmle, V., & Herrmann, H. J. (2009). Dune formation under bimodal winds. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 106(52), 22085–22089.
- Pearce, K. I., & Walker, I. J. (2005). Frequency and magnitude biases in the ‘Fryberger’ model, with implications for characterizing geomorphically effective winds. *Geomorphology*, 68(1), 39–55.
- Pelletier, J. D. (2009). Controls on the height and spacing of eolian ripples and transverse dunes : A numerical modeling investigation. *Geomorphology*, 105(3-4), 322–333.
- Ping, L., Narteau, C., Dong, Z., Zhang, Z., & Courrech du Pont, S. (2014). Emergence of oblique dunes in a landscape-scale experiment. *Nature Geoscience*, 7, 99–103.
- Pye, K., & Tsoar, H. (1990). *Aeolian sand and sand dunes*. Unwin Hyman, London.
- Qian, G., Dong, Z., Zhang, Z., Luo, W., Lu, J., & Yang, Z. (2015). Morphological and sedimentary features of oblique dunes in the Kumtagh desert of northwestern china. *Geomorphology*, 228, 714–722.
- Qian, G., Yang, Z., Tian, M., Dong, Z., Liang, A., & Xing, X. (2021). From dome dune to barchan dune : Airflow structure changes measured with particle image velocimetry in a wind tunnel. *Geomorphology*, 382, 107681.
- Radebaugh, J., Lorenz, R., Farr, T., Paillou, P., Savage, C., & Spencer, C. (2010). Linear dunes on Titan and earth : Initial remote sensing comparisons. *Geomorphology*, 121(1-2), 122–132.
- Reffet, E., Courrech du Pont, S., Hersen, P., & Douady, S. (2010). Formation and stability of transverse and longitudinal sand dunes. *Geology*, 38(6), 491–494.
- Roskin, J., Porat, N., Tsoar, H., Blumberg, D. G., & Zander, A. M. (2011). Age, origin and climatic controls on vegetated linear dunes in the northwestern Negev Desert (Israel). *Quaternary Science Reviews*, 30(13-14), 1649–1674.

- Rozier, O., & Narteau, C. (2014). A real-space cellular automaton laboratory. *Earth Surface Processes and Landforms*, 39(1), 98–109.
- Rozier, O., Narteau, C., Gadal, C., Claudin, P., & Courrech du Pont, S. (2019). Elongation and stability of a linear dune. *Geophysical Research Letters*, 46(24), 14521–14530.
- Rubin, D., & Hunter, R. E. (1983). Reconstructing bedform assemblages from compound crossbedding. *Developments in Sedimentology*, 38, 407–427.
- Rubin, D. M. (2012). A unifying model for planform straightness of ripples and dunes in air and water. *Earth-Science Reviews*, 113, 176–185.
- Rubin, D. M., & Carter, C. L. (1987). *Cross-bedding, bedforms, and paleocurrents*. SEPM.
- Rubin, D. M., & Hesp, P. A. (2009). Multiple origins of linear dunes on Earth and Titan. *Nature Geoscience*, 2, 653–658.
- Rubin, D. M., & Hunter, R. E. (1985). Why deposits of longitudinal dunes are rarely recognized in the geologic record. *Sedimentology*, 32(1), 147–157.
- Rubin, D. M., & Hunter, R. E. (1987). Bedform alignment in directionally varying flows. *Science*, 237(4812), 276–278.
- Rubin, D. M., & Ikeda, H. (1990). Flume experiments on the alignment of transverse, oblique, and longitudinal dunes in directionally varying flows. *Sedimentology*, 37(4), 673–684.
- Rubin, D. M., Tsoar, H., & Blumberg, D. G. (2008). A second look at western Sinai seif dunes and their lateral migration. *Geomorphology*, 93(3), 335–342.
- Schwämmle, V., & Herrmann, H. J. (2003). Solitary wave behaviour of sand dunes. *Nature*, 426(6967), 619–620.
- Smyth, T. A. (2016). A review of Computational Fluid Dynamics (CFD) airflow modelling over aeolian landforms. *Aeolian research*, 22, 153–164.
- Taniguchi, K., Endo, N., & Sekiguchi, H. (2012). The effect of periodic changes in wind direction on the deformation and morphology of isolated sand dunes based on flume experiments and field data from the western sahara. *Geomorphology*, 179, 286–299.
- Telfer, M., & Hesse, P. (2013). Palaeoenvironmental reconstructions from linear dune-fields : recent progress, current challenges and future directions. *Quaternary Science Reviews*, 78, 1–21.
- Telfer, M. W. (2011). Growth by extension, and reworking, of a south-western Kalahari linear dune. *Earth Surface Processes and Landforms*, 36(8), 1125–1135.
- Telfer, M. W., Gholami, H., Hesse, P. P., Fisher, A., & Hartley, R. (2020). Testing models of linear dune formation by provenance analysis with composite sediment fingerprints. *Geomorphology*, 364, 107208.

- Telfer, M. W., & Thomas, D. S. G. (2007). Late Quaternary linear dune accumulation and chronostratigraphy of the southwestern Kalahari : implications for aeolian palaeoclimatic reconstructions and predictions of future dynamics. *Quaternary Science Reviews*, 26(19-21), 2617–2630.
- Thibault, Y. (2010). *Rotations in 2d and 3d discrete spaces* (PhD Thesis). Université Paris-Est.
- Thomas, D. S. (2011). *Arid Zone Geomorphology : Process, Form and Change in Drylands* (3^e éd.). John Wiley & Sons.
- Tsoar, H. (1978). *The Dynamics of Longitudinal Dunes* (Rapport technique). Beersheba (Israel) : Ben-Gurion Univ. of the Negev. Dept of Geography.
- Tsoar, H. (1982). Internal structure and surface geometry of longitudinal (seif) dunes. *Journal of Sedimentary Research*, 52(3).
- Tsoar, H. (1989). Linear dunes-forms and formation. *Progress in Physical Geography*, 13(4), 507–528.
- Tsoar, H. (2005). Sand dunes mobility and stability in relation to climate. *Physica A*, 357(1), 50–56.
- Tsoar, H., Blumberg, D. G., & Stoler, Y. (2004). Elongation and migration of sand dunes. *Geomorphology*, 57(3), 293–302.
- Tsoar, H., & Yaalon, D. H. (1983). Deflection of sand movement on a sinuous longitudinal (seif) dune : use of fluorescent dye as tracer. *Sedimentary Geology*, 36(1), 25–39.
- Ungar, J. E., & Haff, P. K. (1987). Steady state saltation in air. *Sedimentology*, 34(2), 289–299.
- Valance, A., Rasmussen, K. R., El Moctar, A. O., & Dupont, P. (2015). The physics of Aeolian sand transport. *Comptes Rendus Physique*, 16(1), 105–117.
- Vermeesch, P., Fenton, C., Kober, F., Wiggs, G., Bristow, C. S., & Xu, S. (2010). Sand residence times of one million years in the Namib sand sea from cosmogenic nuclides. *Nature Geoscience*, 3(12), 862–865.
- Vermeesch, P., & Leprince, S. (2012). A 45-year time series of dune mobility indicating constant windiness over the central Sahara. *Geophysical Research Letters*, 39(14).
- Wang, Z.-T., Sun, Q.-F., Ren, X.-Z., Wang, T., & Chen, F.-H. (2009). Pseudo-feathery dunes in the Kumtagh desert reclassified as linear dunes and zibars. *Aeolian Research*, 1(1), 87–89.
- Washington, R., Martin, M. C., Engelstaedter, S., Mbainayel, S., & Mitchell, F. (2006). Dust and the low-level circulation over the Bodélé depression, Chad : Observations from BoDEx 2005. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 111(D3). doi: 10.1029/2005JD006502

- Wasson, R. J., & Hyde, R. (1983). Factors determining desert dune type. *Nature*, 304(5924), 337–339.
- Weng, W., Hunt, J., Carruthers, D., Warren, A., Wiggs, G., Livingstone, I., & Castro, I. (1991). Air flow and sand transport over sand-dunes. In *Aeolian grain transport* (pp. 1–22). Springer.
- Werner, B. T. (1995). Eolian dunes : Computer simulations and attractor interpretation. *Geology*, 23(12), 1107–1110.
- Wiggs, G. F., Livingstone, I., & Warren, A. (1996). The role of streamline curvature in sand dune dynamics : evidence from field and wind tunnel measurements. *Geomorphology*, 17(1), 29–46.
- Wilson, I. G. (1971). Desert sandflow basins and a model for the development of ergs. *Geographical Journal*, 180–199.
- Wolfram, S. (2002). *A New Kind of Science*. Wolfram Media, Champaign (IL).
- Wopfner, H., & Twidale, C. R. (2001). Australian desert dunes : Wind rift or depositional origin ? *Australian Journal of Earth Sciences*, 48(2), 239–244.
- Worman, S. L., Murray, A. B., Littlewood, R., Andreotti, B., & Claudin, P. (2013). Modeling emergent large-scale structures of barchan dune fields. *Geology*, 41(10), 1059–1062.
- Xiao, J., Xie, X., Zhao, H., Chen, C., Ma, X., Qu, J., & Yao, Z. (2021). Seasonal changes and migration of longitudinal dunes in the northeastern rub'al khali desert. *Aeolian Research*, 51, 100710.
- Zhang, D., Narteau, C., & Rozier, O. (2010). Morphodynamics of barchan and transverse dunes using a cellular automaton model. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 115(F3), F03041.
- Zhang, D., Narteau, C., Rozier, O., & Courrech du Pont, S. (2012). Morphology and dynamics of star dunes from numerical modelling. *Nature Geoscience*, 5(7), 463–467.
- Zhang, D., Yang, X., Rozier, O., & Narteau, C. (2014). Mean sediment residence time in barchan dunes. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 119, 451–463.

Étude numérique des motifs dunaires associés au mécanisme de digitation granulaire

par

Olivier Rozier

Résumé

Que ce soit sur une plage ou en plein désert, les dunes éoliennes résultent de l'interaction complexe qui se déroule entre un milieu granulaire et un écoulement d'air. Elles peuvent prendre des formes variées selon les conditions de vent présentes et passées. L'objet de cette étude concerne les motifs dunaires engendrés par un régime de vent bimodal sur un sol non-érodable. De tels motifs tendent à s'allonger dans une direction proche de la résultante des transports sédimentaires, sous l'effet d'un mécanisme appelé digitation. Lorsque l'apport en sable est suffisant, cette élongation peut se poursuivre sur de très longues distances, comme en attestent les vastes champs de dunes linéaires présents dans la plupart des grands déserts terrestres et sur divers corps planétaires. Nous étudions les conditions nécessaires à l'élongation de ces dunes et à leur stabilité. Notre approche s'appuie sur un modèle numérique constitué de deux automates cellulaires couplés, afin de simuler les processus de transport sédimentaire et le flux éolien. Ce modèle permet de reproduire différents mécanismes de croissance tels que l'instabilité de lit plat, la digitation ou encore la coalescence. Ces mécanismes dépendent à la fois du régime de vent et de la disponibilité en sable. Nous montrons alors l'existence d'un état stationnaire pour les dunes s'allongeant depuis une source sédimentaire et décrivons la dynamique d'élongation issue des lois de transport. Ces résultats correspondent aux observations effectuées à l'aide d'images satellitaires dans le désert du Ténéré. Enfin, nous étudions un exemple de coexistence de deux motifs dunaires dans un champ de dunes complexes. Cet exemple conforte l'idée que les dunes sont formées d'un petit nombre de motifs dunaires élémentaires.

Mots clés

Dunes linéaires, digitation, morphodynamique, automates cellulaires, motifs dunaires élémentaires