

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne Démocratique Et Populaire
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
Ministère de L'Enseignement Supérieur et de La Recherche Scientifique
جامعة فرحات عباس - سطيف 1
Université Ferhat Abbas - Sétif 1

THÈSE

Présentée à l'Institut d'Optique et Mécanique de Précision pour l'obtention du
Diplôme de

DOCTORAT 3^{ème} Cycle LMD

Domaine : Sciences et Techniques
Filière : Optique et mécanique de Précision
Spécialité : Mécanique Appliquée.

Par
SELMANI Housseem

THÈME

Etude et simulation du transport éolien

Soutenue, le: 16/12/2018

Devant le jury composé de:

Président du Jury	SI-AMEUR Mohamed	Prof.	UHL Batna2
Directeur de thèse	ZEGADI Rabah	Prof.	UFA Sétif1
Co-directeur de thèse	VALANCE Alexandre	DR	Univ Rennes1
Examineur	GUELLAL Messaoud	Prof.	UFA Sétif1
Invité	DUPONT Pascal	MC	INSA Rennes

Remerciements

Janvier 2015, je croise une offre de bourse pour une finalisation de thèse et à ce moment ce qui retient mon attention c'est de contacter directement Alexandre VALANCE pour lui informer. Après un entretien téléphonique, il m'offre l'occasion de co-dirigé ma thèse et de m'accueillir dans son équipe cela n'était pas possible sans la permission et l'autorisation de ZEGADI Rabah pour m'avoir laissé le libre choix et être tout le temps à mes côtés.

Merci Pascal DUPONT pour tes remarques toujours à la fois surprenantes et pertinentes, qui m'ont amené à réfléchir sur bien des points que j'aurais pu considérer comme acquis. Sans oublier Ahmed OULD EL MOCTAR pour m'avoir accueilli dans le Laboratoire de Thermique et Énergie de Nantes et de m'avoir guider et d'avoir répondu à toutes mes interrogations concernant les expériences en soufflerie. Je les remercie tous pour leur patience et leur sympathie, spécialement durant les périodes de doute durant la rédaction du manuscrit. J'ai apprécié travailler à vos côtés et j'espère qu'on aura l'occasion de continuer à travailler ensemble dans la suite et je n'oublie pas les semaines de conférence passées à Bordeaux et Montpellier.

Remerciements sincères à GUELLAL Messaoud pour avoir rapporté ce présent manuscrit. Merci également à SI-AMEUR Mohamed pour avoir accepté de présider ce jury.

Ces années de thèse se terminent et j'aimerais remercier tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à rendre cette expérience plaisante et très enrichissante.

Une thèse se fait également au sein d'un laboratoire et je crois avoir trouvé une perle avec LMPA et le département des milieux divisés de l'IPR. Merci à tous pour l'ambiance exceptionnelle qui règne au quotidien dans ces locaux et qui m'a amené à venir travailler avec plaisir tous les matins ! Je remercie également le MESRS pour m'avoir accorder une bourse PNE. Une dernière pensée à mes amis et ma famille (en particulier mes soeurs, mes frères et les parents !) qui sont toujours là pour me soutenir et pour me rappeler qu'il n'y a pas que la recherche dans la vie !

Table des matières

Introduction	4
1 État d’art sur le transport éolien	7
1.1 Description du transport éolien	7
1.1.1 Rappel sur la couche limite turbulente	8
1.1.2 Seuil statique du transport	11
1.1.3 Différents modes de transport	12
1.1.4 La fonction Splash	13
1.1.5 Transport à l’équilibre	16
1.1.5.1 Seuil dynamique du transport	20
1.1.5.2 Lois de transport	21
1.1.6 Transport hors équilibre	25
1.1.6.1 Les échelles caractéristiques des situations hors équilibre	28
1.1.6.2 Les modèles de relaxation	28
1.1.6.3 Conséquence sur la formation des dunes	31
1.2 Modélisation du transport éolien	33
1.2.1 Modélisation de la phase fluide	33
- Modèles de turbulence	34
- Description du modèle utilisé ‘RANS’	35
1.2.2 Modélisation de la phase granulaire	36
- Modèle continu : Théorie cinétique des gaz (régime dilué)	36
- Modèle continu : Théorie du $\mu(I)$ (régime dense)	37
- Modèle discret : Méthode aux éléments discrets <i>DEM</i>	39
1.2.3 Différents modèles de couplage	39
- fluide (Euler) / grain (Euler)	39
- fluide (Euler) / grain (Lagrange)	40
- Approche Lagrangienne standard	41
- Autres approche Lagrangienne	42
1.3 Objectifs de la thèse	43

2	Description du dispositif expérimental	44
2.1	Caractéristiques du sable	44
2.2	Description de la soufflerie	45
2.3	Qualification de la couche limite turbulente dans la soufflerie	48
2.4	Techniques et moyens de mesure	49
2.4.1	Caractérisation du frottement basale en présence du transport	49
2.4.2	Mesure du flux de masse	51
2.5	Protocoles expérimentaux et plans d'expériences	52
3	Étude du processus de relaxation	54
3.1	Transport saturé à l'équilibre	54
3.2	Transport hors équilibre	56
3.3	Situation faiblement hors équilibre	58
3.4	Situation fortement hors équilibre	61
3.5	Influence de la vitesse du vent sur la longueur de relaxation et la longueur d'onde	63
3.6	Influence des conditions aux limites (lit rigide en amont)	65
3.7	Conséquences sur la formation des dunes	66
4	Modélisation numérique en 2D du transport éolien à l'équilibre	69
4.1	Description de la phase solide : la méthode aux éléments discrets (DEM)	70
4.1.1	Principes	70
4.2	Les équations du mouvement des particules	70
4.3	Méthode de résolution du système couplé	71
4.4	Couplage (Fluide/Particules)	76
4.4.1	Cas stationnaire uniforme	76
4.4.2	Cas instationnaire	81
4.5	Résultats du cas stationnaire	82
	Conclusions et perspectives	85
A	Annexe	88
A.1	L'équation différentielle de l'oscillateur amorti	88
A.2	Publications internationales	90
A.3	Communications internationales	90
A.4	Communications nationales	90
	Bibliographie	97

<i>Table des matières</i>	1
Table des figures	107

Nomenclature

δ_n	Profondeur de pénétration normale	[m]
Δ_t	Temps d'intégration	[s]
γ_n	constante d'amortissement du modèle viscoélastique linéaire	[kg/s]
κ	Constante de Von Karman	[-]
λ	Longueur d'onde de l'oscillateur amorti	[m]
μ	Viscosité dynamique de l'air	[kg/m.s]
ν	Viscosité cinématique de l'air	[m ² /s]
ϕ	Fraction volumique solide	[-]
ρ_f	Masse volumique de l'air	[kg/m ³]
ρ_p	Masse volumique des particules	[kg/m ³]
τ^f	Contrainte de cisaillement du fluide	[kg/m.s ²]
τ^p	Contrainte de cisaillement des particules	[kg/m.s ²]
C_D	Coefficient de la force de traînée	[-]
d	Diamètre des des grains de sable	[m]
e_n	Coefficient de restitution	[-]
g	Accélération de gravité	[m/s ²]
k_n	constante élastique du modèle viscoélastique linéaire	[kg/s ²]
L	Longueur de relaxation	[m]
l_m	Longueur de mélange	[m]
$L_{\text{érodable}}$	Longueur du lit érodable	[m]
L_{amp}	Longueur d'amplification	[m]
L_{rigide}	Longueur du lit rigide	[m]

L_{sal}	Longueur de saltation	[m]
L_{sat}	Longueur de saturation	[m]
Q	Le flux de masse	[kg/m.s]
Q_0	Le flux de masse d'alimentation	[kg/m.s]
Q_{sat}	Le flux de masse saturé	[kg/m.s]
Re	Nombre de Reynolds	[-]
Re_p	Nombre de Reynolds particulaire	[-]
Sh	Nombre de Shields	[-]
t_c	Temps de contact entre deux particules	[s]
u^p	Vitesse des particules	[m/s]
u_*	Vitesse de frottement	[m/s]
u_*^d	Vitesse de frottement dynamique	[m/s]
u_*^s	Vitesse de frottement seuil	[m/s]
U_∞	Vitesse nominale de l'air	[m/s]
x	Direction longitudinale	[m]
z	Direction verticale	[m]

Introduction

Depuis les années 1930, l’humanité a été confrontée à des catastrophes causées par la désertification et les tempêtes de poussière qui l’accompagnent. Bien que résultant essentiellement de l’évolution des conditions environnementales locales inhérentes, toutes les formes de désertification sont également liées au développement économique et influencées par les changements climatiques mondiaux. Les dommages causés par la désertification non seulement entravent le développement économique, mais aggravent également la condition de vie de l’homme et de la faune. Comme l’Algérie dispose de l’un des plus grands déserts du monde, elle n’a jamais cessé de lutter contre ce fléau (Voir figure 1). En effet, c’est dans ce contexte que nous avons mené des recherches approfondies sur le côté physique du transport éolien pour mieux comprendre les mécanismes de transport afin de pouvoir proposer éventuellement des modélisations aidant à apporter des solutions. De plus, la lutte contre la désertification reste d’un point de vue scientifique un problème multidisciplinaire par excellence. Cela nécessite le regroupement et la collaboration du physicien, mécanicien, géologue et récemment le biologiste.

La physique du transport éolien du sable est une question de recherches fondamentales dans la lutte contre la désertification et la prévision des tempêtes de sable et de poussière. Dès les années 1930, Ralph Alger Bagnold, un scientifique et Major dans l’armée britannique affectée en Lybie, a été fasciné par la forme et l’étendu ainsi que l’organisation des champs dunaires. Dans une série d’études, il a obtenu le premier aperçu physiquement basé sur la dynamique éolienne ; il a publié des articles dans les Actes de la Royal Society ([Bagnold, 1936, 1937, 1938]) et plus tard son fameux et célèbre livre “The Physics of Blown Sand and Desert Dunes” [Bagnold, 1941] qui reste encore aujourd’hui une référence en la matière. Après la Seconde Guerre mondiale, de nouvelles souffleries ont été construites dont le but été de se rapprocher des conditions de terrain et conclure des expériences en laboratoire à prix réduit. Plusieurs modèles empiriques ont été dérivés afin de relier le flux de sable à la vitesse de l’écoulement. [Bagnold, 1941; Owen, 1964; Lettau and Lettau, 1978; Sørensen, 2004; Creyssels et al., 2009; Ho et al., 2011, 2012].

Suite aux travaux de [Bagnold \[1941\]](#), plusieurs études ont été consacrées pour mieux comprendre les processus physiques et les mécanismes de transport éolien [[Durán et al., 2011](#); [Kok et al., 2012](#); [Valance et al., 2015](#)]. Néanmoins, certains aspects nécessitent encore d'être étudiés. Pour l'instant, une grande partie des travaux trouvés dans la littérature se concentre sur le transport de sable dans des situations d'équilibre. Pour cette raison, nous nous sommes intéressés à l'étude des processus de relaxation du transport éolien dans des situations hors équilibre.

Le concept fondamental de relaxation réside sur le fait que le flux de sable ne s'adapte pas instantanément mais il lui faut en effet un certain temps pour rejoindre sa valeur saturé (relaxation temporelle) et d'une manière équivalente une longueur de relaxation (relaxation spatiale). Cependant, cette longueur est d'une grande importance dans la compréhension des mécanismes de formation des dunes, elle caractérise la taille minimale des barchanes (dune en forme de croissant).

Cette thèse se divise en deux parties distinctes : Numérique et expérimentale. Dans le premier volet, nous développons un modèle numérique basé sur la méthode DEM "Discrete Element Method" capable de modéliser le transport éolien du sable. En 2D les particules sont représentées par des cercles qui peuvent s'interpréter. Ce contact sera modélisé par un système de (ressort/amortisseur). Dans le Deuxième volet nous avons mené une étude expérimentale des processus de relaxation dans le transport éolien du sable, à l'aide d'une soufflerie installée dans le 'Laboratoire de Thermique et Energie de Nantes, Polytech Nantes' nous avons conduit un grand nombre d'expériences afin de mesurer cette longueur de relaxation dans des situations de transport hors équilibre.

La thèse est organisée en 4 chapitres. Après cette introduction, les principaux objectifs de la thèse sont présentés. **Le chapitre 1** rassemble les informations générales sur les écoulements atmosphériques et le transport éolien, ainsi qu'un examen de la littérature scientifique pertinente. Dans **le chapitre 2**, le montage expérimental ainsi que les méthodes de mesure et de traitement des données sont décrits. **Le chapitre 3** est consacré aux résultats concernant l'étude du processus de relaxation : Avec et sans flux en amont de la soufflerie et l'application d'un modèle décrivant le comportement d'un oscillateur amorti qui nous permettra d'extraire la longueur de relaxation associée. **Le chapitre 4** présente une étude numérique ainsi que les résultats obtenus. Enfin, une conclusion générale de cette thèse et les recommandations pour les futurs travaux .

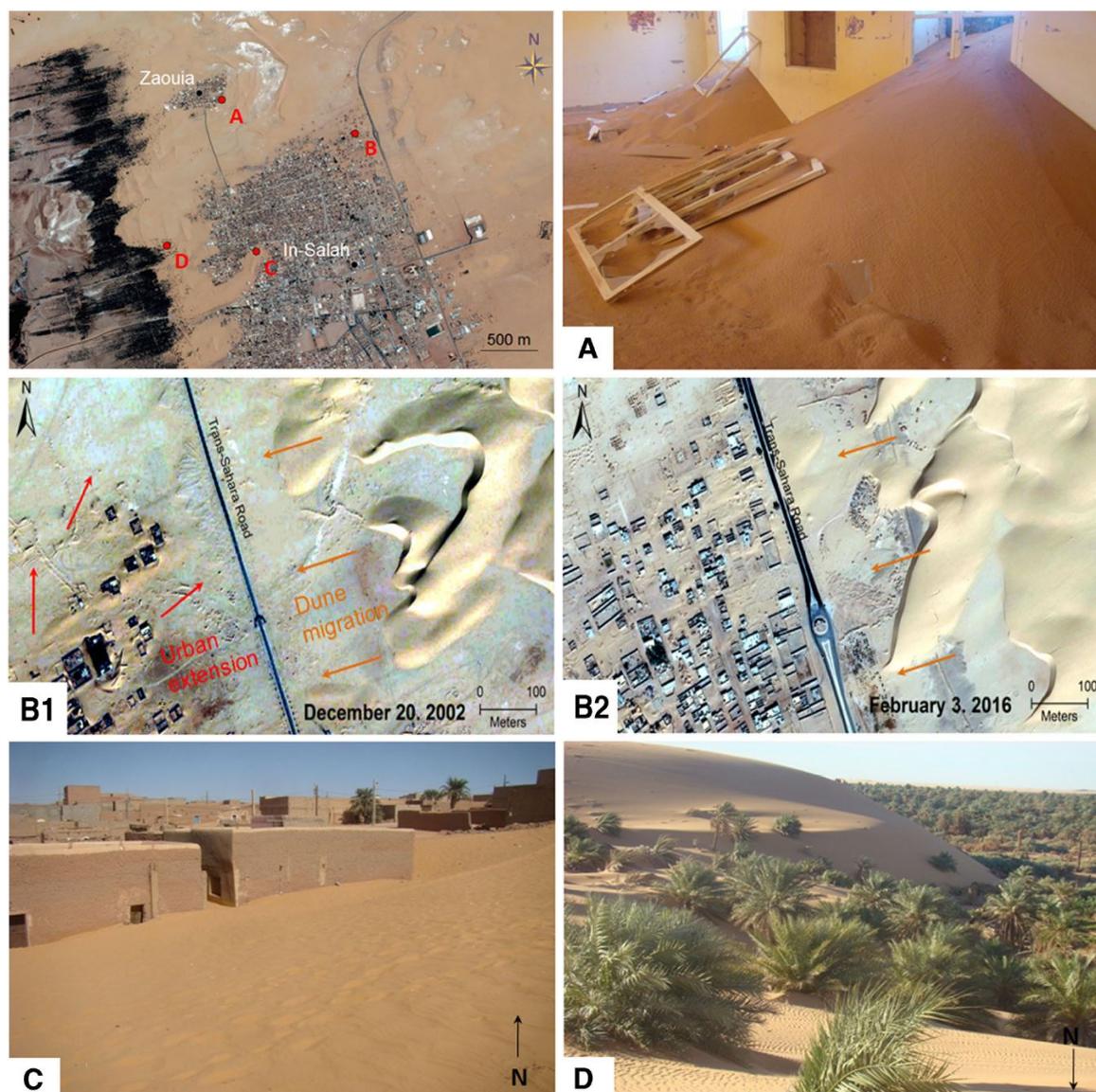


FIGURE 1 – L’impact de l’avancée des dunes de sable dans le Sahara Algérien. Impacts de l’avancée du sable envahissant la région d’In-Salah, les photographies correspondent aux quatre sites prédisposés sur l’image de Digital Globe (Google Earth) datées de 2013 (en haut à gauche). (A). Une classe d’école envahie par le sable à Zaouia ; (B1) et (B2) montrent l’extension urbaine dans la zone à haut risque conduisant à des dommages incessants, les bâtiments installés après 2002 ont été envahis par le sable. (C). Maisons habitées presque couvertes de sable. (D). Le sable dérivant de l’Erg Sidi Moussa s’accumule sur la palmeraie, notez la hauteur significative du corps de sable qui est d’environ 30 m. Figure extraite et modifiée de [Boulghobra, 2016].

Chapitre 1

État d'art sur le transport éolien

Dans ce chapitre introductif, nous dresserons un état des connaissances sur la physique du transport éolien du sable permettant ainsi de faire le point sur les différentes recherches effectuées jusqu'à présent. Ce chapitre sera divisé en deux parties : La première traitera la description phénoménologique du transport éolien. L'autre se concentrera sur la modélisation du phénomène et les différentes approches utilisées.

Sommaire

1.1	Description du transport éolien	7
1.1.1	Rappel sur la couche limite turbulente	8
1.1.2	Seuil statique du transport	11
1.1.3	Différents modes de transport	12
1.1.4	La fonction Splash	13
1.1.5	Transport à l'équilibre	16
1.1.6	Transport hors équilibre	25
1.2	Modélisation du transport éolien	33
1.2.1	Modélisation de la phase fluide	33
1.2.2	Modélisation de la phase granulaire	36
1.2.3	Différents modèles de couplage	39
1.3	Objectifs de la thèse	43

1.1 Description du transport éolien

Nous discuterons tout d'abord des milieux granulaires et leur comportement lorsqu'ils sont soumis à des excitations extérieures. Selon le mode de sollicitation appliqué, le milieu granulaire se comporte de façons très différentes. Un

ensemble de grains posés sur une table peut former un tas statique. Malgré des contraintes de cisaillement présentes dans le tas, le milieu reste sans mouvement et se comporte donc comme un solide. Dans ce régime, le système est dominé par les interactions de contact entre les grains. À l'autre extrême, si l'on secoue énergiquement un tas de billes, le milieu devient très agité avec des particules bougeant dans tous les sens et interagissant par collisions. Dans ce régime que l'on appelle collisionnel, le milieu ressemble à un gaz. Enfin entre les deux on observe comme dans un sablier par exemple, des écoulements denses, où les particules interagissent à la fois par collision et contacts frictionnels de longue durée.

Dans le désert, on peut rencontrer une situation très particulière où les trois états se manifestent ensemble, c'est le cas d'une dune soumise à un vent très violent. La majeure partie de la dune contenant une grande masse de sable restera statique et est considéré comme un solide. En aval de la dune et lorsque l'angle de repos est atteint et ensuite dépassé, une couche de sable s'écoule suivant la pente en se comportant comme un fluide. Dans une couche au-dessus de la dune, On retrouve aussi une couche d'air chargée en particules de sable au-dessus de la dune. Dans ce cas, les particules seront traitées comme un gaz.

Cette diversité des états possibles pour un tas de sable (du fluide au solide) est en grande partie à l'origine de la difficulté d'avoir une théorie précise pour le comportement d'un tel tas, et ceci malgré les avancées de la physique et les efforts importants de recherche dans ce domaine [Ould-El-Moctar, 2014].

A l'image des domaines pluridisciplinaires impliqués dans la physique du transport éolien, le contenu de cette thèse aborde des sujets divers. La majeure partie de cette thèse est consacrée à un aspect particulier du processus de transport par *saltation* qui est un des modes de déplacement des grains de sable sous l'action du vent. La saltation désigne le mouvement par sauts en latin *saltarer* que font les grains lorsqu'ils sont entraînés par le vent. Lors du choc de ces grains en saltation sur le lit de sable, certains grains de l'empilement peuvent rebondir et même éjecter d'autres grains. Ce mécanisme d'éjection est une étape capitale du transport éolien.

1.1.1 Rappel sur la couche limite turbulente

La figure (1.1) montre, pour une couche limite turbulente classique, les variations de la hauteur (z) de la contrainte de cisaillement totale (τ) et de ses composantes visqueuse et turbulente (τ^v et τ^t , respectivement). La contrainte de cisaillement totale τ , n'est que la somme de τ^v et τ^t , reste approximativement constante avec la hauteur dans la couche de surface. Suivant la distance de la sur-

face et l'importance relative de τ^v et τ^t , trois couches différentes sont identifiées : (i) La couche visqueuse est la région mince proche de la paroi dont la turbulence est faible et l'écoulement est dominé par la viscosité, autrement dit, la contrainte turbulente est négligeable comparée à la contrainte visqueuse τ^v (ii) La couche de transition, à l'intérieur de cette couche les contraintes visqueuses et turbulentes, ont le même ordre de grandeur et (iii) Couche logarithmique, la turbulence est prédominante et la viscosité a peu d'effet ($\tau \approx \tau^t$). Dans la couche de surface,

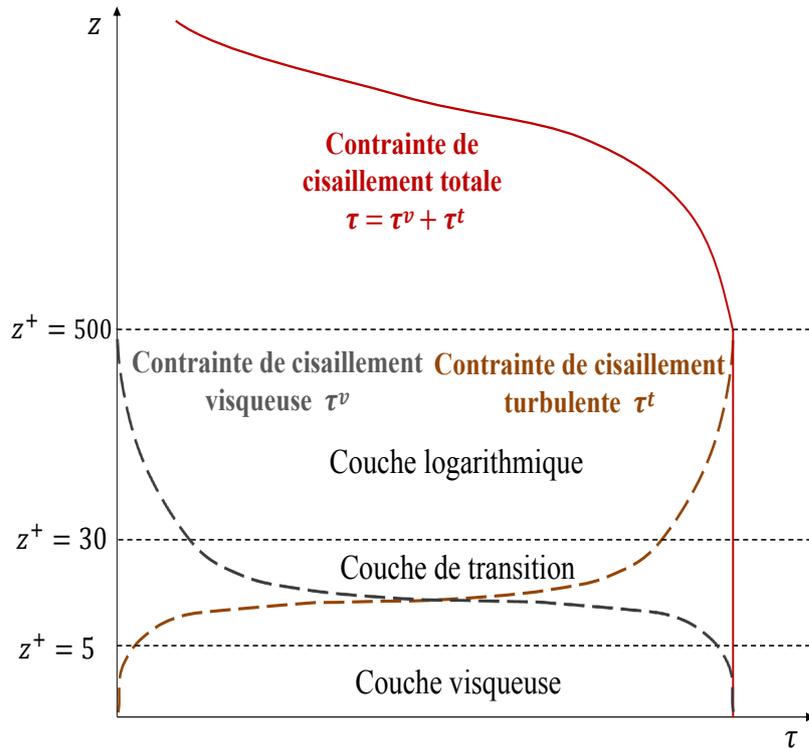


FIGURE 1.1 – Profil des contraintes de cisaillement totale τ , contraintes de cisaillement de Reynolds τ^t et contraintes de cisaillement visqueuse τ^v . Figure extraite et modifiée de [Caliman, 2017].

τ reste approximativement constante avec la hauteur et on peut alors introduire une vitesse de frottement u_* définie comme suit :

$$u_* = \sqrt{\tau/\rho_f} \quad (1.1)$$

L'amplitude de la hauteur adimensionnelle $z^+ = zu_*/\nu$ (où ν est la viscosité cinématique de l'air) détermine l'importance relative des processus visqueux et turbulents. La limite supérieure de la couche visqueuse est d'environ $z^+ = 5$ et la couche logarithmique s'étend de $z^+ = 30$ à environ $z^+ = 500$ [Pope, 2000].

Boussinesq a proposé un moyen pour modéliser τ^t , en remplaçant la viscosité moléculaire du fluide μ par une échelle de viscosité turbulente μ_t . En utilisant

le fait que la vitesse verticale moyenne est proche de zéro dans toute la couche superficielle et avec un système de coordonnées où l'axe des abscisses est aligné avec la direction du vent moyenne U et en supposant une homogénéité horizontale, le mélange peut être modélisé comme :

$$\tau = \tau^v + \tau^t = (\mu + \mu_t) \frac{dU}{dz} \quad (1.2)$$

Dans la couche visqueuse, $\tau \approx \tau^v$. Cependant, l'équation. (1.2) et en utilisant l'équation. (1.1) peut s'écrire comme :

$$\rho_f u_*^2 = \mu \frac{dU}{dz} \quad (1.3)$$

L'intégration de l'équation. (1.3) de $z = 0$ jusqu'à une hauteur arbitraire z dans la couche visqueuse donne une loi linéaire en fonction de la hauteur (équation. (1.4)).

$$U(z) = \frac{\rho_f u_*^2}{\mu} z \quad (1.4)$$

Dans la seconde région, on trouve une transition entre un profil linéaire et logarithmique. La dernière région, la couche logarithmique, $\tau \approx \tau^t$, et l'équation. (1.2) devient :

$$\rho_f u_*^2 = \mu_t \frac{dU}{dz} \quad (1.5)$$

Prandtl [1925] a introduit le concept de la longueur de mélange notée l_m , cette grandeur mesure la distance qu'une masse de fluide doit parcourir pour être complètement assimilée par l'écoulement, et a proposé une approximation pour la viscosité turbulente :

$$\mu_t = \rho_f u_* l_m \quad (1.6)$$

En combinant les équations (1.6 et 1.5) et que $l_m = \kappa z$ on obtient :

$$\frac{dU}{dz} = \frac{u_*}{\kappa z} \quad (1.7)$$

On intégrant l'équation. (1.7) entre z et z_0 , la fameuse loi logarithmique peut être exprimée :

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \quad (1.8)$$

Où z_0 est la longueur de rugosité aérodynamique. De nos jours, cette loi logarithmique a été validée depuis plusieurs décennies d'observations sur le terrain et au laboratoire. Indirectement cela démontre la portée du concept de longueur de mélange proposé par Prandtl. Pratiquement, la loi logarithmique dite 'loi de paroi'

est très facile à mettre en oeuvre lorsque l'on considère une valeur constante de κ . En effet, dans ce cas, u_* et z_0 sont deux variables indépendantes qui peuvent être déterminées graphiquement en traçant le logarithme de la distance à la paroi en fonction de la vitesse (Figure 1.2).

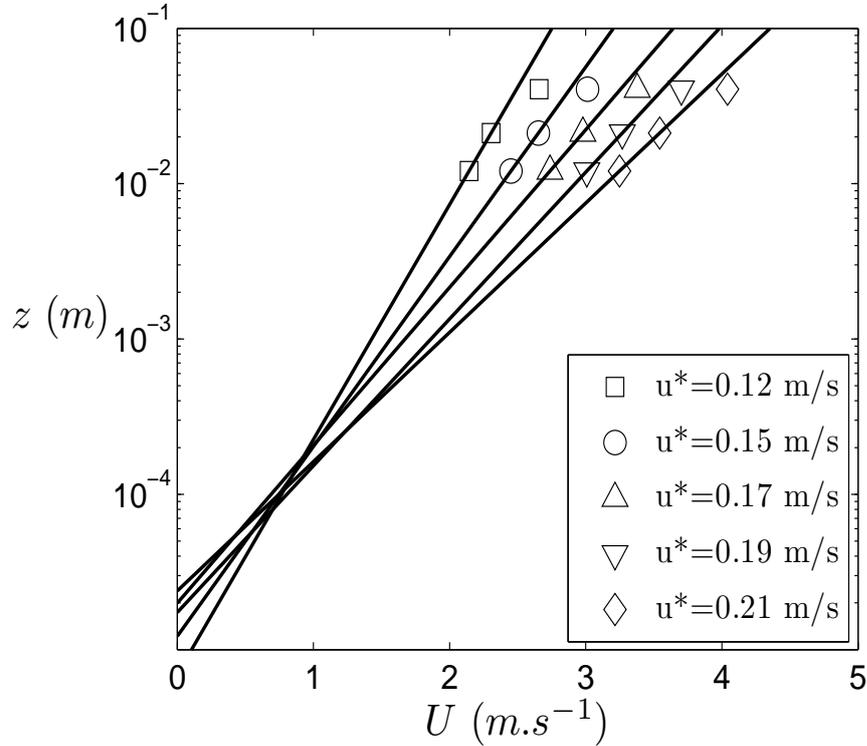


FIGURE 1.2 – Profil de vitesse sur un lit de sable ($d = 230 \mu m$) en absence de transport des grains. Figure extraite de [Ho, 2012].

Si la loi de paroi est respectée, les données peuvent alors être approximées par une droite. Sa pente est inversement proportionnelle à la vitesse de frottement u_* ; son intersection avec l'axe des ordonnées donne directement la valeur de la constante d'intégration z_0 (Voir équation. 1.8).

1.1.2 Seuil statique du transport

La saltation est initiée par l'envol d'un certain nombre de particules due au cisaillement appliqué par le vent [Greeley and Iversen, 1985]. La valeur de ce dernier pour lequel le transport sera initié est appelée seuil statique (vitesse de frottement seuil). Ce seuil ne dépendra pas seulement des caractéristiques du fluide mais aussi de la force gravitationnelle P et la cohésion inter-particulaire F_{ip} qui s'opposent à l'entraînement aérodynamique F_l et F_d . Un schéma expliquant les forces résultantes appliquées lors de l'équilibre sur une particule positionnée sur un lit de sable est présenté sur la figure (1.3). Une expression pour le seuil

statique peut être obtenue lorsque les moments des forces autour du point pivot T sur la figure (1.3) s'équilibrent :

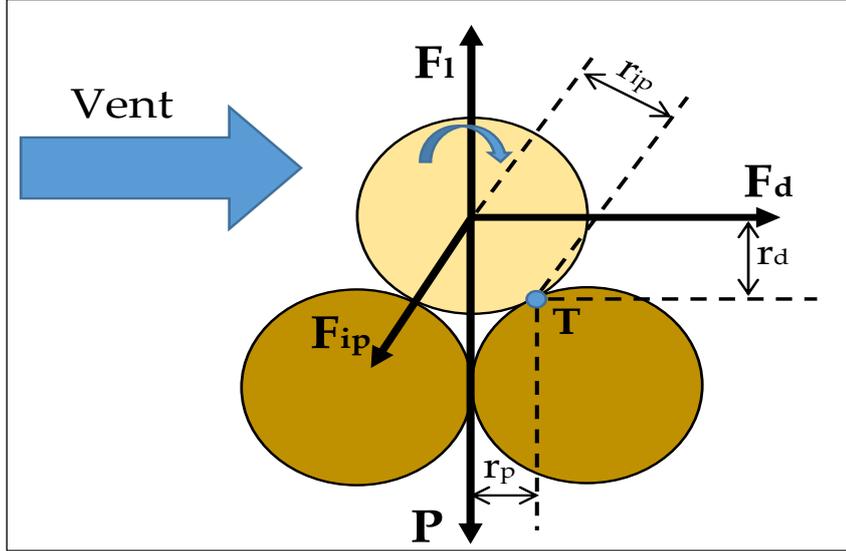


FIGURE 1.3 – Les forces qui agissent sur une particule dans un lit de sable. Figure extraite et modifiée de [Kok et al., 2012].

$$r_d F_d \approx r_p (P - F_l) + r_{ip} F_{ip} \quad (1.9)$$

Où $F_d r_d$, $P r_p$ et $F_{ip} r_{ip}$ sont les moments des forces et sont proportionnels au diamètre de la particule. Une expression semblable à celle proposée par Bagnold [1941] pour la vitesse de frottement seuil u_*^s à laquelle la saltation est initiée peut maintenant être obtenue :

$$u_*^s = A_s \sqrt{\frac{\rho_p - \rho_f}{\rho_f} g d} \quad (1.10)$$

La constante A_s est fonction de la force inter-particulaire, de la force de portance et du nombre de Reynolds de l'écoulement [Greeley and Iversen, 1985]. En négligeant ces dépendances, Bagnold [1941] a obtenu $A_s \approx 0,10$.

1.1.3 Différents modes de transport

Le transport éolien peut se produire en différents modes selon la taille des particules ainsi que la vitesse du vent. En se basant sur ces observations Bagnold [1941] a classifié le mouvement des particules en trois modes principaux (Voir figure. (1.4)) :

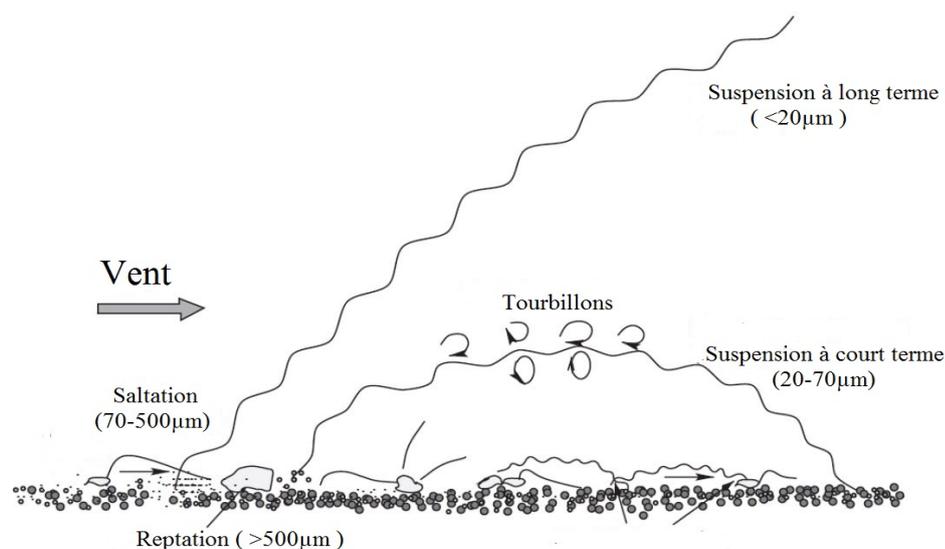


FIGURE 1.4 – Les différents modes de transport éolien. Figure extraite et modifiée de [Shao, 2008].

- **Suspension** : Les particules les plus fines (diamètre inférieur à $70\mu m$) sont facilement dispersées de la surface sous l'effet de la turbulence présente dans la couche limite atmosphérique et deviennent ainsi suspendues dans l'air. On distingue deux catégories ($d < 20\mu m$) les particules sont suspendues à long terme et peuvent rester dans l'atmosphère jusqu'à plusieurs semaines et peuvent être ainsi transportées à des milliers de kilomètres. Par contre, lorsque ($20 < d < 70\mu m$) les particules sont suspendues à court terme.
- **Saltation** : Les particules sont entraînées dans la couche de surface atmosphérique avec des angles de décollage de presque 50 degrés, suivi d'un mouvement horizontal, les particules peuvent éventuellement retourner à la surface avec un angle d'impact de 10 degrés. Ce mode est considéré comme un mécanisme principal du transport éolien, qui est responsable ainsi de la formation et l'évolution des rides, dunes. Une particule peut être soulevée de plusieurs millimètres et même des centimètres de la surface.
- **Reptation** : Les particules de grandes tailles (supérieure à $500\mu m$) sont par conséquent très lourdes à soulever de la surface par le vent. Cependant, ils se déplacent sous l'influence du vent tout près de la surface (Creeping, roulement) ou par l'impact des particules en saltation.

1.1.4 La fonction Splash

En raison de la force de gravité, la trajectoire d'une particule en saltation se termine après un certain temps avec un impact sur le lit de sable. Un tel impact

peut avoir des conséquences différentes. Premièrement, la particule qui percute peut rebondir ou se déposer sur le lit de sable. De plus, cela peut déstabiliser si fortement le lit de sable que de nouvelles particules seront mises en mouvement, ce processus est appelé ‘Splash’. La figure. (1.5) montre le rebond et le splash observés dans des expériences avec des billes de verre par [Beladjine et al. \[2007\]](#). Dans ce qui suit, nous discuterons les conséquences d’un impact en détail.

Il est difficile d’étudier le processus de collision par observation directe en soufflerie à cause de la forte densité de particules à proximité du lit. Par conséquent, des expériences de modèle de collision entre une particule incidente sur un empilement de particules ont été étudiées [[Willets and Rice, 1986, 1989](#); [Mitha et al., 1986](#); [Werner, 1990](#); [Rioual et al., 2000](#); [Beladjine et al., 2007](#)]. [Willets and](#)

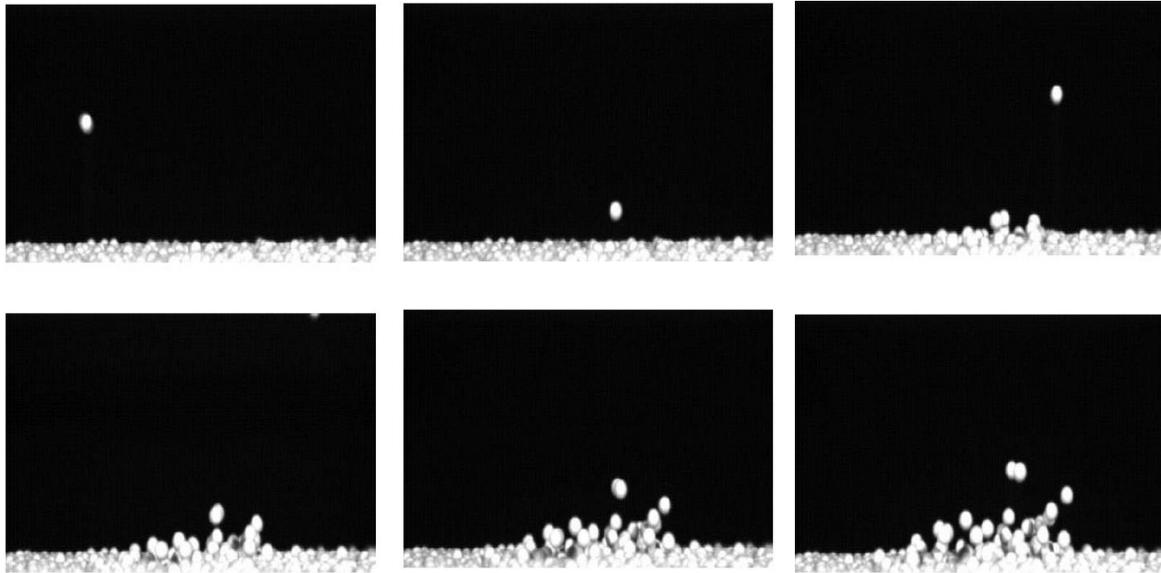


FIGURE 1.5 – Images successives d’une bille de verre de 6 mm de diamètre impactant sur un lit de billes de verre. Le temps entre deux images successives est de 4 ms. Figure extraite de [[Beladjine et al., 2007](#)].

[Rice \[1986\]](#) ont observé dans leurs expériences que les particules éjectées du lit granulaire ont une vitesse moyenne inférieure d’un ordre de grandeur à la vitesse d’impact. [Mitha et al. \[1986\]](#) ont étudié la collision entre un empilement de billes d’acier et ont trouvé que le coefficient de restitution normal moyen d’impact, e_z , défini comme le rapport entre la vitesse de rebond verticale et la vitesse verticale d’incidence, diminuait avec l’angle d’impact croissant ($e_z = 0.7$ à 17° et $e_z = 0.3$ à 31°). En outre, ils ont montré que le nombre de billes éjectées ne varie pas significativement lorsque l’angle d’impact augmente de 17° à 31° , et que la vitesse verticale moyenne d’éjection est de l’ordre de $\sqrt{3gd}$. [Werner](#) a observé que le coefficient de restitution normal pour un grain en impact est indépendant de

la vitesse incidente ($e_z = 0.82$ à 15°) et le nombre de grains éjectés augmente avec la vitesse incidente. En outre, la distribution de la vitesse d'éjection verticale est presque indépendante de la vitesse d'entrée. Rioual et al. [2000] ont étudié la collision entre deux parois de verre verticales parallèles et ont confirmé l'indépendance de e_z avec la vitesse d'impact. En outre, ils ont constaté que le nombre moyen de grains éjectés varie presque linéairement avec la vitesse d'impact et que la vitesse d'éjection verticale moyenne v_z augmente légèrement avec la vitesse incidente. (Voir figure. 1.6) De plus, Beladjine et al. [2007] ont fait une

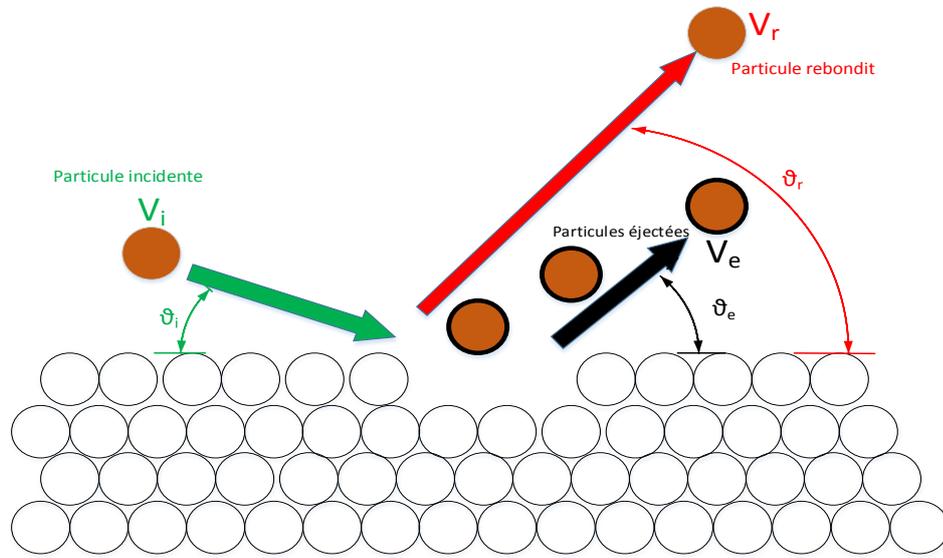


FIGURE 1.6 – Processus de splash : La particule incidente percute le lit de particule avec une vitesse d'impact v_i et un angle θ_i ensuite elle rebondie avec une vitesse v_r et peut éventuellement ejecter d'autres particules.

étude presque complète sur la fonction splash en $2D$, le tout en utilisant plusieurs variétés de paramètres d'impact. Ils ont confirmé que le nombre des grains éjectés varie linéairement avec la vitesse d'incidence. Par contre, la distribution de la vitesse de décollage des particules en splash est invariante avec la vitesse d'impact et peut être décrite par une loi log-normale.

Des études numériques sur le processus de splash ont été élaborées par différents auteurs [Werner and Haff, 1988; Anderson and Haff, 1988, 1991; Oger et al., 2005]. Werner and Haff [1988] ont réalisé des simulations 2D du processus de collision entre une sphère et un empilement ordonné de sphères au moyen d'une méthode d'éléments discrets. Les résultats de ses simulations sont en accord avec ses résultats expérimentaux obtenus avec des grains de sable de $800 \mu m$ de diamètre. Il a constaté que le coefficient de restitution moyen e_z de la particule au rebond est indépendant de la vitesse d'impact et a établi une loi pour le nombre moyen de particules éjectées en fonction de la vitesse et l'angle d'impact. En

outre, il a souligné l'importance de la géométrie de la surface d'empilement pour le processus d'éjection. [Anderson and Haff \[1988, 1991\]](#) ont également effectué des simulations approfondies de la collision d'une sphère en verre sur un empilement désordonné à deux dimensions. Ils ont étudié l'influence de la vitesse d'impact sur le processus d'éjection pour des faibles angles d'impact (8° et 11°) et des particules sphériques de $230 \mu m$ de diamètre. Ils ont trouvé que la distribution de la vitesse d'éjection peut être définie par une loi exponentielle. [Crassous et al. \[2007\]](#), a proposé un modèle pour la propagation et la dissipation de l'énergie dans le lit de sable. Les résultats du modèle concordent très bien avec les expériences et montrent que la propagation de l'énergie est analogue au transport diffusif.

1.1.5 Transport à l'équilibre

Dès l'initiation du transport par saltation, les forces aérodynamiques sont principalement responsables de l'entraînement des particules et la collision des particules avec le lit (Splash) est insignifiante. Lorsque ces particules sont mobilisées et soulevées à une faible distance au-dessus de la surface, elles absorbent l'énergie cinétique du l'écoulement d'air. À l'impact, ces particules d'énergie cinétique plus élevée éjectent plus de particules dans l'air et le processus de splash domine l'entraînement aérodynamique, ce qui conduit à une augmentation du nombre de particules en suspension dans l'air. Au fur et à mesure que de plus en plus de particules sont entraînées dans l'air, le profil du vent est modifié en raison du transfert d'une énergie supplémentaire de l'air vers les particules, conduisant à une réduction de la vitesse moyenne du vent. Cela diminue le taux d'éjection de particules conduisant finalement à l'équilibre (voir figure. 1.7).

Pendant leur saut, les forces fluides transfèrent en continu une quantité de mouvement horizontale vers les particules, ce qui conduit à une diminution de la vitesse du vent près du lit (freinage). Cependant, la contrainte de cisaillement totale peut être divisée en deux contributions ; la première provenant du fluide (contrainte de cisaillement du vent) et la seconde des particules (contrainte de cisaillement des particules) [\[Raupach, 1991\]](#) :

$$\tau(z) = \tau^f(z) + \tau^p(z) \quad (1.11)$$

Lorsque la saltation atteint un état d'équilibre et complètement développée, la contrainte de cisaillement totale est indépendante de la hauteur. Loin de la surface du lit, l'écoulement est exempt de particules de sorte que la contrainte de

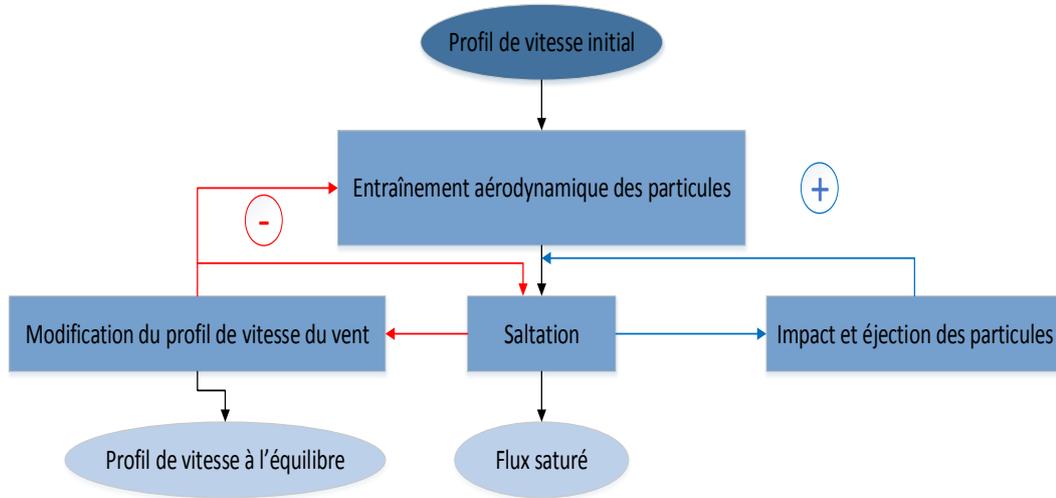


FIGURE 1.7 – Diagramme de l'équilibre entre le profil du vent et le transport des particules : quand la vitesse du vent qui souffle sur un lit de sable dépasse un certain seuil, les particules du lit peuvent être mises en mouvement et transportées loin. Les grains en mouvement sont accélérés par la force de traînée exercée par l'écoulement. Lorsque les grains en mouvement entrent en collision avec le lit, ils peuvent rebondir et / ou éjecter d'autres particules (splash) qui, en raison d'irrégularités sur la surface, peuvent sauter suffisamment haut et être eux-mêmes accélérées par le vent. Le splash est responsable de l'augmentation du nombre de particules grâce au rebond des particules en saltation, ce qu'on appelle la rétroaction positive (lignes bleues) mais le transfert de la quantité du mouvement du vent vers les grains entraîne une rétroaction négative sur la vitesse du vent (lignes rouges). Figure extraite et modifiée de [Ho, 2012].

cisaillement des particules est réduite à zéro :

$$\tau \approx \tau^f = \rho_f u_*^2 \quad (1.12)$$

En revanche, à proximité du lit, on s'attend à ce que la contrainte de cisaillement des particules soit importante et s'exprime comme suit :

$$\tau^p(z=0) = \rho_f u_*^2 - \tau^f(z=0) \quad (1.13)$$

Une estimation de la contrainte de cisaillement des particules près de la surface du lit nécessite la détermination du cisaillement du fluide basale (près du lit). Plusieurs conjonctures ont été faites pour connaître la valeur de cette dernière quantité. Bagnold [1941] a suggéré que la contrainte de cisaillement du fluide basale est réduite à zéro de telle sorte que $\tau^p = \rho_f u_*^2$. Alors qu'Owen [1964] a

suggéré que la contrainte de cisaillement du fluide basale correspond à la valeur du seuil dynamique et est égale ($\tau^f(z=0) = \rho_f u_*^{d2}$) de telle sorte que :

$$\tau^p(z=0) = \rho_f (u_*^2 - u_*^{d2}) \quad (1.14)$$

Les études en soufflerie ont également permis d'étudier la modification du profil de la vitesse du vent suite à la présence des particules en saltation. [Bagnold \[1941\]](#) a été le premier à identifier un autre paramètre important et a noté que les profils de vitesses du vent converge vers un point nommé selon lui le point focal (z_f) 'Focus Point', où la vitesse du vent reste indépendante de la vitesse de frottement : $U(z_f) = U_f$. Ces profils de vitesses peuvent être exprimés comme suit :

$$U(z) = U_f + \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_f} \quad (1.15)$$

Où z_f , U_f sont respectivement la hauteur et la vitesse du vent du point focal, [Bagnold \[1941\]](#) a trouvé pour un sable de diamètre entre 180 – 300 μm que $z_f = 3 \text{ mm}$ et $U_f = 2.5 \text{ m.s}^{-1}$. La variation de z_f et U_f a été étudiée par la suite par [Iversen and Rasmussen \[1999\]](#) en utilisant des particules de différents diamètres entre (100 – 600 μm).

[Ho \[2012\]](#) a utilisé un ajustement linéaire aux données de la figure (1.8) afin d'extraire les coordonnées du point focal et a trouvé : $z_f = 8 \pm 2 \text{ mm}$ ($z_f = 35d \pm 9d$) et $U_f = 2.8 \pm 0.1 \text{ m/s}$ ($U_f = 60\sqrt{gd} \pm 2\sqrt{gd}$).

Dans le cas de transport par saltation, la longueur de rugosité aérodynamique effective z'_0 est non reliée à la géométrie de la rugosité mais elle croit avec la vitesse de frottement. En combinant l'équation. (1.8) et l'équation. (1.15), on obtient :

$$z'_0 = z_f \exp\left(\frac{-\kappa U_f}{u_*}\right) \quad (1.16)$$

L'augmentation de la longueur aérodynamique effective est due à la grande quantité de mouvement extractée par les particules vers le fluide (Voir figure. 1.9). Après Bagnold, d'autres formulations ont été proposées pour définir la longueur de rugosité aérodynamique effective en se basant sur des expériences effectuées en souffleries [[Owen, 1964](#); [Rasmussen, 1989](#); [Rasmussen and Mikkelsen, 1991](#); [Rasmussen et al., 1996](#); [Sherman, 1992](#); [Butterfield, 1999](#); [Dong et al., 2003](#); [Creysse et al., 2009](#)], des études sur le terrain [[Raupach, 1991](#)] et des modèles numériques [[Kok and Renno, 2009](#)]. L'absorption de la quantité de mouvement du vent par des particules en saltation agit comme des éléments de rugosité qui augmentent la longueur de rugosité aérodynamique [[Owen, 1964](#)]. La vitesse du vent au-dessus de la couche de saltation est ainsi déterminée par cette augmentation de la longueur

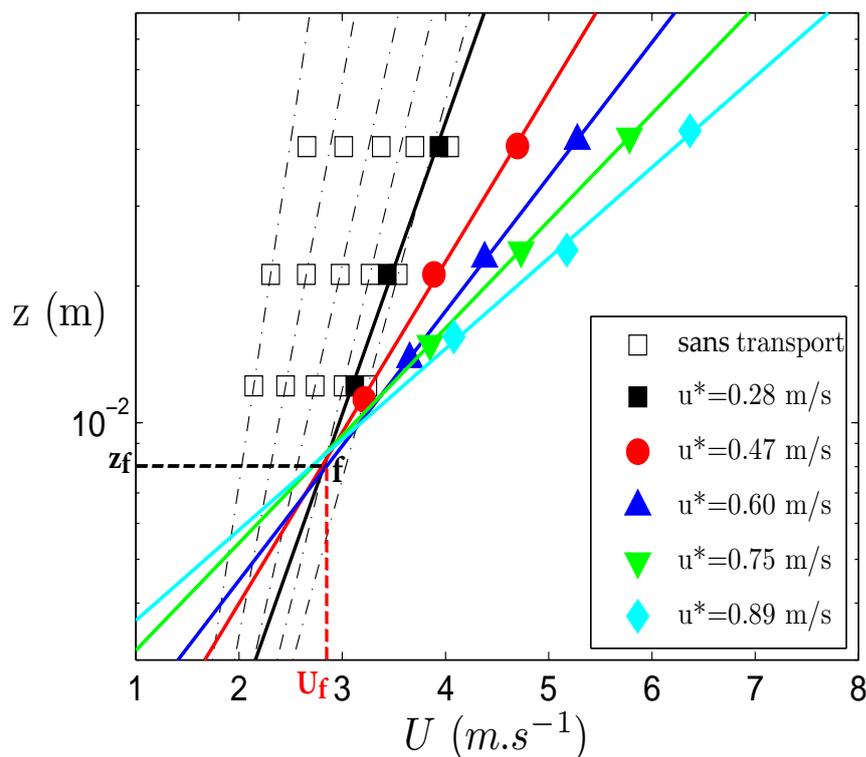


FIGURE 1.8 – profil de vitesse sur un lit de sable ($d = 230 \mu\text{m}$) en présence de transport des grains pour différentes vitesses de frottement. Sans transport (lignes pointillées), avec transport (lignes continues). Figure extraite de [Ho, 2012].

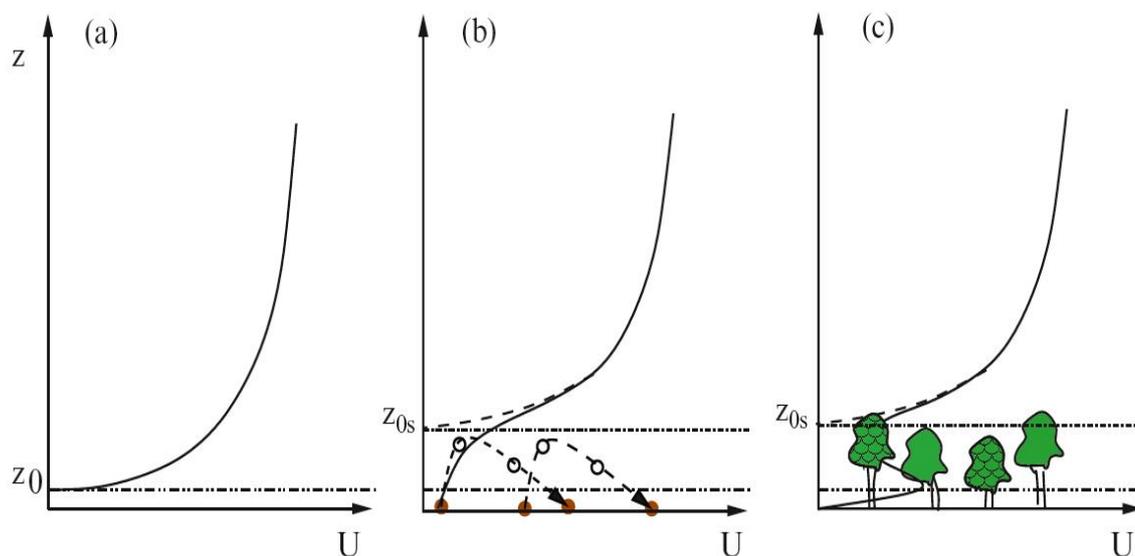


FIGURE 1.9 – Illustration longueur de rugosité aérodynamique effective. (a) Le profil du vent au-dessus d'une surface d'une longueur de rugosité z_0 dans le cas sans transport, (b) sur la même surface avec transport des particules et (c) sur un couvert végétal. Figure extraite de [Shao, 2008].

Relation	Commentaire	Étude
$z'_0 = C_c u_*^2 / g$	$C_c \approx 0.010$ en soufflerie et ≈ 0.085 pour des conditions de terrain	<i>Charnock</i> [1955]
$z'_0 = \left(\frac{A u_*^2}{2g}\right)^{1-r} z_0^r$	$r = u_*^d / u_*$; $A \approx 0.2 - 0.4$ ([<i>Raupach</i> , 1991] [<i>Gillette et al.</i> , 1998]) Une relation similaire à été dérivé par <i>Owen</i> [1964]	<i>Raupach</i> [1991]
$z'_0 = z_0 + C_m \frac{(u_* - u_d)^2}{g}$	$C_c \approx 0.0120$ en soufflerie et ≈ 0.13 pour des conditions de terrain [<i>Sherman and Farrell</i> , 2008]	<i>Sherman</i> [1992]

TABLE 1.1 – La longueur de rugosité effective. Les relations de *Durán and Herrmann* [2006a], (voir leurs équations (20)-(24)) et *Pächtz et al.* [2012], (voir leurs équations (67a)-(67e)) ne sont pas incluses ici en raison de leur complexité.

de rugosité aérodynamique [*Pächtz et al.*, 2012]. Plusieurs modèles ont été proposés pour relier z'_0 , la longueur de rugosité aérodynamique à u_* . Il s'agit notamment des modèles empiriques de *Charnock* [1955] et de Charnock modifié [*Sherman*, 1992; *Sherman and Farrell*, 2008], et du modèle de *Raupach* [1991], qui est tout simplement basé sur l'hypothèse d'Owen (éq. 1.14). Les modèles physiques les plus récents de la longueur de rugosité aérodynamique comprennent *Durán and Herrmann* [2006a] et le modèle de *Pächtz et al.* [2012], qui utilise les équilibres de la quantité du mouvement et d'énergie dans la couche de saltation pour dériver une expression physique pour z'_0 . Les différentes relations sont énumérées dans le tableau 1.1, et des comparaisons de certaines de ces relations avec les mesures sont données dans [*Sherman and Farrell*, 2008].

1.1.5.1 Seuil dynamique du transport

Ce seuil dynamique est différent du seuil statique, qui est la valeur la plus faible du cisaillement du fluide à laquelle le transport par saltation peut être maintenu après avoir été initié. Pour le cas du transport éolien sur Terre, le seuil dynamique est plus petit que le seuil statique. Une expression similaire à l'équation (1.10) peut être utilisée pour définir le seuil dynamique et dans laquelle le coefficient $A_d \approx 0.082$ [*Bagnold*, 1936]. Pour des particules de diamètre de $d \approx 200 \mu m$, la vitesse de frottement seuil de mise en mouvement est d'environ $0.2 m/s$. La relation (1.10) reste difficile à utiliser essentiellement à cause des valeurs du coefficient de proportionnalité. Le nombre sans dimension correspondant, est le nombre de Shields :

$$S = \frac{\rho_f u_*^2}{(\rho_p - \rho_f) g d} \quad (1.17)$$

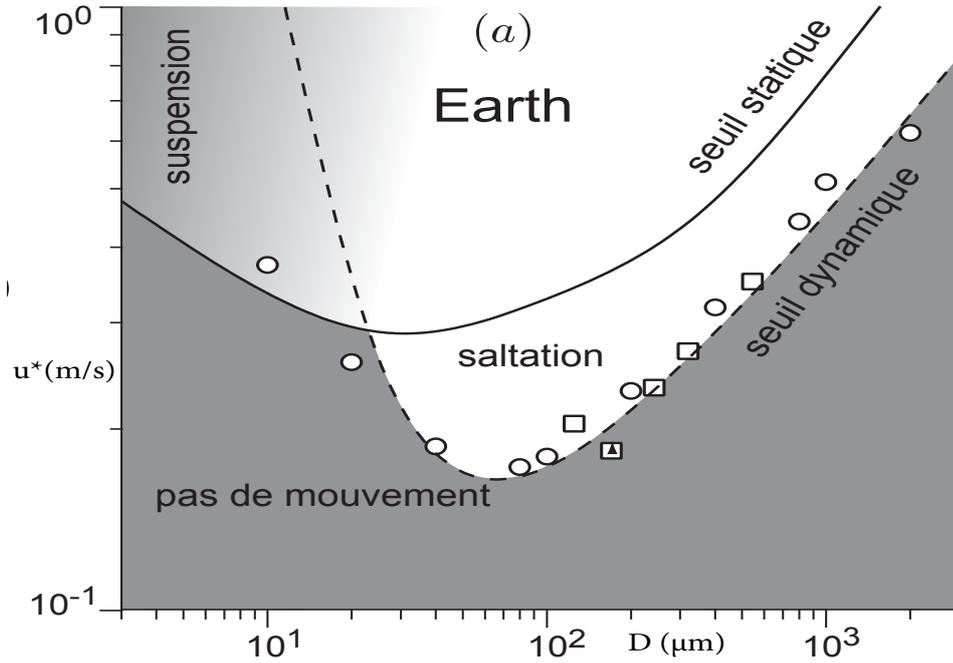


FIGURE 1.10 – Seuil statique et dynamique (u_*^s, u_*^d) respectivement en (trait continu et trait discontinu) en fonction du diamètre des particules. Les symboles correspondent aux mesures effectuées par *Chepil* [1945] (\circ) et *Iversen and Rasmussen* [1994] (\square). La ligne en discontinu est la prédiction du modèle proposé par *Claudin and Andreotti* [2006]. Figure extraite de [*Durán et al.*, 2011].

est par contre lui beaucoup plus intuitif car il quantifie le cisaillement qui s'exerce sur une particule par rapport à son poids. La figure (1.11) représente la vitesse de frottement u_* en fonction de la vitesse nominale de l'écoulement U_∞ , *Ho* [2012] a conduit des mesures en soufflerie avec un sable naturel de diamètre $d \approx 230 \mu\text{m}$. On observe deux régimes linéaires différents correspondant respectivement à des situations sans et avec transport de sable. La transition entre les deux régimes est discontinue. La valeur la plus élevée de la vitesse de frottement obtenue dans le régime 'sans transport' est identifiée comme la vitesse seuil statique : $u_*^s = 0.21 \text{ m/s}$ (la vitesse nominale correspondante est $U_\infty = 4.8 \text{ m/s}$). Lorsque la droite correspondant au régime de 'transport' est extrapolée à de faibles valeurs de vitesses de frottement, intersecte le premier régime. L'intersection est identifiée comme étant la vitesse de frottement du seuil dynamique : $u_*^d = 0.17 \text{ m/s}$ (la vitesse nominale correspondante est $U_\infty = 3.8 \text{ m/s}$). De plus, il a trouvé que $u_*^d \approx 0.8u_*^s$ qui est consistant avec les résultats obtenus par *Bagnold* [1941].

1.1.5.2 Lois de transport

Comprendre l'origine des flux de masses et les relier à la vitesse de l'écoulement et aux modes de transport est un problème fondamental de la physique du trans-

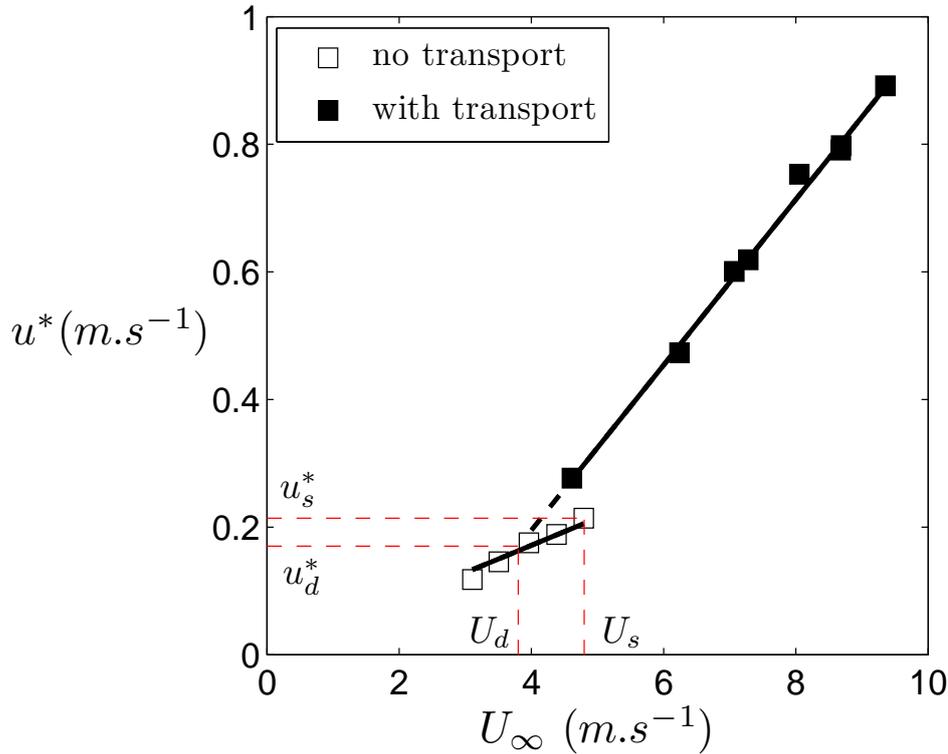


FIGURE 1.11 – Vitesse de frottement u_* en fonction de la vitesse nominale U_∞ . Figure extraite de [Ho, 2012].

port éolien. Nous nous concentrons sur les mécanismes de saltation. Dans ce cas, le flux saturé et la longueur de saturation sont deux quantités essentielles pour la caractérisation du transport éolien. Avant de présenter des relations empiriques qui caractérisent les flux de masses en fonction de la vitesse de l'écoulement, il est utile de décrire la notion de flux saturé à l'échelle des processus élémentaires qui contrôlent le mouvement des particules. Lorsque le transport s'initie et que la première particule en saltation (i.e. salton) s'extirpe du lit, deux régimes peuvent être envisagés. Le premier, dans la limite des écoulements faibles, correspond à un régime intermittent pour lequel l'impact du salton ne déstabilise pas le lit. En d'autres termes, la probabilité de rebond de la particule impactante et le nombre de reptons (particules en mode reptation) produits par chaque impact sont quasiment nuls. Si ce n'est pas le cas et que le salton rebondit avec une forte probabilité, un second régime conduit à la mise en place d'un régime de transport statistiquement stationnaire se construisant autour des échanges de quantité de mouvement entre l'écoulement et les grains en mouvement [Andreotti, 2004]. Dans la limite des écoulements forts, les saltons peuvent donc rebondir un grand nombre de fois en conservant une vitesse après rebond qui est directement proportionnelle à leur vitesse d'impact ([McEwan et al., 1992; Rioual et al., 2000;

(Werner and Haff, 1988; Anderson and Haff, 1988, 1991]). Chaque collision génère alors des reptons qui se propageront à la surface du lit. A mesure que le nombre de saltons et de reptons augmente, ils diminuent la contrainte basale en freinant l'écoulement. Au dessus d'une certaine limite, la vitesse de cisaillement sur le lit passe sous le seuil de mise en mouvement et aucun nouveau salton ne peut alimenter le transport. Il existe donc une solution d'équilibre pour laquelle le nombre de saltons qui se mettent au repos est exactement compensé par le nombre de particules mises en mouvement par l'écoulement. Cette solution est associée à un flux de saltons et de reptons que l'on qualifie de saturé et que l'on note Q_{sat} . De nombreux modèles de transport par saltation ont été développés, on retrouve de semi-empiriques [Bagnold, 1941; Owen, 1964] et les numériques [Anderson and Haff, 1991; Shao and Lu, 2000]. Tous ces modèles nous montrent la variation du flux de masse avec l'intensité de l'écoulement. Certains d'entre eux sont énumérés ci-dessous : Bagnold [1941] fut le premier à proposer une loi du transport de sable. Il a utilisé des arguments basés sur la trajectoire des grains en saltation. En supposant que toutes les trajectoires sont identiques, la contrainte de cisaillement des grains peut être exprimée comme suit :

$$\tau^p(z=0) = \Phi_0(u_{0\downarrow} - u_{0\uparrow}) \quad (1.18)$$

où ϕ_0 est la densité de flux massique verticale au lit, et $u_{0\uparrow}$ et $u_{0\downarrow}$ sont respectivement la vitesse des particules horizontale au décollage et à l'atterrissage. Rappelant que le flux de masse de transport Q , est reliée à la densité de flux massique verticale ϕ_0 à travers la longueur de saltation L_{sal} , nous obtenons :

$$Q = L_{sal} \times \Phi_0 = \frac{L_{sal}}{u_{0\downarrow} - u_{0\uparrow}} \tau^p(z=0) \quad (1.19)$$

Bagnold a assumé que $\tau^p \approx \rho_f u_*^2$ et a suggéré que la longueur de saltation et la vitesse des particules sur le lit sont proportionnelles à respectivement u_*^2/g et u_* . En utilisant une analyse adimensionnelle l'équation. (1.19) devient :

$$Q \propto \frac{\rho_f}{g} u_*^3 \quad (1.20)$$

C'est la fameuse loi de Bagnold avec une dépendance cubique à la vitesse de frottement de l'air. En se basant sur l'équation ci-dessus, il a ensuite proposé la loi suivante calibrée en fonction de ses résultats expérimentales :

$$Q = C_b \sqrt{\frac{d}{D_r}} \frac{\rho_f}{g} u_*^3 \quad (1.21)$$

Avec $C_b \approx 1.8$ et $D_r = 0.24 \text{ mm}$.

[Kawamura \[1951\]](#) a intégré en 1951 une dépendance explicite avec la vitesse de frottement seuil dans son modèle et a proposé la loi suivante :

$$Q_{Kawamura} = C_k \frac{\rho_f}{g} (u_* - u_*^d) (u_* + u_*^d)^2 \quad (1.22)$$

Avec $C_k = 2.78$ et $d = 307 \mu\text{m}$.

En 1964 [Owen \[1964\]](#) a développé un modèle basé sur des arguments concernant la concentration et la distribution verticale des grains en saltation. Il a suggéré que pour atteindre un état d'équilibre c'est lorsque la rétroaction du vent sur les particules en saltation aura réduit la vitesse de frottement du vent à la valeur seuil dynamique u_*^d . En utilisant les équations (1.18) et (1.19), le flux de masse peut être exprimé comme suit :

$$Q_{Owen} = \frac{L_{sat}}{u_{0\downarrow} - u_{0\uparrow}} \rho_f (u_*^2 - u_*^{d2}) \quad (1.23)$$

Des hypothèses supplémentaires concernant la longueur de saltation et la vitesse horizontale des particules l'ont amené à proposer la formulation suivante pour le flux de masse :

$$Q_{Owen} = \frac{\rho_f}{g} (u_*^2 - u_*^{d2}) (C_{o1} u_* + C_{o2} v_t) \quad (1.24)$$

Avec $C_{o1} = 0.25$ et $C_{o2} = 0.33$. v_t est la vitesse terminale de la particule.

[Lettau and Lettau \[1978\]](#) ont proposé en 1978 une formulation légèrement différente de Kawamura :

$$Q_{Lettau} = C_l \sqrt{\frac{d}{D}} \frac{\rho_f}{g} (u_* - u_*^d) u_*^2 \quad (1.25)$$

Avec $C_l = 6.7$.

[Sørensen \[2004\]](#) a développé en 2004 un modèle analytique qui incorpore les processus physiques du transport par saltation :

$$Q_{Sorensen} = \frac{\rho_f}{g} u_*^3 \left[1 - \left(\frac{u_*^d}{u_*} \right)^2 \right] + \left[C_{s1} + C_{s2} \left(\frac{u_*^d}{u_*} \right)^2 + C_{s3} \left(\frac{u_*^d}{u_*} \right) \right] \quad (1.26)$$

Où les constantes sont des paramètres liés à la granulométrie des particules. Pour $d = 230 \mu\text{m}$, $C_{s1} = 0$, $C_{s2} = 3.7$, $C_{s3} = 2.4$.

[Creysse et al. \[2009\]](#) ont proposé en 2009 une relation quadratique basée sur

des résultats expérimentaux et des prédictions numériques :

$$Q_{Creysseles} = \frac{C_c \rho_f}{g} \sqrt{gd} \left(u_*^2 - u_*^{d^2} \right) \quad (1.27)$$

Avec $C_c = 28$ et $u_*^{d^2} = 0.2 \text{ m/s}$ pour des particules de diamètre $d = 242 \text{ }\mu\text{m}$.

Dans une étude comparative [Sherman et al. \[2013\]](#) ont évalué et calibré les constantes empiriques de six modèles de transport couramment utilisés ([\[Bagnold, 1941; Kawamura, 1951; Zingg, 1953; Owen, 1964; Hsu, 1971; Lettau and Lettau, 1978\]](#)). La comparaison a montré que les modèles (tous avec une échelle cubique) produisent une prédiction très différente pour des conditions environnementales identiques, bien que la physique générale représentée par les modèles soit similaire. La plupart des modèles sur-estiment nettement les taux de transport. Après étalonnage, les auteurs ont conclu que la disparité entre les prédictions des différents modèles sont réduits d'environ un ordre de grandeur à environ un quart de grandeur, mais davantage de travail est nécessaire pour mieux prédire le flux de saltation.

Les expériences récentes en soufflerie ont révélé que la longueur de la saltation et la vitesse de la particule ne varient pas respectivement avec u_*^2 et u_* , mais sont indépendantes de la force d'écoulement ([\[Creysseles et al., 2009; Ho et al., 2014\]](#)). En conséquence, en contradiction avec la plupart des lois proposées dans la littérature, il existe une dépendance quadratique de Q avec la vitesse de frottement de l'air :

$$Q_{Ho} = C_h \sqrt{\frac{D}{g}} \rho_p \left(u_*^2 - u_*^{d^2} \right) \quad (1.28)$$

Où C_h est une constante qui dépend du diamètre des grains.

Cette relation quadratique a été d'abord suggérée par [Ungar and Haff \[1987\]](#) et confirmée par des modèles numériques ultérieurs ([\[Andreotti, 2004; Almeida et al., 2007; Creysseles et al., 2009\]](#)) et récemment par des mesures sur le terrain [\[Martin and Kok, 2017\]](#). [Durán et al. \[2011\]](#) ont trouvé que pour des vitesses de frottement bien au-dessus du seuil, Q commence à évoluer en u_*^3 . Cependant, la transition entre les deux comportements d'échelle différents se produit à des vents plus grands que les conditions de terrain naturelles ordinaires ($u_* \geq 4u_*^d$). La mise à l'échelle cubique est également valable dans le cas de la saltation sur un lit rigide non érodable [\[Ho et al., 2011; Jenkins and Valance, 2014; Berzi et al., 2015\]](#).

Différentes hypothèses sur la dépendance de L_{sal} , u_* et u_*^d ont donné lieu à des équations différentes reliant Q à u_* , telles que résumées dans le tableau [3.2](#).

Équation du flux de masse	Commentaire	Référence
$Q_{Bagnold} = C_b \sqrt{\frac{d}{D_r}} \frac{\rho_f}{g} u_*^3$	$C_b = 1.5$	<i>Bagnold</i> [1941]
$Q_{Kawamura} = C_k \frac{\rho_f}{g} (u_* - u_d)(u_* + u_d)^2$	$C_k = 2.78$	<i>Kawamura</i> [1951]
$Q_{Owen} = \frac{\rho_f}{g} (u_*^2 - u_d^2)(C_{o1}u_* + C_{o2}v_t)$	$C_{o1} = 0.25$ et $C_{o2} = 0.33$ v_t est la vitesse terminale de la particule.	<i>Owen</i> [1964]
$Q_{Lettau} = C_l \sqrt{\frac{d}{B}} \frac{\rho_f}{g} (u_* - u_d) u_*^2$	$C_l = 6.7$	<i>Lettau and Lettau</i> [1978]
$Q_{Ungar} = C_{uh} \rho_f \sqrt{\frac{d}{g}} u_*^2 \left(1 - \frac{u_d^2}{u_*^2}\right)$	<i>Ungar and Haff</i> [1987] n'ont pas estimé la valeur de C_{uh}	<i>Ungar and Haff</i> [1987]
$Q_{Sorensen} = \frac{\rho_f}{g} u_*^3 \left[1 - \left(\frac{u_d}{u_*}\right)^2\right] + \left[C_{s1} + C_{s2} \left(\frac{u_d}{u_*}\right)^2 + C_{s3} \left(\frac{u_d}{u_*}\right)\right]$	$d = 230 \mu m, C_{s1} = 0, C_{s2} = 3.7, C_{s3} = 2.4$	<i>Sorensen</i> [2004]
$Q_{Durnin} = C_d \frac{\rho_f}{g} u_*^d u_*^2 \left(1 - \frac{u_d^2}{u_*^2}\right)$	$C_d \approx 5$	Proposé dans <i>Durnin et al.</i> [2011]
$Q_{Ho} = C_h \sqrt{\frac{D}{g}} \rho_p (u_*^2 - u_*^d)$		<i>Ho et al.</i> [2011, 2012, 2014]

TABLE 1.2 – Différentes lois de transport.

1.1.6 Transport hors équilibre

Si l'existence d'un flux saturé permet théoriquement d'estimer le transport de particules à partir de n'importe quel écoulement, cette solution d'équilibre n'est pas atteinte immédiatement et ne peut être observée que sur un lit parfaitement plat et uniforme. En effet, le transport ne s'adapte pas automatiquement (instantanément) aux variations locales du lit (topographie, composition) et de vitesse de l'écoulement. Au contraire, il existe une longueur de saturation L_{sat} sur la-

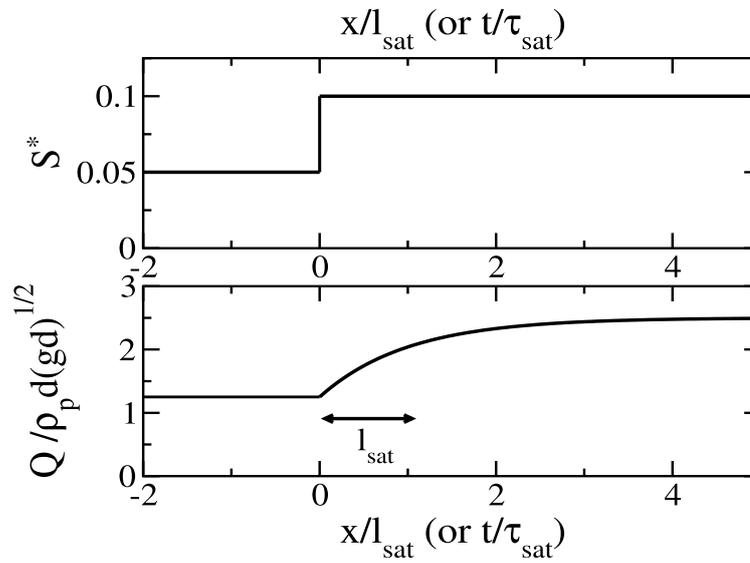


FIGURE 1.12 – Variation spatiale (ou temporelle) du flux de masse Q_{sat} sur un lit érodible qui subit une augmentation de la vitesse de l'air ; le flux de masse relaxe vers sa nouvelle valeur saturé sur une longueur de saturation. Figure extraite de [Valance *et al.*, 2015].

quelle les flux se stabilisent vers leurs solutions stationnaires (Voir figure 1.12). Cette longueur est bien entendu associée à un temps de saturation qui traduit les mêmes mécanismes de mise à l'équilibre. En linéarisant le problème autour de l'état d'équilibre, on peut rendre compte de ces retards par une simple équation de relaxation. À une dimension, on obtient une équation différentielle linéaire du premier ordre, de la forme :

$$T_{sat} \frac{\partial Q}{\partial t} + L_{sat} \frac{\partial Q}{\partial x} = Q_{sat} - Q \quad (1.29)$$

où T_{sat} est le temps et L_{sat} la longueur de saturation du flux. Le taux de relaxation $T_{sat} \sim 1$ s représente le temps nécessaire pour répondre aux changements du fluide et est en général court devant les temps d'évolution du relief respectivement pour les rides et dunes ($\sim 10^2 - 10^5$) de sorte qu'il peut être négligé dans les problèmes

de géomorphologie.

Il existe d'autres situations (instationnaires ou non-homogènes) où le flux de masse Q doit s'ajuster à sa valeur saturé Q_{sat} en raison de changements spatiaux ou temporels : pente du lit, rugosité, cohésion, diamètre du sable (polydisperse), direction du vent...

1.1.6.1 Les échelles caractéristiques des situations hors équilibre

Avant de discuter le rôle fondamental de cette longueur de saturation dans la physique du transport des particules, essayons d'en appréhender l'origine à partir des différents ingrédients qui contribuent au transport. Ainsi, il est raisonnable de considérer que la valeur de L_{sat} puisse dépendre (1) de la distance parcourue par un grain à chaque saut [Charru, 2006], (2) de la distance requise pour éjecter de nouvelles particules [Sauermann et al., 2001; Parteli et al., 2007a], (3) de l'inertie du fluide lorsqu'il se réadapte à un changement de flux [Andreotti, 2004], (4) de l'inertie des particules lorsqu'ils se mettent en mouvement [Andreotti et al., 2002a; Hersen et al., 2002]. Parce que tous ces ingrédients interviennent de manière indépendante, c'est le plus lent d'entre eux qui imposera la valeur de L_{sat} . Celle-ci reste encore très largement débattue dans la communauté scientifique et elle constitue aujourd'hui un thème de recherche relativement d'actualité [Jenkins et al., 2015]. Il convient de noter le travail de Andreotti et al. [2010] qui montre très clairement deux régimes pour l'établissement d'un flux saturé. Le régime initial dépend de la force de l'écoulement et semble donc être relié aux mécanismes qui contrôlent l'éjection des grains. Le second montre une relaxation exponentielle ne dépendant pas de la force de l'écoulement. Ce régime est probablement dominé par l'inertie des grains et donc par la distance que met un grain pour atteindre une vitesse stationnaire, typiquement celle de l'écoulement à la hauteur maximum que peut atteindre un grain en saltation. Pähtz et ses co-auteurs [Pähtz et al., 2013, 2014, 2015] ont récemment proposé une expression de la longueur de saturation basée sur la longueur de saltation L_{sal} qui est gouvernée par la vitesse des particules au dessus du lit : $L_{sat} \propto L_{sal} \approx V_p^2/g$ et comme la vitesse des particules à l'équilibre est invariante avec la vitesse du vent [Ho et al., 2011; Valance et al., 2015]. Cependant, la longueur de saltation est supposée être indépendante de la vitesse du vent comme la longueur de traînée.

1.1.6.2 Les modèles de relaxation

Expérimentalement, depuis le travail précurseur de Bagnold [1941], les paramètres de saturation de l'écoulement se mesurent à partir d'une discontinuité de

lit plat entre un fond érodable et un lit rigide. Ainsi, le flux initialement nul sur le fond rigide relaxe vers sa valeur saturée sur le lit érodable. En laboratoire et sur la base de mesures in situ, cette relaxation suit un régime exponentiel de la forme :

$$\frac{\partial Q}{\partial x} = -\frac{Q - Q_{sat}}{L_{sat}} \quad (1.30)$$

Il convient de noter que le flux de masse Q n'est rien d'autre que le produit de la masse de particules transportées par unité de surface par la vitesse moyenne des particules. Par conséquent, la physique du processus de saturation dépend fortement de l'interaction entre ces deux variables physiques. Cette équation décrit une situation non-homogène. Selon [Andreotti et al. \[2010\]](#), la solution de cette équation différentielle du premier ordre est :

$$Q(x) = Q_{sat}(1 - e^{-(x-x_0)/L_{sat}}) \quad (1.31)$$

D'autre part, une solution d'une forme générale peut s'écrire sous la forme :

$$Q(x) = Q_{sat} + (Q_{x_0} - Q_{sat}) \exp(-(x - x_0)/L_{sat}) \quad (1.32)$$

Où Q_0 définit le flux d'alimentation en amont en $x = x_0$; ce simple comportement exponentiel devrait fournir une bonne description du processus de relaxation tant que la valeur du flux de masse en amont Q_0 n'est pas trop éloignée de la valeur du flux saturé à l'équilibre Q_{sat} . [Andreotti et al. \[2010\]](#) ont confirmé par des expériences en soufflerie que l'étape finale de relaxation ($Q > Q_{sat}/4$) vers l'état saturé est bien décrite par l'équation. (3.4). Cependant, la première étape du processus ($Q < Q_{sat}/4$) qui correspond à la phase de croissance ou d'amplification du flux de masse n'est pas capturée par l'équation. (3.4). Dans la phase de croissance initiale, le processus d'érosion domine et est entraîné à la fois par entraînement aérodynamique et par impact (Splash). Dans ce qui suit, la longueur caractéristique associée à cette phase initiale sera appelée longueur d'amplification L_{amp} .

Le modèle de continu élaboré par [Sauermann et al. \[2001\]](#) représente une modélisation physique des phénomènes transitoires de saturation du flux. La couche des particules en saltation est considérée comme une fine couche fluide se déplaçant sur le lit immobile. Le flux de masse est décrit en calculant la densité moyenne et la vitesse des particules avec une longueur de saltation moyenne. Pour cela, Une équation de relaxation alternative a été proposée pour prendre en compte l'ensemble du processus de relaxation (de la phase de croissance initiale

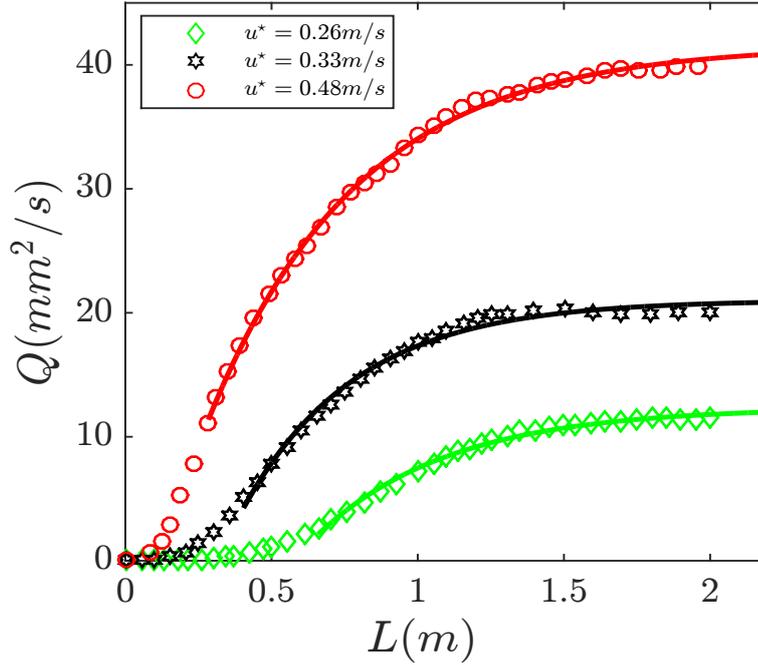


FIGURE 1.13 – Variation du flux de masse en fonction de la longueur du lit érodible x pour différentes vitesses de frottement $u_* = 0.26, 0.33$ et 0.48 m/s . Les lignes représentent un ajustement par l'équation. (3.4) en commençant depuis $x = x_0$ où x_0 est la distance correspondante à $Q = Q_{sat}/4$. Figure extraite et modifiée de [Andreotti et al., 2010]

à la phase de saturation) :

$$\frac{\partial Q}{\partial x} = -\frac{Q(Q/Q_{sat} - 1)}{L_{sat}}. \quad (1.33)$$

Cette équation diffère de l'équation. (1.30) par la présence d'un terme quadratique dans Q qui permet de décrire l'étape d'amplification pour un petit Q . Par contre, pour un flux de particules Q important (c'est-à-dire proche de Q_{sat}), on retrouve la loi de relaxation linéaire simple. Cette équation de relaxation non linéaire peut être facilement intégrée et donne :

$$Q(x) = \frac{Q_0}{Q_0/Q_{sat} + (1 - Q_0/Q_{sat}) \exp(-x/L_{sat})} \quad (1.34)$$

Concernant le modèle non-linéaire de Sauer mann et al. [2001], on peut noter en effet que si on impose un flux nul en amont, le flux reste nul pour tout x . Ce qui veut dire qu'il faut un temps infini pour nucléer le transport. Pour que le transport se développe, il faut un flux fini en amont qui peut être cependant aussi petit que l'on veut mais doit rester fini. Plus le flux en amont est petit, plus la phase d'amplification est longue.

D'autres résultats expérimentaux indiquent cependant des processus de relaxation plus complexes avec un dépassement (Overshoot) accompagné parfois d'un comportement oscillatoire. En particulier, [Bagnold \[1941\]](#) a rapporté des expériences en soufflerie montrant que ce type de relaxation complexe se produit lorsque le flux de masse en amont Q_0 réglé à l'entrée de la soufflerie est fixé pour une valeur finie (Voir figure. (1.14)).

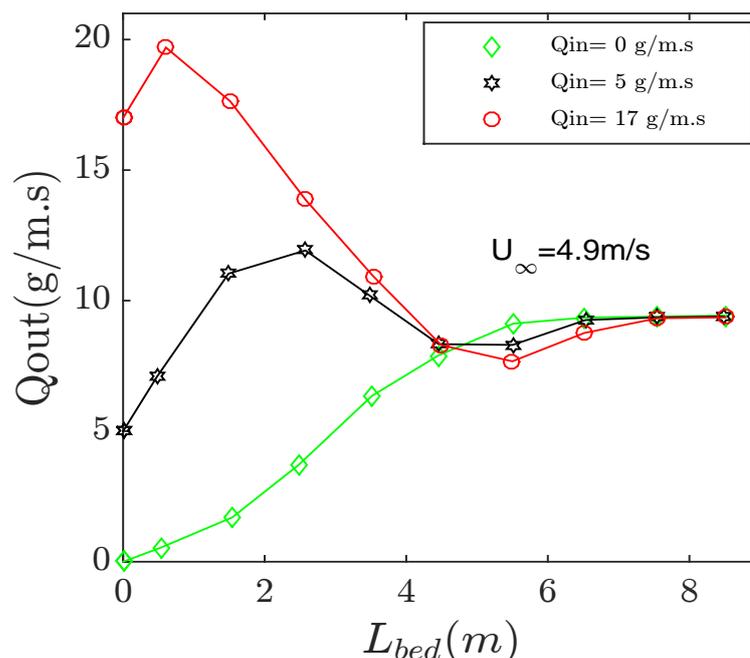


FIGURE 1.14 – Variation du flux de masse en fonction de la longueur du lit érodible x pour différents flux à l'entrée de la soufflerie $Q_0=0, 5$ et $17 (g/m.s)$. Figure extraite et modifiée de [[Bagnold, 1941](#)]

Dans les expériences Bagnold, le flux de masse en amont est réglé avec un dispositif de trémie appliqué sur le toit du tunnel. Les données de Bagnold ne peuvent pas être décrites par une simple relaxation exponentielle ou non-linéaire mais partagent certaines caractéristiques d'un oscillateur harmonique amorti comme le montre la figure. (1.14).

1.1.6.3 Conséquence sur la formation des dunes

Nous montrons ici comment la longueur de saturation contrôle la longueur d'onde à laquelle apparaissent les dunes éoliennes (sur Terre). Un lit de sable plat, soumis à un écoulement dont la vitesse est au-dessus du seuil de transport se déstabilise, pour former des rangées périodiques de dunes transverses. Un bel exemple est présenté sur la figure. (1.15), où des ondulations apparaissent sur le flanc d'une grande barkhane qui joue ici le rôle du lit plat. Qualitativement,

cette instabilité peut se comprendre comme suit. Considérons un lit sinusoïdal de faible amplitude $Z = z \exp ikx$, où $k = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde (Figure. 1.15). Au premier ordre, l'effet du relief est d'augmenter la vitesse et la contrainte au

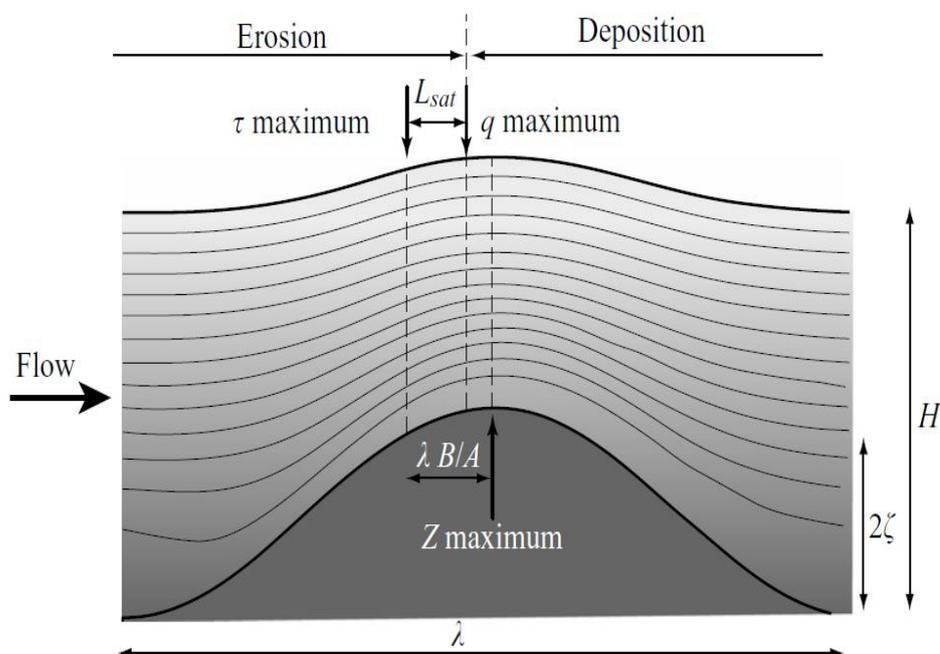


FIGURE 1.15 – Instabilité hydrodynamique conduisant à des dunes de sable. Schéma montrant les lignes de courant du vent sur une bosse de profil gaussien dans la direction longitudinale du vent (surface solide). τ_{max} et Q_{max} indiquent respectivement les positions de la contrainte de cisaillement maximale et du flux de sable saturé. La longueur de saturation, L_{sat} , donne la distance horizontale de relaxation du flux (Q) vers sa valeur saturé (Q_{sat}) en raison de la variation de la vitesse du vent le long du profil de la bosse. La bosse se développe si le flux maximum est atteint en amont de la crête de la bosse. Figure extraite de [Durán et al., 2011].

niveau des bosses et de la diminuer dans les creux, par pincement des lignes de courants. Le flux de transport Q augmente donc le long de la face amont, ce qui donne lieu à une érosion, et diminue le long de la face arrière, ce qui donne lieu à une déposition. Il en résulte une propagation de la déformation dans la direction de l'écoulement. Pour expliquer une amplification, il faut tenir compte simultanément des contraintes de cisaillements et des effets inertiels du fluide. Dans ce cas, il existe un déphasage entre la perturbation du relief et la contrainte basale, le maximum de contrainte se retrouvant en amont du sommet de la bosse. Ce déphasage conduit alors à une accumulation de sable au sommet et donc à une amplification de la bosse. L'idée que la longueur de saturation L_{sat} qui est l'échelle de longueur, la plus pertinente dans la problématique de la formation des dunes, a été premièrement introduite dans le domaine du transport éolien

par [Sauermann et al. \[2001\]](#); [Andreotti et al. \[2002a,b\]](#); [Kroy et al. \[2002a,b\]](#). La prédiction théorique de la longueur d'onde à laquelle les dunes émergent d'un lit de sable plat a été progressivement affinée depuis la première analyse de stabilité linéaire d'[Andreotti et al. \[2002a,b\]](#). Elle est basée sur deux étapes distinctes. Premièrement, il faut faire le calcul hydrodynamique du champ de vitesse turbulente autour des obstacles de faible amplitude [[Jackson and J. Hunt, 1975](#)]. Ensuite, on extrait de ces calculs les composantes de la contrainte de cisaillement basale en phase et en quadrature avec le profil d'élévation du lit, en fonction du rapport de la longueur d'onde λ et la rugosité aérodynamique z_0 . Le calcul le plus détaillé a été effectué par [Fourrière et al. \[2010\]](#).

1.2 Modélisation du transport éolien

Il existe plusieurs types de simulation pour le transport éolien suivant les échelles caractéristiques qui varient généralement de l'échelle d'une particule à tout un système de particules. La différence entre ces modèles réside dans la méthode de couplage entre la phase fluide et solide (particule) et aussi dans la méthode de fermeture. Les modèles numériques, dans le transport éolien, sont essentiellement basés sur la description de l'interaction entre la phase fluide et solide. Suivant cette décomposition di-phasique, deux possibilités majeurs s'affichent : Une description continu pour les deux phases (Euler/Euler) ou bien une description continu pour le fluide et discrète pour le solide (Euler/Lagrange). Nous avons adopté la dernière méthode pour l'élaboration de notre code de calcul.

1.2.1 Modélisation de la phase fluide

Un écoulement atmosphérique est régi par les équations de transport qui sont basées sur des principes physiques de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie. Dans le présent travail, on suppose que l'écoulement est incompressible puisque la variation de pression observée n'est pas assez grande pour produire des variations de densité. Ensuite, les équations de continuité et de quantité de mouvement sont découplées de l'équation d'énergie et sont résolues séparément. En outre, il est considéré comme des conditions atmosphériques neutres. Par conséquent, le profil vertical de température est adiabatique et l'équation d'énergie n'a pas besoin d'être résolue car la température potentielle est constante. Sous ces hypothèses, les équations de Continuité et de quantité de mouvement pour les fluides newtoniens peuvent être écrites comme suit :

Équation de continuité (Conservation de masse)

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.35)$$

Équation de bilan de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial (\rho_f U_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_f U_i U_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \rho_f g_i \quad (1.36)$$

Où t est le temps, x_i et U_i sont les coordonnées cartésiennes et les composantes de la vitesse dans la direction i , respectivement, P est la pression statique et τ_{ij} est le tenseur des contraintes :

$$\tau_{ij} = 2\mu S_{ij} \quad (1.37)$$

Où S_{ij} est le tenseur du taux de déformation :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (1.38)$$

- Modèles de turbulence

Afin de résoudre numériquement un écoulement atmosphérique turbulent, les équations gouvernantes et leurs conditions aux limites doivent être discrétisées dans le temps et dans l'espace. Selon la résolution de la grille, il existe une classification de la méthodologie de la solution : Simulation Numérique Directe (DNS), Simulation aux grandes échelles (LES) et la moyenne de Reynolds pour les équations de Navier-Stokes (RANS). La (DNS) résout toutes les échelles turbulentes de l'écoulement, d'où la nécessité d'espacer la grille par rapport à la taille de l'échelle de Kolmogorov. Il n'y a pas d'approximations ou de simplifications pour la modélisation de la turbulence et les erreurs ne sont liées qu'à la méthode numérique utilisée. Cependant, les exigences de calcul élevées limitent encore l'implémentation pratique du (DNS) à des écoulement relativement simples. Les écoulements avec une géométrie complexe et des valeurs élevées du nombre de Reynolds nécessitent une modélisation mathématique pour tenir compte des effets de turbulence. Les modèles (LES) résolvent les plus grandes échelles et modélisent les plus petites. Une fois que les grandes échelles sont les principales responsables du transport, la (LES) semblent être une bonne alternative au (DNS). Néanmoins, les ressources de calcul imposent également une limitation. Les modèles (RANS) sont fréquemment utilisés pour décrire les effets de la turbulence en raison de leurs faibles exigences de calcul par rapport au (DNS) et aux (LES) puisque seules les valeurs

moyennes sont résolues et toutes les échelles de turbulence sont modélisées. La section suivante présente l'approche statistique de la modélisation (RANS) et une brève description de la modélisation de la turbulence. Pour plus de détails les lecteurs sont invité à consulter ces ouvrages de spécialité. [Pope, 2000; Schlichting and Gersten, 2000; Wilcox, 2006]

- Description du modèle utilisé 'RANS'

Osborne Reynolds a supposé que toute grandeur peut être décomposée en une valeur moyennée temporellement ($\bar{\phi}$) et une valeur fluctuante (ϕ') autour de cette moyenne (Voir figure. (1.16)). Dans un régime d'écoulement turbulent, celui ci

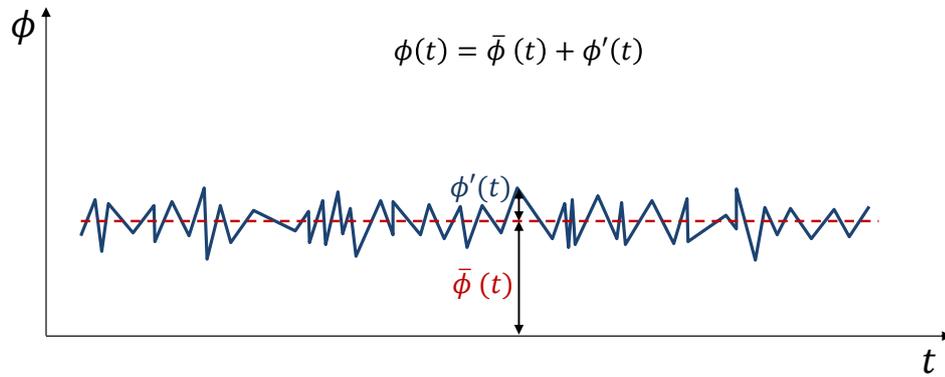


FIGURE 1.16 – Représentation schématique de la variation aléatoire d'une grandeur physique.

est caractérisé par une fluctuation de vitesse irrégulière. En général, la vitesse et la pression du fluide peuvent être écrites sous les formes suivantes :

$$U_i = \bar{U}_i + u'_i \quad P_i = \bar{P}_i + p'_i \quad (1.39)$$

Les variables décomposées sont introduites dans les équations de conservation de la masse et de quantité de mouvement (Équation. 1.35 et 1.36) et moyennées sur un intervalle de temps suffisamment important pour dépasser les échelles temporelles des plus grands tourbillons. En supposant que l'écoulement est stable, les équations gouvernantes de Reynolds peuvent être écrites comme suit :

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.40)$$

$$\frac{\partial (\rho_f \bar{U}_i \bar{U}_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij}^v + \tau_{ij}^t) - \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \rho_f g_i \quad (1.41)$$

Où τ_{ij}^v est le tenseur des contraintes visqueuses

$$\tau_{ij}^v = 2\mu \overline{S_{ij}} \quad \text{avec} \quad \overline{S_{ij}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (1.42)$$

et τ_{ij}^t est le tenseur des contraintes de Reynolds :

$$\tau_{ij}^t = -\rho_f \overline{u'_i u'_j} \quad (1.43)$$

1.2.2 Modélisation de la phase granulaire

La description d'un milieu granulaire est toujours un problème d'actualité. Dans les écoulements rapides et dilués de grains, le milieu granulaire est assimilable à un gaz et les interactions entre grains se font par des collisions binaires. Dans les écoulements très lents présents en mécanique des sols, le milieu granulaire est assimilable à un solide et la friction joue un rôle prépondérant dans ces écoulements. Il existe un régime d'écoulement intermédiaire qui est l'écoulement dense de grains assimilable à l'écoulement d'un fluide qui a fait l'objet de plusieurs théories pour être décrit. Nous allons exposer ici les fondements de deux d'entre elles.

- Modèle continu : Théorie cinétique des gaz (régime dilué)

Lorsque des grains se trouvant dans une boîte sont agités très fortement, on rencontre cependant un régime appelé dilué. Ce régime est caractérisé par une très faible densité et les grains possèdent une énergie cinétique très élevée. Les particules interagissent principalement par collisions binaires inélastiques. Le développement d'une théorie cinétique pour les milieux granulaires est inspiré par la théorie cinétique des gaz moléculaires et a réellement commencé par l'introduction de la notion de "température granulaire", définie à partir des fluctuations de vitesses :

$$T_g = \langle \delta v^2 \rangle \quad (1.44)$$

Où $\delta v = V - v$ est la vitesse fluctuante du grain. V est la vitesse instantanée et v est sa vitesse moyenne. Cette théorie a été introduite par [Ogawa \[1978\]](#) et ensuite améliorée par [\[Haff, 1983; Jenkins and Savage, 1983; Lun et al., 1984; Jenkins and Richman, 1985\]](#). Trois équations décrivent ce milieu dilué : la conservation de la matière, la conservation de la quantité de mouvement et une troisième équation traduisant un bilan énergétique.

Tout en représentant un avantage considérable, ce formalisme souffre des

contraintes liées à la difficulté de résoudre l'équation de Boltzmann. En particulier, il nécessite une hypothèse pour les collisions binaires, et par conséquent exclut la description des écoulements granulaires denses. Malgré cette hypothèse de base, des tentatives ont été faites pour étendre le formalisme aux écoulements granulaires denses [Jenkins, 2006, 2007; Jenkins and Berzi, 2010], introduisant une longueur de corrélation empirique dans les équations. La plupart des avantages d'un formalisme rigoureux sont cependant perdus lors de l'introduction d'équations empiriques dans un contexte où les hypothèses de formalisme ne sont pas vérifiées.

- Modèle continu : Théorie du $\mu(I)$ (régime dense)

Une autre approche des simulations granulaires qui ne présente pas ces inconvénients majeurs consiste à traiter le matériau granulaire comme un milieu continu obéissant à des lois rhéologiques qui décrivent avec une précision plus ou moins grande le comportement du milieu granulaire. Une proposition de rhéologie semble à ce jour se démarquer. Il s'agit de la rhéologie dite " $\mu(I)$ " introduite il y a plus de 10 ans [Da Cruz et al., 2005; GDRMiDi, 2004; Jop, 2006; Jop et al., 2005]. Elle repose sur l'expression du coefficient de frottement effectif lié au système en fonction d'un nombre adimensionnel I basé sur le rapport des différents temps caractéristiques du système.

La rhéologie dite $\mu(I)$ a été introduite par [Da Cruz, 2004; Iordanoff and Khonsari, 2004]. Ces deux travaux portent sur des simulations numériques de cisaillement de milieux granulaires dans une configuration plan-plan en l'absence de gravité. Cette géométrie consiste à confiner la matériau granulaire entre deux plaques rugueuses et de le soumettre à une pression P (Figure. 1.17).

La plaque supérieure, libre de se déplacer verticalement, est tirée à une vitesse constante V_w et la contrainte tangentielle τ nécessaire au déplacement est mesurée. Un tel écoulement est continu et le profil de vitesse, en l'absence de gravité, est linéaire (Figure. 1.17). Les résultats de ces simulations montrent que les contraintes horizontales et verticales sont proportionnelles et que :

$$\frac{\tau}{P} = \mu(I) \quad (1.45)$$

Avec

$$I = \frac{|\dot{\gamma}|d}{\sqrt{P/\rho_p}} \quad (1.46)$$

Dans cette dernière équation, ρ_p est la densité des grains, $\dot{\gamma}$ le taux de cisaillement

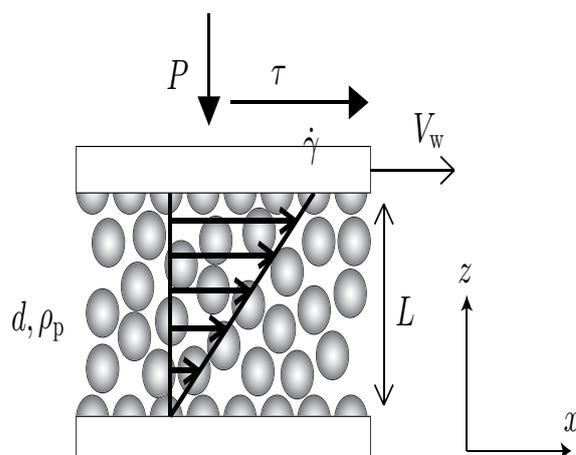


FIGURE 1.17 – Définition de la pression P , du cisaillement τ et du taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ dans le cas d'un milieu granulaire cisailé. Figure extraite de [Andreotti et al., 2013].

et d le diamètre des grains. I est le nombre inertiel qui peut être interprété comme le rapport de deux temps caractéristiques [GDRMiDi, 2004] :

$$I = \frac{t_p}{t_{\dot{\gamma}}} \text{ avec } t_p = d\sqrt{\frac{\rho_p}{P}} \text{ et } t_{\dot{\gamma}} = \frac{1}{|\dot{\gamma}|} \quad (1.47)$$

Où t_p est le temps microscopique de réarrangement de particules sous la pression de confinement et $t_{\dot{\gamma}}$ est le temps macroscopique correspondant au cisaillement global du milieu. Jop et al. [2005] ont démontré empiriquement que le coefficient

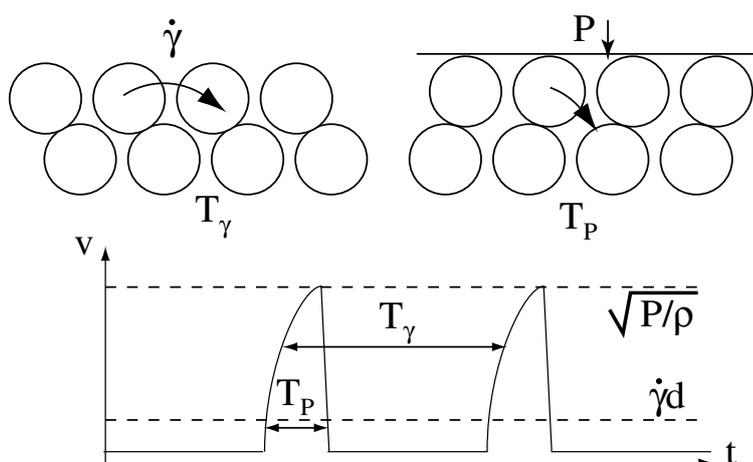


FIGURE 1.18 – Signification physique du temps de déformation $t_{\dot{\gamma}}$ et de l'échelle de temps de confinement t_p . Figure extraite de [GDRMiDi, 2004].

de frottement effectif μ du système est relié à ce nombre inertiel I via l'expression

suivante :

$$\mu(I) = \mu_s + \frac{\mu_2 - \mu_s}{I_0/I + 1} \quad (1.48)$$

- Modèle discret : Méthode aux éléments discrets *DEM*

La méthode des éléments discrets (DEM) introduite par [Cundall and Strack \[1979\]](#), est parmi les outils les plus puissants pour la simulation des matériaux granulaires. La DEM est basée sur une approche Lagrangienne qui détermine la position, la vitesse et l'orientation des particules à chaque pas du temps durant la simulation. Cette méthode est capable de simuler l'écoulement des grains de propriétés physiques différentes. Le succès de la DEM est toujours liée à sa capacité de simuler un grand nombre de particules avec de petits pas de temps. Celle-ci est limitée par l'étape de détection de contact entre particules qui est coûteuse en terme de temps CPU. Cependant, les grands progrès dans les machines de calculs, dans les méthodes numériques, dans la conception et les langages de programmation ont augmenté les capacités de simulation des matériaux granulaires avec la DEM.

1.2.3 Différents modèles de couplage

- fluide (Euler) / grain (Euler)

Les modèles eulériens [[Sauermann et al., 2001](#); [Jenkins et al., 2010](#); [Lammel et al., 2012](#); [Pähtz et al., 2012](#)] sont des approches alternatives et complémentaires. Contrairement aux approches lagrangiennes, elles ne requièrent pas le calcul explicite des trajectoires de particules mais sont basées sur la description de la phase particulaire comme un continuum caractérisé par une vitesse et une concentration de particules moyennes locales. Ces approches continues peuvent également fournir des estimations raisonnables des caractéristiques saillantes du transport de sable éolien, y compris les paramètres de trajectoire. En outre, ils fournissent un outil essentiel pour la modélisation des phénomènes à grande échelle tels que la formation des rides et de dunes.

Dans la présente thèse, il n'y a pas de place pour une présentation détaillée des différents modèles continus. Nous renvoyons le lecteur à, par exemple, les approches continues récemment développées par [Jenkins et al. \[2010\]](#); [Lammel et al. \[2012\]](#); [Pähtz et al. \[2012\]](#). Cependant, nous aimerions aborder une question importante concernant ces approches continues : quelle est la meilleure stratégie pour paramétrer la grande distribution des trajectoires de particules et des vitesses avec un nombre réduit de variables continues ? La manière la plus simple

(mais pas nécessairement la plus pertinente) est de ne considérer que le premier moment de la distribution de la vitesse des particules comme dans [Sauer mann et al. \[2001\]](#). L'étape supplémentaire consiste à inclure des moments plus élevés de la distribution de vitesse (par exemple, le second moment connu sous le nom de "température granulaire") comme développé dans [[Jenkins and Berzi, 2010](#); [Pächtz et al., 2012](#)]. Une approche alternative pour mieux paramétrer la distribution de la vitesse des particules consiste à considérer deux espèces efficaces de grains de reptation et de saltation (correspondant à des particules faiblement et hautement énergétiques, respectivement) telles qu'introduites à l'origine par [Bagnold \[1941\]](#). Cette approche a été récemment développée par [Lammel et al. \[2012\]](#) et pourrait être une stratégie prometteuse pour traiter les régimes d'écoulement instationnaires ou non-homogènes. Récemment, [Jenkins and Valance \[2018\]](#) ont élaboré une version plus affinée du modèle de [Sauer mann et al. \[2001\]](#) afin d'étudier le transport éolien dans des conditions instables et non-homogènes. Le problème soulevé par cette approche est d'attribuer des propriétés physiques pertinentes à chaque espèce, ce qui reste un sujet à débattre.

- fluide (Euler) / grain (Lagrange)

La plupart des approches utilisées pour la modélisation du transport éolien sont basées sur le calcul des trajectoires des grains [[Ungar and Haff, 1987](#); [Anderson and Haff, 1988, 1991](#); [Werner, 1990](#); [Creysse ls et al., 2009](#); [Kok and Renno, 2009](#)] qui sont déterminées par :

$$\frac{dr}{dt} = \xi \quad (1.49)$$

$$\frac{d\xi}{dt} = - \left(g + \frac{C\sqrt{gd}}{d\sigma} \xi_z \right) + \frac{C\sqrt{gd}}{d\sigma} (U - \xi_x) \quad (1.50)$$

Où $r = (x, z)$ et $\xi = (\xi_x, \xi_z)$ sont les positions et les vitesses des particules. σ est le rapport entre la densité des particules et la densité de l'air, C est un coefficient de traînée. L'écoulement de l'air est généralement décrit par un modèle hydrodynamique simplifié basé sur la théorie de la longueur de mélange de Prandtl.

$$\frac{dU}{dz} = \frac{\sqrt{\tau^f(z)/\rho_f}}{\kappa l} \quad (1.51)$$

Où $\tau^f(z)$ est la contrainte de cisaillement locale de l'air en hauteur z , l est la longueur de mélange et $\kappa = 0.4$ est la constante de Von Karman. La résolution du problème consiste donc à déterminer le profil vertical de la contrainte de cisaillement de l'air, $\tau^f(z)$, dans un état d'équilibre de saltation afin de calculer le profil du vent à l'équilibre et l'ensemble des trajectoires de particules. En équilibre,

la contrainte de cisaillement totale (c'est-à-dire la somme de la contrainte de cisaillement de la particule et de l'air) est constante de sorte que :

$$\tau^f(z) = \rho_f(\sigma - 1) g d Sh - \tau^p(z) \quad (1.52)$$

$$\tau^p(z) = -\rho_p \phi(z) \langle \xi_x \xi_z \rangle \quad (1.53)$$

Où $\langle . \rangle$ indique une moyenne sur toutes les particules à une hauteur donnée. La contrainte de cisaillement des particules peut être estimée à partir de la détermination des trajectoires de particules qui nécessite la connaissance du profil du vent à l'équilibre, de sorte que les caractéristiques de la phase particulaire et fluide soit couplées.

Avant d'aller plus loin, nous voudrions souligner que la détermination des trajectoires de particules nécessite la connaissance du profil du vent ainsi que la distribution de la vitesse des particules au lit. Cette dernière dépend fortement du comportement des particules près du lit qui inclut des informations sur le Splash. Les modèles théoriques et numériques devraient donc incorporer la description de ce processus pour prédire les caractéristiques réalistes du transport par saltation.

- Approche Lagrangienne standard

Dans les approches Lagrangiennes basées sur le calcul explicite des trajectoires de particules [Anderson and Haff, 1988, 1991; Werner, 1990; Kok and Renno, 2009], l'état stationnaire ou d'équilibre de saltation est déterminé par une procédure itérative. Les trajectoires de particules avec une gamme de vitesses initiales au lit sont suivies jusqu'à ce que les particules retournent au lit en intégrant les équations (1.49) et (1.50) et en supposant un profil de vent logarithmique initial non perturbé. Simultanément, l'évolution de la distribution de la vitesse des particules avec la hauteur est calculée, permettant ainsi de déterminer les profils de la concentration des particules et de la contrainte de cisaillement des particules, calculés en moyennes (voir équation. (1.53)). La valeur locale moyenne de la contrainte de cisaillement des particules est ensuite utilisée pour mettre à jour le profil du vent en utilisant une hypothèse de longueur de mélange (voir les équations (1.51) et (1.52)). Au niveau du lit, la distribution de la vitesse des particules entrantes est reliée à celle des particules sortantes par la fonction splash. L'ensemble du processus est itéré jusqu'à ce qu'un état stable soit atteint.

Werner [1990] a été l'un des premiers à développer un tel modèle discret en utilisant une fonction splash dérivée d'expériences sur les impacts de grains sur

un lit. [Kok and Renno \[2009\]](#) ont développé plus récemment une version affinée du modèle de Werner, capable de prendre en compte le transport d'un mélange de grains de différentes tailles. Pour ceci, ils implémentent une fonction splash étendue aux lits polydispersés. Ces simulations discrètes ont la capacité de reproduire les vitesses moyennes des particules et de l'air ainsi que la concentration des particules mesurées en laboratoire et sur le terrain. Ils ont notamment montré dans leurs simulations que les profils d'air obtenus pour différentes vitesses de vent présentaient le point focal comme conjoncturé par [Bagnold \[1941\]](#). Les simulations discrètes de [Kok et al. \[2012\]](#) prédisent également que la vitesse du grain à la surface du lit est invariante de la force du vent, en accord avec les expériences en soufflerie [[Creysse et al., 2009](#); [Ho et al., 2011](#)].

- Autres approche Lagrangienne

D'autres approches Lagrangiennes ont été développées au cours de la dernière décennie. On peut citer l'approche numérique de [Creysse et al. \[2009\]](#) qui consiste à résoudre les mêmes équations que celles du modèle de Werner, mais incorporent explicitement les moments à faible vitesse de la fonction splash dans un calcul des conditions aux limites qui s'appliquent au lit. Plus précisément, la moyenne et le premier moment de la fonction Splash sont utilisés pour calculer l'échange moyen des particules et la quantité de mouvement des particules à la surface du lit en régime stationnaire. Pour cela, la distribution des vitesses des particules éjectées est supposée être semi-gaussienne. Deux des trois paramètres qui caractérisent la fonction de distribution de la vitesse sont déterminés par l'équilibre de la masse et de la quantité du mouvement verticale entre l'écoulement et le lit. Cette simple simulation numérique reproduit la plupart des caractéristiques mesurées de l'écoulement de l'air et des particules. Celles-ci comprennent la forme des profils de vitesses moyennes de l'air et les particules, la décroissance exponentielle de la concentration et la dépendance mesurée du flux total de particules avec le nombre de Shields. Le fait qu'une simulation numérique utilisant un seul paramètre libre reproduise les caractéristiques observées dans le transport éolien par saltation en équilibre envisage la possibilité de développer une meilleure compréhension du processus.

Parmi les approches lagrangiennes récentes, on peut également citer celles basées sur des méthodes d'éléments discrets (DEM) [[Durán et al., 2011](#); [Carneiro et al., 2011, 2013](#)]. Contrairement aux approches précédentes, La DEM permet de résoudre simultanément le mouvement des grains et leurs interactions, y compris les collisions entre particules et les forces de traînée de fluide. Aucune fonction

splash n'est donc requise. Les approches DEM sont coûteuses en termes de temps CPU mais constituent un outil puissant. Comme indiqué dans Durán et al. [2011, 2012], les simulations de DEM ont la capacité de prédire les caractéristiques observées du profil de vitesse ainsi que les distributions de vitesse des particules. Durán et al. [2012] ont utilisé une simple description moyenne pour la phase fluide 'RANS' couplée à une méthode d'éléments discrets bidimensionnels pour la phase particulaire afin d'étudier numériquement la dépendance du transport de sédiments sur le rapport de densité solide-fluide. Les couplages DNS-DEM ont déjà été appliqués au transport de sédiments [Ji et al., 2013, 2014; Kidanemariam et al., 2013; Kidanemariam and Uhlmann, 2014]. Pour gagner du temps de calcul, Le couplage LES-DEM a été principalement utilisé pour analyser l'interaction entre le transport de sédiments en suspension et les structures turbulentes [Schmeeckle, 2014; Finn et al., 2014]. Enfin, il est utile de mentionner les tentatives réussies de simplification des approches Lagrangiennes ci-dessus [Andreotti, 2004; Jenkins and Valance, 2014]. Dans ces approches simplifiées, la distribution des trajectoires de particules est remplacée soit par un mode particule unique [Jenkins and Valance, 2014] ('modèle mono-espèce') soit par deux modes [Andreotti, 2004] incluant un mode faiblement et fortement énergétique correspondant aux particules à impact rapide et lent (modèle à deux espèces).

1.3 Objectifs de la thèse

D'un point de vue physique, l'objectif de cette thèse est d'étudier le transport éolien par saltation dans des conditions de transport hors équilibre (transition entre lit rigide et érodable). Pour cela, nous avons mené des expériences extensives en soufflerie afin de mieux appréhender les mécanismes responsable de la relaxation et de connaître les échelles caractéristiques reliées à ce processus.

- Nous avons adopté une approche simplifiée en ne faisant varier dans nos expériences que trois paramètres caractérisant nos conditions aux limites : le flux d'alimentation à l'entrée de la soufflerie Q_0 , la vitesse de l'air U_∞ et la longueur du lit érodable $L_{\text{érodable}}$.
- Nous avons aussi élaboré un code de calcul pour la simulation du transport éolien par saltation dans un régime d'écoulement stationnaire en utilisant une stratégie Lagrangienne pour la phase particulaire et Eulerienne pour la phase fluide. Pour cela, nous avons choisi la méthode *DEM* couplée à un modèle fluide type *RANS*.

Chapitre 2

Description du dispositif expérimental

Dans ce chapitre, nous décrivons la soufflerie et les instruments de mesure utilisés pour étudier le transport éolien du sable, ainsi que les protocoles adoptés pour les différentes expériences.

Sommaire

2.1	Caractéristiques du sable	44
2.2	Description de la soufflerie	45
2.3	Qualification de la couche limite turbulente dans la soufflerie	48
2.4	Techniques et moyens de mesure	49
2.4.1	Caractérisation du frottement basale en présence du transport	49
2.4.2	Mesure du flux de masse	51
2.5	Protocoles expérimentaux et plans d'expériences	52

2.1 Caractéristiques du sable

Le sable utilisé dans les expériences est extraité des carrières du site de NE-MOURS en France (SIFRACO NE 34). Nous avons ensuite utilisé la diffraction laser pour mesurer les distributions granulométriques des particules en mesurant la variation angulaire de l'intensité de lumière diffusée lorsqu'un faisceau laser traverse un échantillon de particules dispersées. Les grosses particules diffusent la lumière à de faibles angles par rapport au faisceau laser et les petites particules la diffusent à des angles supérieurs. Les données relatives à l'intensité diffusée en fonction de l'angle sont analysées pour déterminer la taille des particules qui ont

créé l'image de diffraction. La taille des particules représente le diamètre de la sphère équivalente ayant le même volume que la particule.

La figure (2.1) montre la distribution des tailles des particules. L'analyse des courbes de densité et de la fréquence cumulée nous a permis de déterminer le diamètre moyen des grains de sable $d_{moyen} = 200 \mu m$.

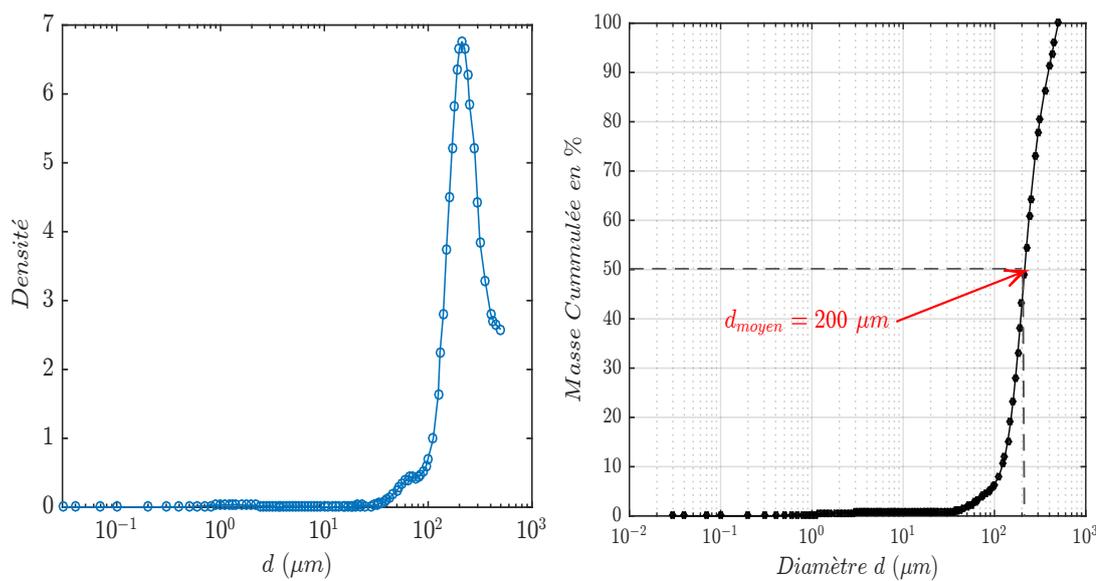


FIGURE 2.1 – Analyse granulométrique : Histogramme ou courbe en fréquence / fréquence cumulée

2.2 Description de la soufflerie

Les expériences ont été réalisées dans une soufflerie installée dans le Laboratoire de Thermocinétique de Nantes, (voir figure 2.2, 2.3). La soufflerie compose deux parties indépendantes : (i) la partie moteur et (ii) du tunnel. (i) Le modèle du moteur est DELTALAB EA 130 (Figure. 2.4) Il est composé d'un ventilateur centrifuge, une chambre de tranquillisation et un segment convergent. Le ventilateur centrifuge est entraîné par un moteur à induction et la vitesse de rotation du ventilateur est commandée par un variateur de vitesse. La chambre de tranquillisation a une section carrée de $1.5 \times 1.5 m^2$ et est composée successivement d'un filtre, d'un nid d'abeille d'une épaisseur de $90 mm$ et une largeur de maille de $8 mm$, et 3 grilles de fils de bronze. Enfin le segment divergent se termine par une section carrée de $0.3 \times 0.3 m^2$.

La vitesse d'air nominale U_∞ , à la sortie de la section du moteur, est continuellement variable entre 0 et $20 m.s^{-1}$, avec une intensité de turbulence $\Delta U_\infty / U_\infty$ d'environ 0.15% . (ii) Le tunnel est de $6.60 m$ de long avec une section transversale

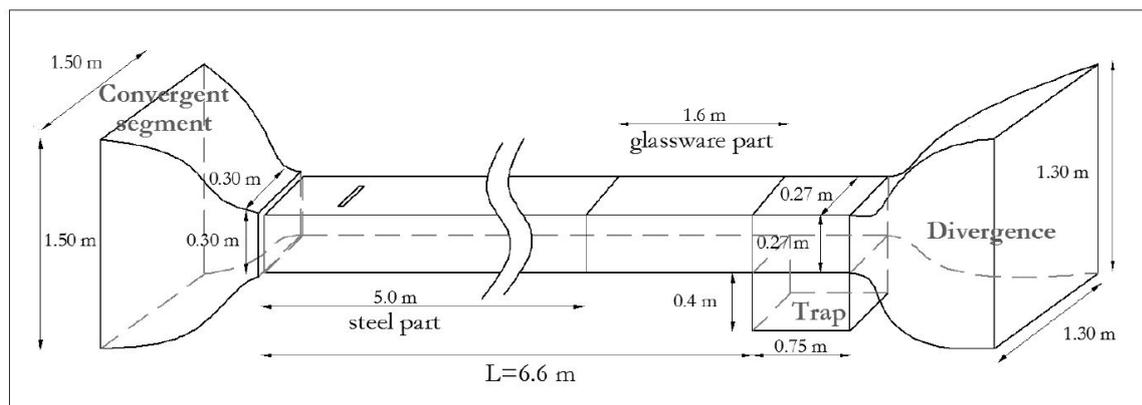


FIGURE 2.2 – Schéma descriptif de la soufflerie. Figure extraite de [Ho, 2012]



FIGURE 2.3 – Photo en profil de la soufflerie.



FIGURE 2.4 – La partie moteur : Face avant et arrière.

de $0.27 \times 0.27 \text{ m}^2$. Il se compose de trois parties :

- La première partie est de 5 m de long et les murs sont des plaques d'acier épaisses de 2 mm. Le plafond est entièrement amovible permettant un accès facile à l'intérieur du tunnel. Au début de cette section, une série de stries de turbulence d'une hauteur de 0.15 m sont installées pour augmenter ar-

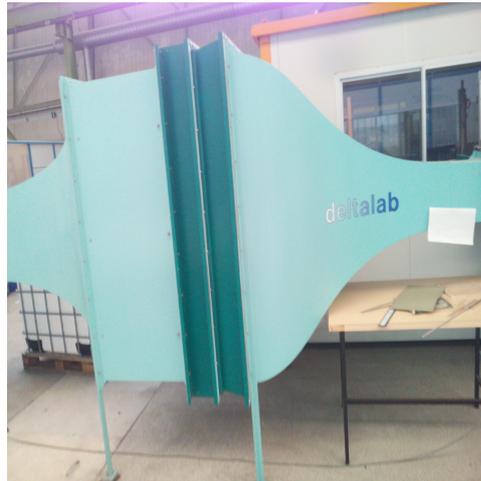


FIGURE 2.5 – La chambre de tranquillisation et la contraction.

tifiquement la hauteur de la couche limite et d'assurer un développement plus rapide du transport par saltation. Au début de cette section, sur le toit du tunnel une trémie 'Entonnoir' est installé (Voir figure 2.6), à l'aide de plaques perforées (Figure 2.7) on peut contrôler le flux de sable injecté dans le tunnel.



FIGURE 2.6 – Entonnoir.



FIGURE 2.7 – Les calibres utilisés pour permettre un flux constant et permanent à l'entrée de la soufflerie.

- Le deuxième segment d'une longueur de 1.60 m constitue la section d'essai où les mesures seront effectuées. Le plafond et les parois latérales sont en verre pour faciliter l'observation et les mesures optiques. L'une des deux parois est entièrement amovible permettant ainsi un accès facile à l'intérieur de la section d'essai.
- La dernière partie du tunnel d'une longueur de 2 m est composée d'un piège de sable d'une longueur de 0.75 m et une profondeur de 0.4 m (Figure 2.8) complétée par une chambre de collecte. Cette dernière a une section transversale de $1.3 \times 1.3 m^2$ et est équipé d'un filtre afin d'éviter l'échappement résiduel du sable depuis le tunnel.



FIGURE 2.8 – Piège de sable : Ce caisson sert à collecter le sable transporté par le vent. Après la collecte du sable il sera pesé.

2.3 Qualification de la couche limite turbulente dans la soufflerie

Les essais de calibration de la soufflerie ont été réalisés par Pajot [2001] au cours de sa thèse. Dans ses essais, Pajot a utilisé un anémomètre à fils chauds à température constante (EV-240 DeltaLab) pour mesurer le profil de la vitesse du vent et l'intensité de turbulence pour les différents régimes d'écoulements et la rugosité du lit. La sonde Dantec de 5 μm de diamètre a été placée à l'intérieur de la veine d'essai à une distance $x_d = 6 m$ de l'entrée du tunnel. Les profils de la vitesse moyenne du vent pour différents régimes sur un lit lisse (en tôle d'acier) et un lit rugueux (fait avec des particules collées de 232 μm de diamètre) ont été relevés. U^+ et z^+ sont respectivement la vitesse et la hauteur adimensionnelle et sont définies par :

$$U^+ = \frac{U}{u_*} \quad (2.1)$$

$$z^+ = \frac{u_*}{\nu} z \quad (2.2)$$

Où u_* est dite la vitesse de frottement et ν la viscosité cinématique de l'air (à une température ambiante $\nu = 1.43 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$). Le profil de la vitesse de l'écoulement montre quatre couches différentes, dans lesquelles la hauteur de chaque couche correspond à des conditions expérimentales estimées comme suit par Pajot [2001] :

- $z^+ < 10$: Une sous couche visqueuse près de la paroi où le profil de vitesse suit une loi linéaire :

$$U^+ = z^+ \quad (2.3)$$

- $10 < z^+ < 20$: Une couche de transition entre la sous couche visqueuse et la couche logarithmique.
- $20 < z^+ < 300$: Une couche logarithmique où le profil de vitesse suit une loi logarithmique :

$$U^+ = 2.5 \ln(z^+) + 5. \quad (2.4)$$

- $z^+ > 300$: Une couche influencée par le gradient de pression.

L'épaisseur de la couche limite δ , dans la section d'essai, peut être estimée par la hauteur à laquelle la vitesse de l'air est égale à 99% de la vitesse nominale de l'air (i.e. $U = 0.99 U_\infty$). Les mesures de Pajot donne $\delta_{exp} \approx 10 \text{ cm}$ pour $U_\infty = 5 \text{ m/s}$ et $\delta_{exp} = 8 \text{ cm}$ pour $U_\infty = 15 \text{ m/s}$, ces valeurs sont proches des valeurs théoriques données par la relation empirique suivante :

$$\delta = 0.37 \frac{x_d}{Re_x^{2/5}} = 0.37 x_d^{4/5} \left(\frac{\nu}{U_\infty} \right)^{(1/5)} \quad (2.5)$$

Où le nombre de Reynolds local ($x_d = 6 \text{ m}$) est défini comme : $Re_x = U_\infty x_d / \nu$. Pour $U_\infty = 5 \text{ m/s}$, $\delta_{théo} = 12.1 \text{ cm}$ et pour $U_\infty = 15 \text{ m/s}$, $\delta_{théo} = 9.7 \text{ cm}$.

2.4 Techniques et moyens de mesure

2.4.1 Caractérisation du frottement basale en présence du transport

Pour mesurer la vitesse nominale de l'air dans nos expériences, nous avons utilisé un tube Pitot placé à une distance $x_d = 6 \text{ m}$ de l'entrée du tunnel et relié à un manomètre pour mesurer simultanément la pression de l'air et est placé à l'extérieur de la couche limite ($z = 13 \text{ cm}$) (Voir figure 2.9, 2.10). Le signal numérique de pression est transmis à un ordinateur par l'intermédiaire du bloc

de connexion de National Instrument (BNC-2110) et est traité avec le logiciel Labview®. La figure (2.11) montre un exemple du signal numérique de pression

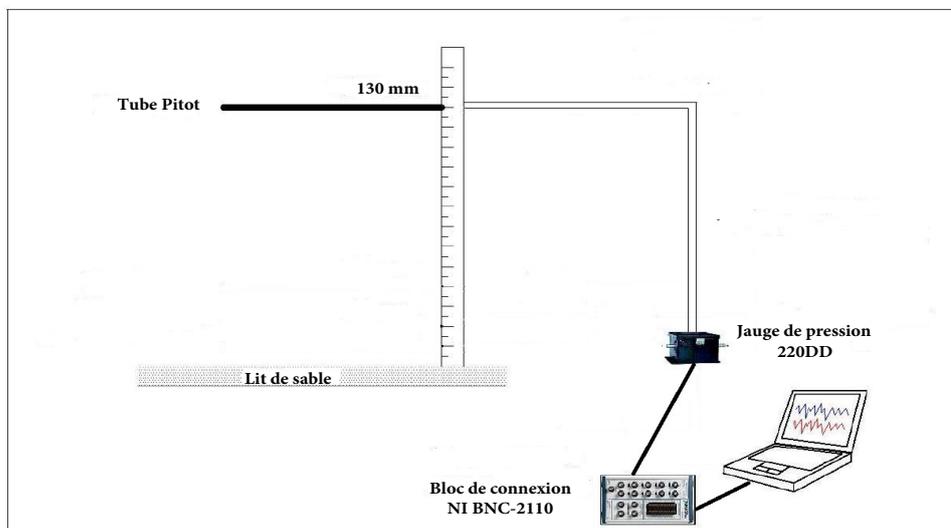


FIGURE 2.9 – Le système utilisé pour mesurer le profil du vent.



FIGURE 2.10 – Un tube pitot installé à une distance de 6 m de l'entrée de la soufflerie et à 13 cm du lit de sable de façon à mesurer la vitesse du vent U_∞ en dehors de la couche limite.

d'air (acquis à une fréquence de 100 Hz). La pression de l'air mesurée par la jauge de pression correspond à la différence de pression entre la pression totale de l'écoulement au point de stagnation et à une pression de référence correspondante à la pression statique mesurée à l'intérieur de l'écoulement en dehors de la couche limite. Ainsi, la pression de l'air mesurée n'est autre que la pression dynamique P_d locale qui est simplement liée à la vitesse du fluide par :

$$P_d = \frac{1}{2} \rho_f U^2 \quad (2.6)$$

Où ρ_f est la densité de l'air (à 20C, $\rho_f = 1.204 \text{ kg/m}^3$).

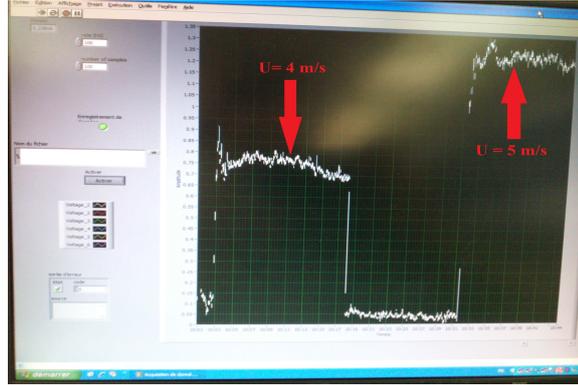


FIGURE 2.11 – Signal de la pression d’air obtenu à l’aide d’une jauge de pression pour des vitesses $U_\infty = 4$ et 5 m/s le tube pitot est installé à 13 cm de la paroi.

Une fois la vitesse nominale de l’air U_∞ obtenue. Maintenant, pour accéder à la vitesse de frottement basale en présence de transport, nous avons utilisé la corrélation que Ho [2012] a utilisé dans sa thèse et est représentée sur la figure (1.11). De cette manière, nous mesurons la vitesse de frottement basale dans un régime de transport saturé (à l’équilibre) et cette corrélation entre U_∞ et u_* se traduit par la relation suivante :

$$u_* = \alpha_t U_\infty + \beta_t \quad (2.7)$$

Avec $\alpha_t = 0.13$ et $\beta_t = -0.32$ m/s. Enfin le tableau (2.1) résume les valeurs des vitesses nominales de l’air testées ainsi que leurs vitesses de frottements et leurs Shields correspondants.

U_∞ (m.s ⁻¹)	u_* (m.s ⁻¹)	Sh
6	0.50	0.062
7	0.61	0.092
8	0.75	0.139
9	0.91	0.205
10	1.02	0.260

TABLE 2.1 – Valeurs des paramètres utilisées dans les expériences : Vitesse nominale du vent, vitesse de frottement et le nombre de Shields.

2.4.2 Mesure du flux de masse

Comme décrit précédemment, en bout de la section d’essai du tunnel, un piège d’une longueur de 75 cm s’étendant sur toute la largeur du tunnel, de telle sorte que la majeure partie du sable soit piégée dedans. Cependant, ce piège n’est pas

efficace à 100% par ce qu'une petite quantité de sable est toujours recueillie dans la section divergente finale du tunnel. Le sable recueilli à la fois dans le piège et dans la section de divergence est pesé : $M = M_{\text{piège}} + M_{\text{divergent}}$. Avec cette mesure, il est possible d'accéder au débit du sable par unité de largeur :

$$Q = \frac{M}{W \times T} \quad (2.8)$$

Où W et T représentent respectivement la largeur du tunnel et la durée de la mesure. En fonction de l'intensité du vent, la durée de mesure est choisie entre 1 et 10 minutes. En général, ce temps est assez long pour que la masse M recueillie soit importante et que la perte de masse au cours de la manipulation peut être ignorée. En outre, il ne devrait pas être trop long afin de veiller à ce que la surface du lit dans le tunnel n'ait pas changé significativement (soit en raison de l'érosion nette à haute résistance au vent ou à cause de la formation des rides de sable). On note qu'avant de commencer chaque expérience, le lit est toujours préparé de la même manière.

2.5 Protocoles expérimentaux et plans d'expériences

Les expériences en soufflerie ont été réalisées en utilisant le protocole suivant. Nous préparons d'abord un lit plat de sable monodispersé le long du tunnel. Le lit de sable consiste en une couche de sable d'environ 2 *cm* de hauteur et la surface est aplatie avant chaque expérience. Ensuite, le moteur qui génère l'air est démarré. Nous attendons environ une demi-minute pour avoir un écoulement stable et stationnaire à la sortie de la soufflerie. Ensuite, nous pouvons enregistrer les signaux de pression d'air pour la détermination de la vitesse de l'air. Une autre mesure concerne le processus de piégeage pour l'estimation du flux de masse. Pour ce faire, nous avons réalisé les expériences avec un temps (typiquement entre 1 et 10 minutes selon la force du vent) pour récupérer une quantité raisonnable et mesurable de sable.

Une remarque très importante est de veiller à ce que le temps de l'expérience ne soit ni trop long afin d'éviter une érosion totale du lit érodable ni trop court afin d'obtenir une quantité suffisante de sable.

Cette procédure nous permet de suivre l'évolution du flux de masse $Q(x)$ en fonction de la longueur du lit érodable et aussi de déterminer la longueur caractéristique nécessaire pour atteindre un état saturé en démarrant d'une situation hors équilibre. Pour cela, nous avons choisi une stratégie qui consiste à varier les conditions suivantes :

- **La vitesse du vent** : Nous avons utilisé des vitesses de vent allant de 6 à 10 m/s et en terme de vitesse de frottement $u_* = 0.49 m/s$ jusqu'à 1.02 m/s ce qui correspondent à un nombre de Shields variant entre 0.062 et 0.260.
- **Le flux de masse imposé** : À l'aide des calibres installés sur l'entonnoir, le flux d'alimentation Q_{in} imposé à l'entrée de la soufflerie est facilement contrôlé. Une première série de mesure a été menée sans alimentation $Q_{in} = 0$ et cette situation est décrite dans le chapitre suivant comme 'faiblement hors équilibre'. La deuxième situation consiste à injecter un flux en amont ; nous avons choisi deux valeurs : $Q_{in} = 35.6$ et $69.5 (g/m.s)$. Cette dernière situation est considérée comme 'fortement hors équilibre'.
- **La longueur du lit érodable** : Les expériences ont été réalisées en augmentant la longueur du lit érodable $L_{érodable}$ avec un incrément de 0.5 m .
- **La longueur du lit rigide en amont** : Notre idée était de mettre un lit rigide en amont de la soufflerie afin de déterminer l'efficacité du processus de bombardement 'Splash' des particules sur un lit rigide. La première condition référence où le début du lit érodable est juste sous l'entonnoir pour que les particules relâchées impactent directement sur le lit érodable. Ensuite, nous avons mis un lit rigide d'une longueur $L_{rigide} = 1$ et $2 m$ (plaques sur lesquelles nous avons collé une couche de particules de même diamètre). Dans ce cas les particules relâchées font plusieurs rebonds sur un lit rigide avant de rencontrer le lit érodable. Cependant, les longueurs maximales du lit érodable $L_{érodable}$ utilisées sont 6, 5.3 et 4.3 m respectivement pour des lits rigides en amont $L_{rigide} = 0, 1$ et $2 m$ (Voir figure 2.12).



FIGURE 2.12 – Illustration de la transition entre un lit érodable et un lit rigide. Sur cette figure la longueur du lit érodable est de 20 cm et le reste est couvert par des plaques rigides constituant le lit rigide.

Chapitre 3

Étude du processus de relaxation

Dans ce chapitre, nous présenterons les résultats relatifs aux expériences réalisées. Dans un premier temps, le transport à l'état d'équilibre est étudié. Ensuite, deux situations seront décrites selon la manière dont le système est mis hors équilibre (faiblement ou fortement). Finalement, nous verrons l'influence des paramètres de l'écoulement et les conditions initiales sur les longueurs caractéristiques.

Sommaire

3.1	Transport saturé à l'équilibre	54
3.2	Transport hors équilibre	56
3.3	Situation faiblement hors équilibre	58
3.4	Situation fortement hors équilibre	61
3.5	Influence de la vitesse du vent sur la longueur de relaxation et la longueur d'onde	63
3.6	Influence des conditions aux limites (lit rigide en amont) . .	65
3.7	Conséquences sur la formation des dunes	66

3.1 Transport saturé à l'équilibre

Avant toute discussion sur le transport dans des situations hors équilibre, nous allons tout d'abord aborder une situation lorsque le transport est à l'équilibre et saturé comme déjà décrit dans le Chapitre (1). Dans ce cas, nous avons couvert tout le long du tunnel (6 m) d'une couche de sable d'une hauteur de 2 cm et cela pour différentes vitesses de vent. Ensuite, le sable collecté dans le piège est pesé et le flux de masse est ainsi déterminé par l'équation. (2.8).

La figure. (3.1) illustre une comparaison de nos données avec celles de [Ho et al. \[2011\]](#); [Creysse et al. \[2009\]](#). Afin de permettre une telle comparaison (

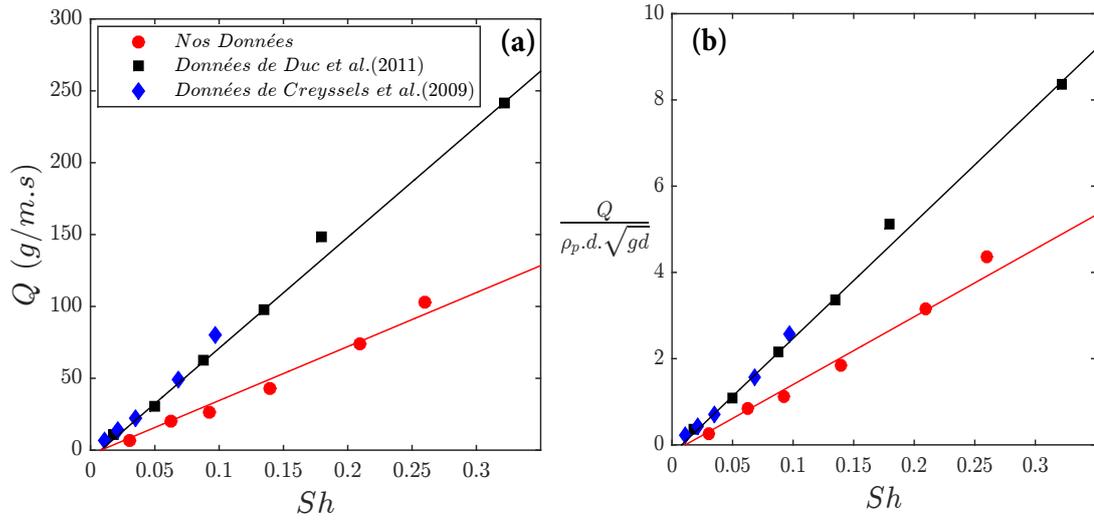


FIGURE 3.1 – (a) Évolution du flux de masse saturé en fonction du nombre de Shields. (b) Flux de masse normalisé en fonction du nombre de Shields. Comparaison de nos données obtenues avec un sable de diamètre $200 \mu m$ avec ceux de *Creysseles et al. [2009]* sable de diamètre $242 \mu m$ et de *Ho et al. [2012]* sable de diamètre $230 \mu m$.

les données sont obtenues avec différents diamètre de sable) ; une normalisation du flux de masse est donc nécessaire. L'évolution du flux de masse montre une augmentation linéaire avec le nombre de Shields :

$$Q = \alpha_Q \rho_p d \sqrt{gd} (Sh - Sh_d) \quad (3.1)$$

Cependant, en utilisant pour le lissage des différentes valeurs de la figure. 3.1 une loi linéaire, nous observons une grande différence entre nos données et les deux autres. Pour les données de [*Ho et al., 2011; Creysseles et al., 2009*] nous avons : $\alpha_Q \approx 25$ et $Sh_d \approx 0.008$ et pour les notres nous avons : $\alpha_Q \approx 16$ et $Sh_d \approx 0.008$

La dépendance linéaire du flux de masse avec le nombre de Shields indique que Q a une dépendance quadratique avec la vitesse du frottement de l'air $Q \sim u_*^2$. Ceci est en contradiction avec les autres lois proposées dans la littérature et en particulier avec la loi cubique de *Bagnold [1941]*.

Ho et al. [2012] dans sa thèse a testé les différentes lois de transport proposées dans la littérature (Voir tableau (1.2)). Il a noté que les lois cubiques avec un seul paramètre de fit (Par exemple : *Bagnold, Kawamura et Lettau*) ne s'ajustent pas sur ses données. Contrairement, les lois cubiques avec plusieurs paramètres de fit (polynôme de 3 degrés. Par exemple : *Owen et Sorensen*) permettent un ajustement parfait. Il a ensuite analysé les valeurs des paramètres de fit et a trouvé que le paramètre associé au terme du plus grand degré est en fait très petit par

rapport aux valeurs des autres paramètres. Cela indique que le polynôme est seulement du deuxième degré. Par conséquent, la loi la plus simple et qui capture toutes les données est une loi linéaire dépendante du nombre de Shields.

La différence entre les paramètres de fit réalisé dans la figure. (3.1) notamment α_Q définissant la pente de la droite (La droite rouge est en dessous de la droite noire). Nous remarquons aussi que notre flux de masse obtenu pour de forts vents est nettement inférieur à celui des autres données. Alors, nous avons soupçonné l'effet des conditions météorologiques que nous avons ensuite collecté et analysé pendant toute la durée des manipulations.

La figure. (3.2) montre l'effet d'humidité relative sur le flux de masse. Nous remarquons que lorsque l'humidité relative est faible ($RH = 56.6\%$) on transporte plus ($Q_{sat} = 117 \text{ g/m.s}$) et le contraire (Pour $RH = 87.3\%$, $Q_{sat} = 79 \text{ g/m.s}$). Par conséquent, plus l'humidité relative est forte plus elle favorise la création des ponts capillaires et crée une force entre les grains de sable ce qui nécessite une grande vitesse de vent afin de rompre ces ponts.

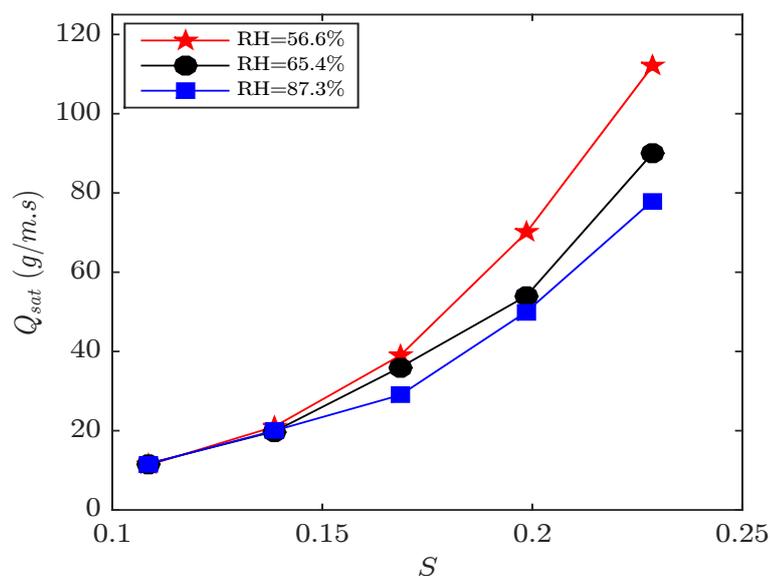


FIGURE 3.2 – Effet de l'humidité relative sur le flux saturé.

3.2 Transport hors équilibre

Sur la base des observations de Bagnold (Figure. (3.3)), les comportements de relaxation sont supposés complètement différents en présence ou en absence d'un flux entrant fini. En effet, deux situations seront représentées : La première correspond à la situation sans flux de sable entrant pour lequel le transport n'est initié que par entraînement aérodynamique (Section (3.3)). La seconde correspond

à une situation où il y a un flux de sable imposé (Section (3.4)), pour lequel l'érosion est principalement déclenchée par la collision des particules (Splash).

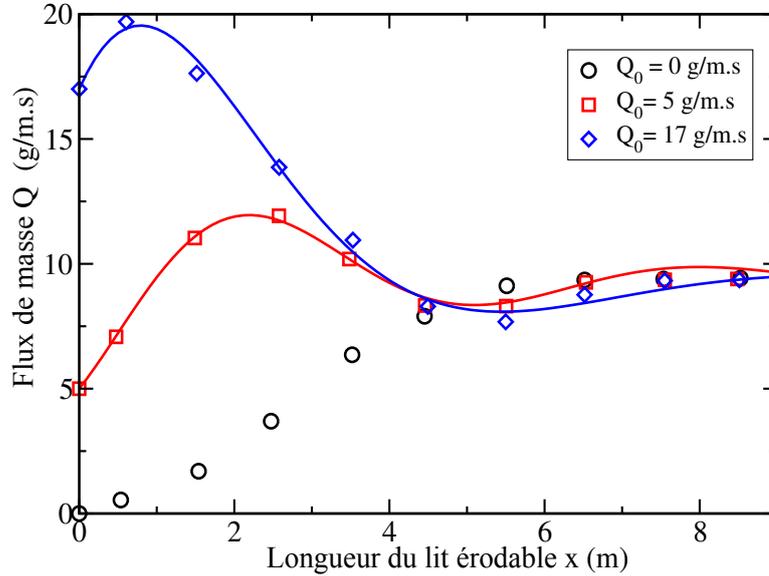


FIGURE 3.3 – Variation du flux de masse en fonction de la longueur du lit érodable x : Données de *Bagnold* [1941] pour trois conditions différentes de flux en amont $Q_0 = 0, 5$ et 17 g/m.s et une vitesse d'air nominale $U_\infty = 4.9$ m/s. Les lignes continues représentent un ajustement en utilisant l'équation. (3.3). Les paramètres de l'ajustement sont donnés dans le tableau. (3.1).

À cet effet, nous avons proposé une équation de relaxation du deuxième ordre basée sur le comportement dynamique d'un oscillateur harmonique amorti :

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial x^2} + \frac{2}{L} \frac{\partial Q}{\partial x} + \left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^2 (Q - Q_{sat}) = 0 \quad (3.2)$$

Nous référons les lecteurs à l'annexe (A) pour un développement plus détaillé sur la proposition de cette équation différentielle.

Dans l'équation. (3.2), L et λ_0 sont deux échelles de longueurs caractéristiques. Cette dernière représente la longueur d'onde associée à l'oscillateur non amorti et la première est l'échelle de longueur associée au processus d'amortissement.

Pour tester le modèle proposé, nous avons donc repris les données brutes de Bagnold sur la figure. (1.14). Ensuite, la solution de l'équation. (3.2) dans un régime faiblement amorti a été utilisée afin de modéliser le processus de relaxation dans le cas avec alimentation. Cette solution s'écrit comme suit :

$$Q(x) = Q_{sat} + (Q_0 - Q_{sat}) \frac{\sin[(2\pi/\lambda)x + \phi_0]}{\sin \phi_0} \exp(-x/L) \quad (3.3)$$

Q_0 (g/m.s)	ζ	λ (m)	L (m)
5	0.26	5.8	3.4
17	0.54	9.3	2.3

TABLE 3.1 – Valeurs des paramètres de l’ajustement obtenus avec les données de Bagnold en utilisant l’équation. (3.3).

3.3 Situation faiblement hors équilibre

Les expériences décrites ici ont été réalisées suivant les protocoles décrits dans le Chapitre (2) . Au bord amont du tunnel, la trémie installée sur le toit de la soufflerie ne délivre pas dans ce cas un flux de sable $Q_0 = 0$ (Voir figure. (3.4)). La

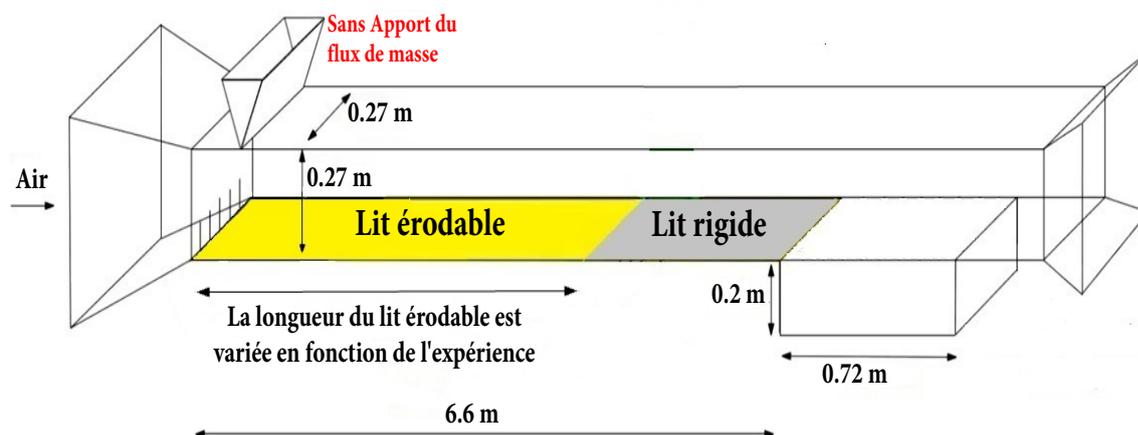


FIGURE 3.4 – Une représentation schématique de la soufflerie dans le cas sans alimentation $Q_0 = 0$.

figure. (3.5) montre l’évolution spatiale du flux de masse pour différentes vitesses de vent dans la situation où le flux de masse en amont Q_0 est mis à zéro. Le flux massique augmente de façon monotone avec l’augmentation de la distance jusqu’à ce qu’une valeur asymptotique correspondante à la valeur saturée soit atteinte. Comme prévu, la valeur du flux saturée augmente avec la force du vent.

Comme précédemment souligné par [Andreotti et al. \[2010\]](#), le processus de relaxation présente deux échelles de longueurs caractéristiques différentes, l’une caractérisant l’étape initiale d’amplification du flux massique (L_{amp}) et l’autre correspondant à la relaxation exponentielle vers l’état saturé (L_{sat}). Pour extraire les échelles de longueurs caractéristiques, nous utilisons trois méthodes différentes :

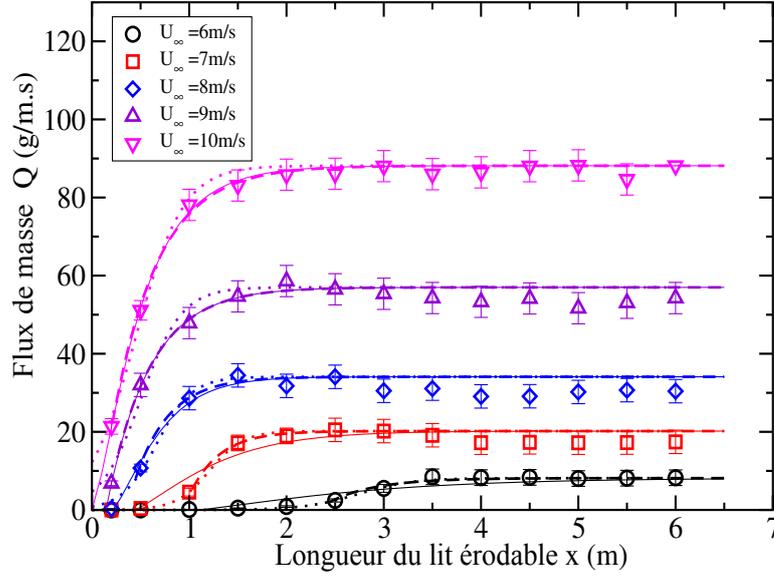


FIGURE 3.5 – Évolution spatiale du flux de masse en fonction de la longueur du lit érodable x dans le cas d'un flux en amont nul ($Q_0 = 0$) pour différentes vitesses du vent ($U_\infty = 6, 7, 8, 9, 10 \text{ m/s}$). Les lignes discontinues, continues, pointillées représentent respectivement un ajustement en utilisant les équations (3.4), (3.5) et (3.6) (Voir Tableau. (3.2) pour les valeurs des paramètres de l'ajustement).

— Relaxation exponentielle :

$$Q(x) = Q_{sat} + (Q_{x_0} - Q_{sat}) \exp(-(x - x_0)/L_{sat}) \quad (3.4)$$

— Relaxation non-linéaire :

$$Q(x) = \frac{Q_0}{Q_0/Q_{sat} + (1 - Q_0/Q_{sat}) \exp(-x/L_{sat})} \quad (3.5)$$

— Relaxation type oscillateur sur-amorti :

$$Q(x) = Q_{sat} + (Q_0 - Q_{sat}) [\beta \exp(-x/L_-) + (1 - \beta) \exp(-x/L_+)] \quad (3.6)$$

La première est celle proposée par [Andreotti et al. \[2010\]](#) où la longueur d'amplification est définie comme étant la distance pour atteindre $Q_{sat}/4$ et la longueur de saturation est déterminée en approchant la dernière étape du processus de relaxation (i.e, quand $Q > Q_{sat}/4$) via une simple relaxation exponentielle (Voir l'équation. (3.4)). La seconde repose sur la résolution de l'équation de relaxation non-linéaire (Voir l'équation. (3.5)). On utilise le même critère que précédemment pour définir la longueur d'amplification caractéristique (c'est-à-dire $Q(x = L_{amp}) = Q_{sat}/4$) qui donne : $L_{amp} = L_{sat} \ln(Q_0/3Q_{sat})$. La troisième méthode est basée sur la solution d'un oscillateur harmonique dans un régime

sur-amorti (Voir l'équation. (3.6)), où L_- fournit la longueur de saturation et L_+ donne la longueur d'amplification.

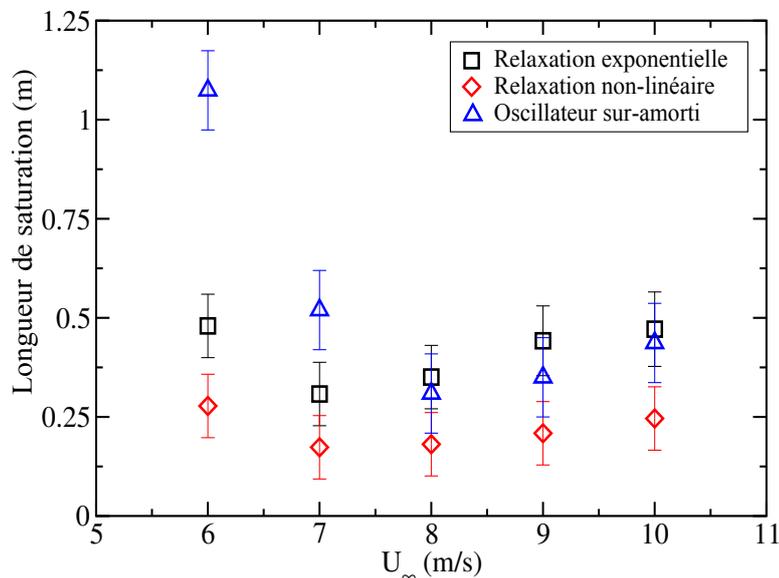


FIGURE 3.6 – La longueur de saturation en fonction de la vitesse du vent obtenue en utilisant respectivement les équations (3.4), (3.5) et (3.6).

Les trois méthodes donnent des résultats similaires pour la longueur d'amplification et de saturation (voir le tableau. (3.2) et la figure. (3.5)) sauf pour les vitesses de vent les plus faibles où la solution de l'oscillateur sur-amorti échoue à décrire correctement le comportement de relaxation. La figure. (3.6) révèle que les trois méthodes utilisées ont confirmé que la longueur d'amplification diminue avec l'augmentation de la vitesse du vent alors que la figure. (3.7) montre que la longueur de saturation L_{sat} n'a aucune variation significative avec la vitesse de l'air. Ces résultats confirment les tendances expérimentales d'Andreotti et al. [2010].

U_∞ (m/s)	Relaxation exponentielle		Relaxation non-linéaire		Relaxation sur-amortie	
	L_{sat} (m)	L_{amp} (m)	L_{sat} (m)	L_{amp} (m)	$L_{sat} = L_-(m)$	$L_{amp} = L_+(m)$
6	0.48	2.42	0.28	2.74	1.07	1.02
7	0.31	1.03	0.17	1.21	0.52	0.49
8	0.35	0.45	0.18	0.67	0.31	0.27
9	0.44	0.27	0.21	0.50	0.34	0.13
10	0.47	0.21	0.25	0.45	0.44	0.14

TABLE 3.2 – Valeurs des paramètres des ajustements sur la figure. (3.5) en utilisant les équations (3.4), (3.5) et (3.6).

Nos mesures montrent que l'amplitude de la longueur de saturation est de l'ordre de 0.4 m, soit à peu près la même valeur que celle obtenue par Andreotti

et al. [2010] mais avec des grains de sable deux fois plus petits que les nôtres (0.120 mm contre 0.200 mm). Nos résultats de mesure indiquent que des investigations supplémentaires sont nécessaires pour confirmer une corrélation possible entre la longueur de saturation et le diamètre des particules.

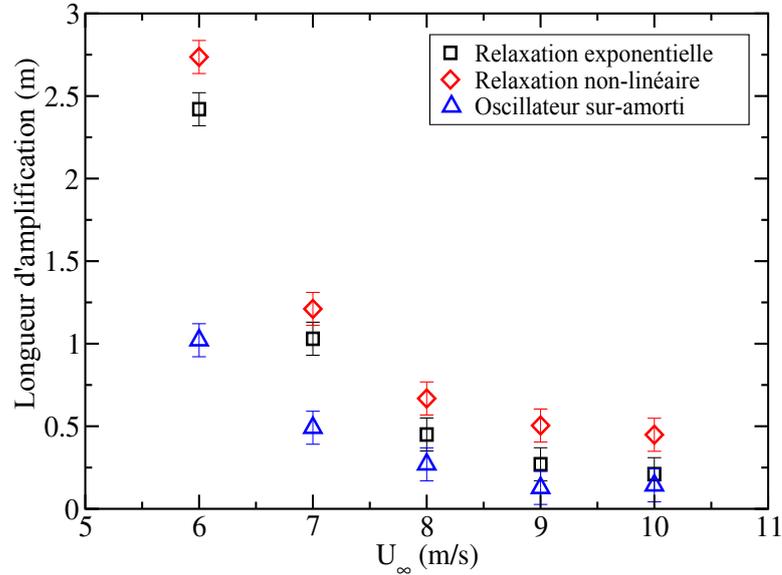


FIGURE 3.7 – La longueur d’amplification en fonction de la vitesse du vent obtenue en utilisant respectivement les équations. (3.4), (3.5) et (3.6).

Enfin, il est intéressant de noter qu’aucune des nouvelles méthodes introduites ici (c’est-à-dire la relaxation non linéaire et sur-amortie) ne fournit un moyen robuste pour déterminer les longueurs d’amplification et de relaxation. La solution de la relaxation non linéaire ne permet pas de décrire l’étape finale du processus de relaxation entraînant une sous-estimation de la longueur de saturation d’un facteur de deux. Tandis que la solution harmonique d’un oscillateur sur-amorti échoue à capturer correctement le processus de relaxation pour les vitesses de vent les plus faibles.

3.4 Situation fortement hors équilibre

Dans le cas d’un flux de masse en amont non nul, le processus de relaxation présente un comportement contrasté avec une évolution non monotone (Voir figure. (3.8)). L’évolution spatiale du flux de masse présente en effet un maximum Q_{max} à une distance finie supérieure au flux de masse entrant Q_0 et également supérieure à la valeur saturée Q_{sat} . La valeur crête du flux (“Overshoot” en Anglais) est clairement causée par le processus d’impact déclenché par les particules relâchées et apparaît dans presque toutes les situations et cela pour des valeurs

du flux de masse en amont supérieures ou inférieures au flux saturé.

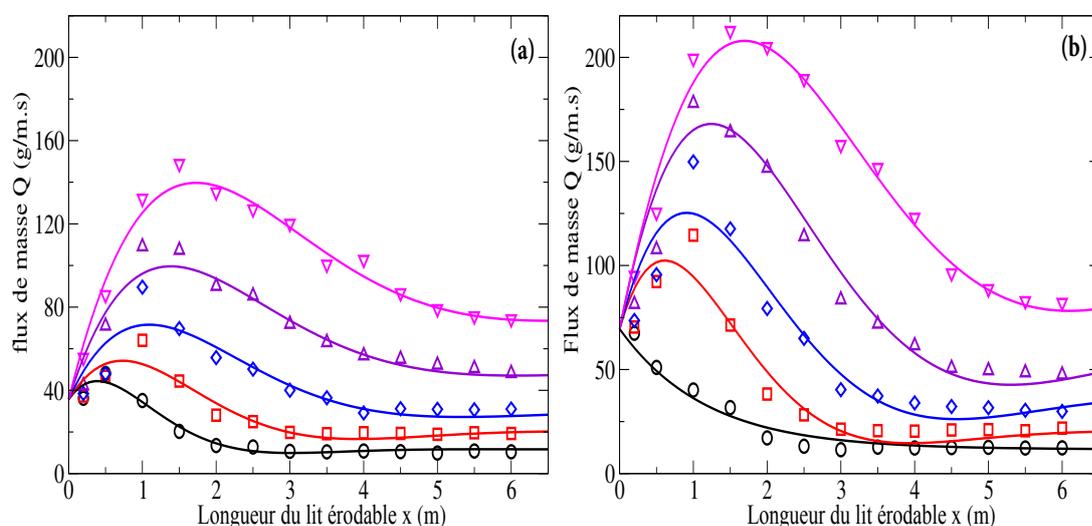


FIGURE 3.8 – Évolution du flux de masse en fonction de la longueur du lit érodable x , dans le cas d'un flux en amont non-nul et pour différentes vitesses de vent : (a) $Q_0 = 35.6 \text{ g/m.s}$ and (b) $Q_0 = 69.5 \text{ g/m.s}$; (\circ) $U_\infty = 6 \text{ m/s}$, (\square) $U_\infty = 7 \text{ m/s}$, (\diamond) $U_\infty = 8 \text{ m/s}$, (\triangle) $U_\infty = 9 \text{ m/s}$, et (∇) $U_\infty = 10 \text{ m/s}$; Les lignes continues représentent un ajustement en utilisant l'équation. (3.3).

Lorsque les particules sont introduites dans la veine d'essai, elles acquièrent essentiellement une vitesse proche de la vitesse du vent avant qu'elles n'entrent en collision avec le lit de sable la première fois. Cette vitesse est significativement plus grande que la vitesse qu'elles devraient avoir dans l'état saturé (c'est-à-dire, $V > V_s$), c'est pourquoi elles génèrent un nombre très important de particules éjectées lors de leurs premiers impacts [Beladjine et al., 2007]. C'est pour cette raison qu'il y a une valeur crête du flux de masse ; cela explique aussi pourquoi l'existence du dépassement ne dépend pas de la quantité de sable alimentée, mais seulement de l'alimentation ou non du sable. La saturation est alors principalement un processus de décélération des particules transportées, qui est entraîné par les plus petites vitesses de vent dues à la rétroaction du vent. Cependant, lorsque il n'y a pas d'alimentation de sable (voir la section 3.3), la situation est entièrement différente car les particules ont du mal à atteindre la vitesse minimale pour continuer leurs mouvements de saltation (d'où, $V < V_s$).

Enfin, il est important de noter que les résultats obtenus dans l'article de Shao and Raupach [1992] (à savoir la présence d'un dépassement 'Overshoot' dans le cas avec un flux en amont) contredisent en effet les autres résultats connus de la littérature [Bagnold, 1941; Andreotti et al., 2010]. Dans nos expériences, le dépassement est attribué au flux de sable préexistant et disparaît lorsque le flux en amont est nul. Nous n'avons pas d'arguments précis pour expliquer cette

Q_0 ($g/m.s$)	U_∞ (m/s)	ζ	λ (m)	L (m)
35.6	6	0.68	5.3	0.9
	7	0.59	6.4	1.4
	8	0.64	8.5	1.6
	9	0.65	9.3	1.7
	10	0.60	9.5	2.0
69.5	6	1.	-	1.1
	7	0.65	6.6	1.2
	8	0.56	7.3	1.7
	9	0.54	8.1	2.0
	10	0.48	8.8	2.6

TABLE 3.3 – Valeurs des paramètres de l’ajustement utilisé dans la figure. (3.12) en utilisant l’équation. (3.3).

divergence, mais quelques indices peuvent être donnés. Tout d’abord, [Shao and Raupach \[1992\]](#) ont étudié les régimes de transport à des vitesses de vent beaucoup plus élevées. Deuxièmement, comme ils utilisaient une soufflerie portative posée directement sur un sol naturel, il est possible qu’il y ait un flux de sable entrant faible mais reste fini. De plus les conditions expérimentales in-situ et en soufflerie différent, lors de la simulation physique on ne peut respecter tous les paramètres de similitude en particulier le nombre de Reynolds.

3.5 Influence de la vitesse du vent sur la longueur de relaxation et la longueur d’onde

L’évolution non monotone du flux de masse est très ressemblante à la solution de l’équation différentielle d’un oscillateur harmonique amorti. Nous avons donc utilisé l’équation. (3.3) pour extraire les échelles de longueurs caractéristiques de ce comportement : la longueur de relaxation L et la longueur d’onde λ de l’oscillateur amorti (Voir figure. (3.9), (3.10)).

D’abord, les deux longueurs caractéristiques L et λ augmentent avec la vitesse du vent. Deuxièmement, nous ne voyons aucun effet significatif de l’ordre de grandeur du flux de masse en amont Q_0 sur ces longueurs. Ces résultats suggèrent que le processus de relaxation est principalement piloté par la vitesse du vent et non par l’intensité du bombardement des particules injectées.

Malgré l’existence d’une certaine incertitude dans nos mesures, la longueur de relaxation L et la longueur d’onde λ semblent être compatibles avec une loi d’échelle linéaire avec la vitesse de frottement (voir les inserts des figures (3.9),

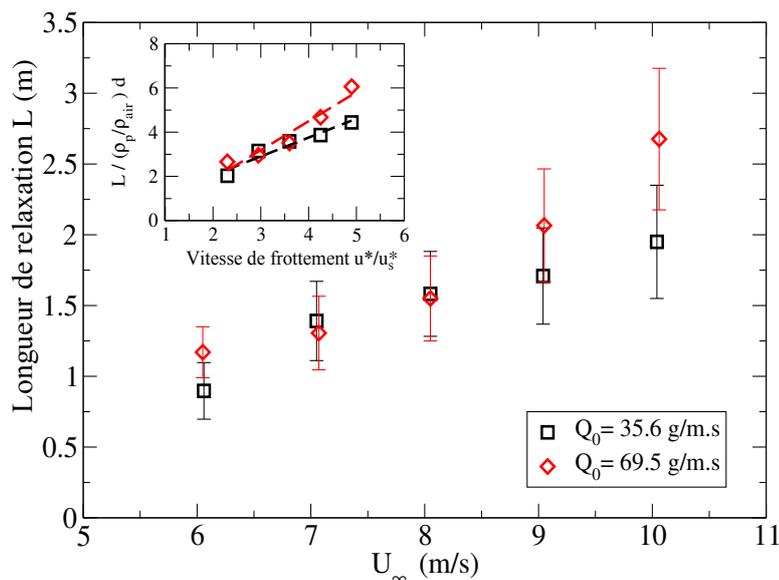


FIGURE 3.9 – Évolution de la longueur de relaxation en fonction de la vitesse du vent. Insert : La longueur de relaxation normalisée par la longueur de traînée en fonction de la vitesse de frottement normalisée par la vitesse de frottement seuil.

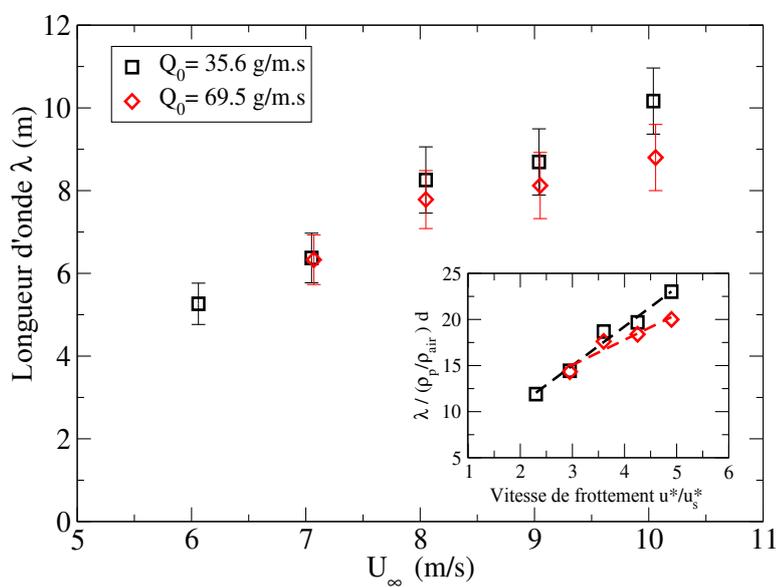


FIGURE 3.10 – Évolution de la longueur d'onde en fonction de la vitesse du vent. Insert : La longueur d'onde normalisée par la longueur de traînée en fonction de la vitesse de frottement normalisée par la vitesse de frottement seuil.

(3.10)). Ce résultat contraste avec l'invariance de la longueur de saturation dans le cas d'un flux de masse nul en amont et montre que le processus de relaxation dépend fortement de la façon dont nous écartons le système de son état d'équilibre.

3.6 Influence des conditions aux limites (lit rigide en amont)

Afin de vérifier si les conditions basales en amont ont un impact sur les mesures du flux de masse, des expériences supplémentaires ont été menées avec un lit rigide (longueur $L_{rigide} = 1\text{ m}$ et 2 m , respectivement) placé en amont du lit de sable (Voir figure. (3.11)). Dans cette configuration, les particules libérées à l'entrée de la soufflerie font des rebonds sur le sol rigide avant d'atteindre le lit de sable. Les

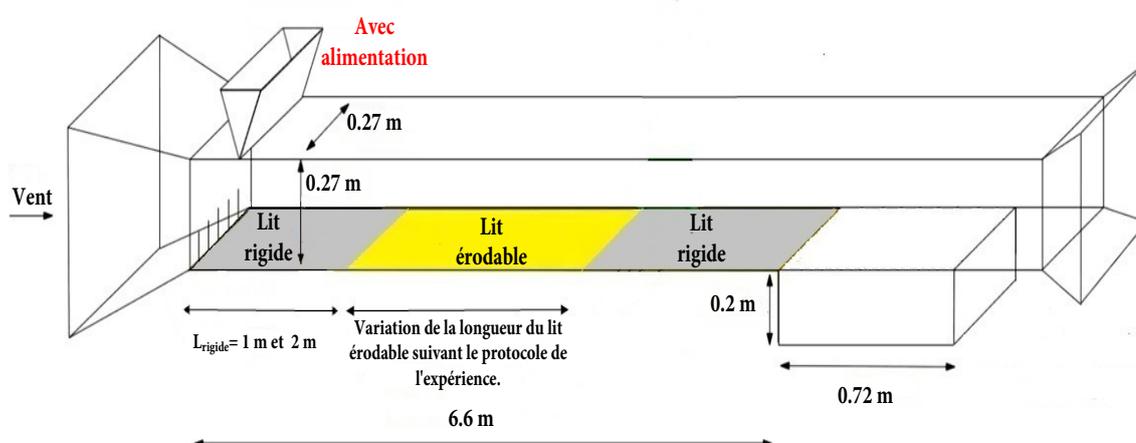


FIGURE 3.11 – Une représentation schématique de la soufflerie en présence d'un lit rigide en amont $L_{rigide} = 1\text{ et }2\text{ m}$.

figures (3.12a et b) représentent le flux de masse en fonction de la distance x qui définit la longueur du lit de sable obtenu pour les deux longueurs de plancher rigides différentes. Nous observons des tendances similaires à celles obtenues sans plancher rigide en amont (Voir figure. (3.8)).

La figure. (3.13) présente l'amplitude du pic, la position du pic et la longueur de relaxation en fonction de la force du vent pour les différentes conditions basales en amont ($L_{rigid} = 0, 1\text{ et }2\text{ m}$ respectivement). Les résultats sont qualitativement et quantitativement similaires, indiquant que la vitesse des particulesensemencées séquilibrent rapidement avec celle du vent. En d'autres termes, les particulesensemencées qui sont libérées d'une hauteur de 27 cm seront accélérées et atteignent une vitesse proche de celle du vent avant même qu'elles ne touchent le sol. Enfin, il est important de faire quelques commentaires sur les conditions dans lesquelles les particules relâchées de la trémie dans le cas d'un flux en amont non nul. Les particules sont libérées dans l'écoulement depuis le toit du tunnel. Ainsi, elles sont entraînées par l'écoulement avec une vitesse horizontale nulle,

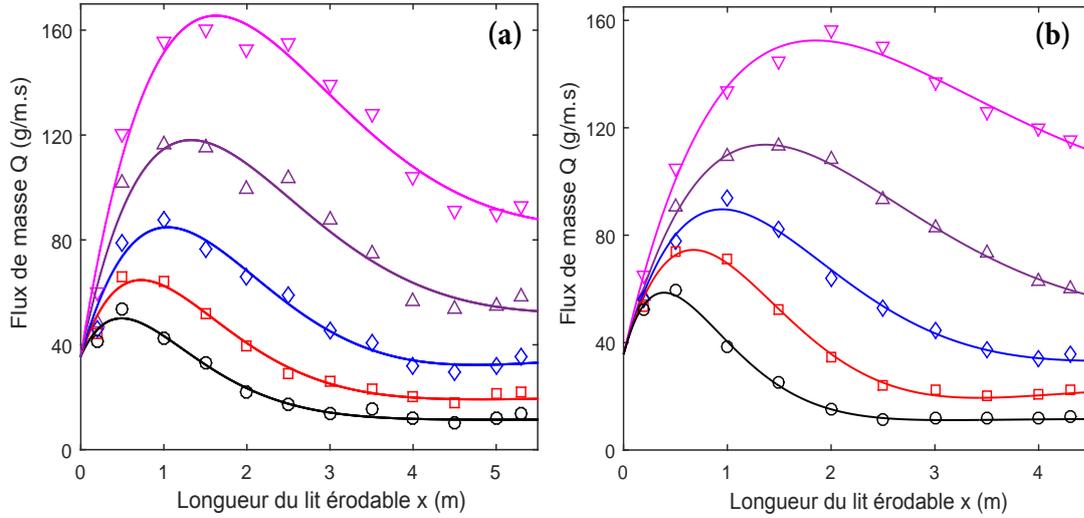


FIGURE 3.12 – Évolution spatiale du flux de masse Q en fonction de la longueur du lit érodable x dans le cas d'un flux en amont non nul $Q_0 = 35.6 \text{ g/m.s}$ pour différentes vitesses de vent : Les longueurs du lit rigide en amont sont respectivement $L_{rigide} = 1 \text{ m}$ (a) et $L_{rigide} = 2 \text{ m}$ (b). (o) $U_\infty = 6 \text{ m/s}$, (\square) $U_\infty = 7 \text{ m/s}$, (\diamond) $U_\infty = 8 \text{ m/s}$, (\triangle) $U_\infty = 9 \text{ m/s}$, et (∇) $U_\infty = 10 \text{ m/s}$; Les lignes continues représentent un ajustement en utilisant l'équation. (3.3).

mais elles sont immédiatement transportées par le flux d'air. En conséquence, les particules ne tombent pas directement mais suivent une trajectoire balistique et impactent obliquement le lit. De ce fait, le temps de chute (qui est environ $\sqrt{2h/g} = 0.25 \text{ s}$ où $h = 0.27 \text{ m}$ est la hauteur du tunnel) est plus grand que le temps caractéristique τ_{eq} pour qu'une particule équilibre sa vitesse horizontale avec celle du vent ($\tau_{eq} = L_{drag}/U_\infty$) qui varie de 0.1 à 0.05 s pour une vitesse de vent allant de 5 à 10 m/s respectivement.

En conséquence, les particules qui sont relâchées depuis le toit auront donc un impact sur le lit avec une vitesse horizontale proche de celle du vent. Il est donc important de garder à l'esprit que les conditions de flux en amont correspondent à un état de transport avec un flux fini où la vitesse moyenne des particules est très supérieure à celle obtenue dans un état stable et saturé.

3.7 Conséquences sur la formation des dunes

Les conditions avec un flux de sable préexistant peuvent être rencontrées dans une grande variété de situations naturelles. En environnement désertique, on peut rencontrer au moins deux situations différentes fondamentales en termes de transport de sable. La première (probablement la plus étudiée) correspond au transport sur un lit de sable érodable rencontrée sur des déserts sableux où il existe une

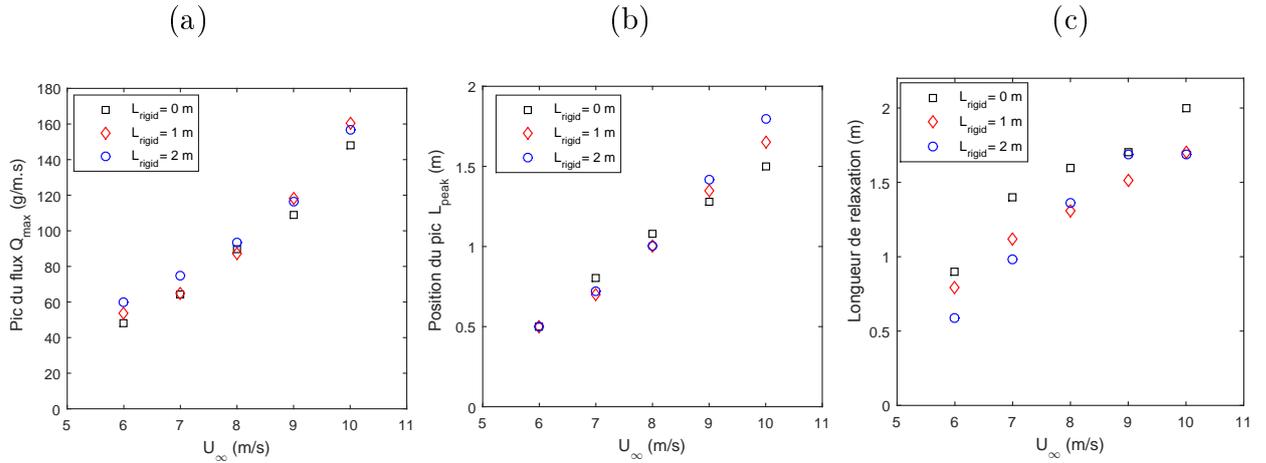


FIGURE 3.13 – Amplitude du pic (a), position du pic (b) et la longueur de relaxation (c) en fonction de la vitesse du vent obtenues pour différentes conditions basales : $L_{rigid} = 0, 1$ and 2 m respectivement.

source de sable infini. Dans ce cas, le transport hors équilibre est dû à une variation temporelle ou spatiale de la force du vent. En revanche, la seconde situation correspond au transport sur un substrat basal dont la nature présente des inhomogénéités spatiales (transition d'un lit rigide à un lit de particules). Cette situation est typique dans les zones désertiques avec une faible disponibilité de sable. Un exemple est celui des champs de dunes de Barchan, qui présentent des propriétés basales alternatives : un lit sableux à l'emplacement des dunes de Barchan et un sol rigide et non érodable dans les zones inter-dunaires. Dans ces environnements, la transition du lit rigide au lit érodable conduit à des configurations de transport hors équilibre correspondant exactement à celles étudiées dans notre soufflerie. Dans ce cadre naturel, le flux de sable préexistant est contrôlé par les dunes en amont [Ould Ahmedou et al., 2007].

La valeur de crête Q_{max} dans les figures (3.14 et 3.15) augmente à la fois avec l'accroissement de la vitesse du vent et aussi avec la valeur du flux de masse en amont Q_0 . Une analyse plus détaillée indique que la valeur crête Q_{max} obéit à la loi d'échelle suivante : $(Q_{max} - Q_{sat})/Q_0 \approx 0.4(u_*/u_*^s)$, avec u_* la vitesse de friction mesurée à l'état saturé et u_*^s la vitesse de friction seuil.

De plus, nous remarquons que la position L_{pic} du flux de masse maximum est également une fonction croissante de la force du vent et est indépendante de la valeur du flux masse en amont. Il est aussi important de noter que les trois échelles de longueur L , λ et L_{pic} sont intimement corrélées puisque nous avons $\lambda \approx 4L$ et $L_{pic} \approx L/2$. La question qui reste à élucider consiste à identifier les mécanismes physiques qui contrôlent ces échelles de longueur.

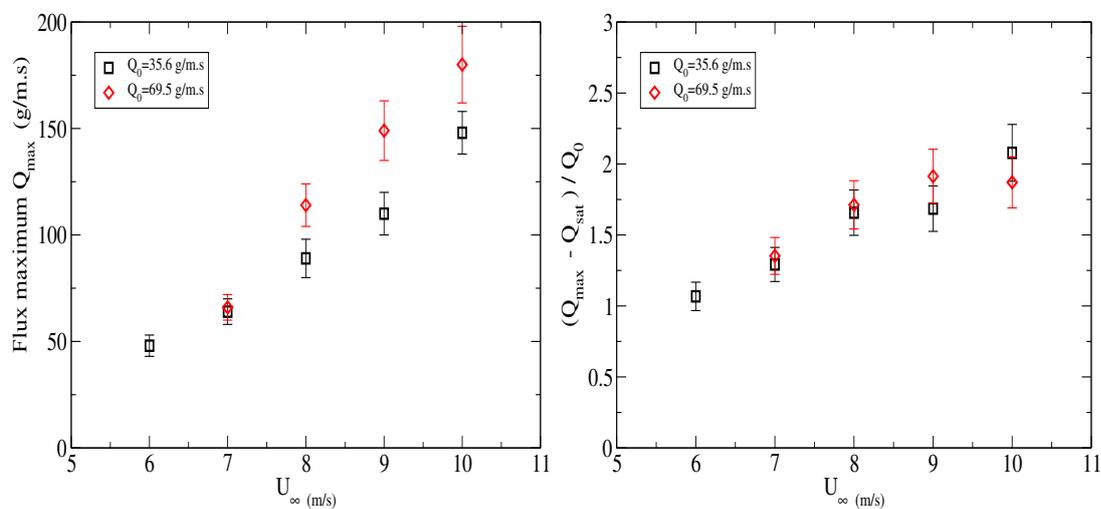
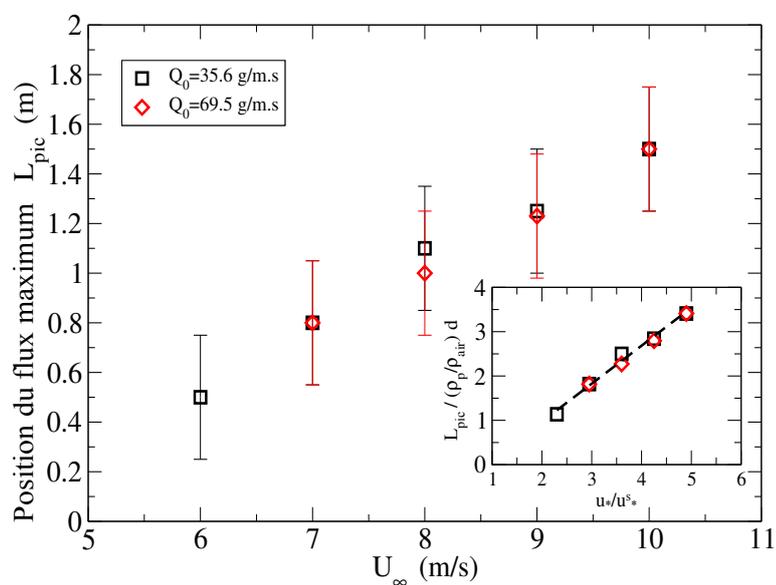


FIGURE 3.14 – L'amplitude du maximum du flux de masse.

FIGURE 3.15 – La position du maximum du flux de masse L_{pic} en fonction de la vitesse du vent pour les $Q_0 = 35.6$ et 69.5 kg/m.s. Insert : La position du pic normalisée par la longueur de traînée en fonction de la vitesse de frottement normalisée par la vitesse de frottement seuil.

Chapitre 4

Modélisation numérique en 2D du transport éolien à l'équilibre

Pour analyser le comportement granulaire dans le transport éolien, un modèle minimal a été développé en utilisant une description lagrangienne DEM de la phase granulaire, couplée avec un modèle RANS pour la phase fluide. Le présent chapitre a pour objectif de présenter les principes du modèle numérique et de discuter du couplage entre une phase granulaire discrète et une phase fluide continue dans le cadre du transport éolien. Après une brève présentation de la méthode des éléments discrets (section 4.1.1) et de la description de la phase fluide, le couplage entre les deux phases est présenté dans (section 4.4.1).

Sommaire

4.1	Description de la phase solide : la méthode aux éléments discrets (DEM)	70
4.1.1	Principes	70
4.2	Les équations du mouvement des particules	70
4.3	Méthode de résolution du système couplé	71
4.4	Couplage (Fluide/Particules)	76
4.4.1	Cas stationnaire uniforme	76
4.4.2	Cas instationnaire	81
4.5	Résultats du cas stationnaire	82

4.1 Description de la phase solide : la méthode aux éléments discrets (DEM)

4.1.1 Principes

La méthode de la dynamique moléculaire, a été introduite pour la première fois par **Cundall and Strack [1979]** pour décrire les milieux granulaires. Elle a été historiquement adaptée à la description d'un système moléculaire. De même que pour un assemblage de particules, les forces de contact sont dérivées d'une loi de contact définie, fonction des paramètres du matériau, des interpénétrations des particules et des vitesses relatives. En limitant l'effet des interactions aux seules particules voisines, l'équation du mouvement de Newton peut être résolue explicitement pour chaque particule à chaque pas de temps. L'interpénétration peut être considérée comme la déformation des particules locales au contact, mais est principalement un artifice destiné à expliquer et à simplifier la résolution numérique. Dans ce travail, l'approche par dynamique moléculaire est utilisée et le mot DEM qui sera utilisé pour désigner cette approche particulière.

4.2 Les équations du mouvement des particules

Tout d'abord, expliquons la structure du problème considéré. Nous avons N particules (modélisées par des sphères en 3D et des cercles en 2D) qui sont définies par leur vecteur position de leur centre r_i^p , leur rayon R_i , leur vecteur vitesse $u_i^p = \frac{dr_i^p}{dt}$, leur masse m_i , leur masse volumique ρ_p (les particules ont toutes la même masse volumique ρ_p) et leur moment d'inertie I_i (l'indice " i " désignant la i ème particule) qui évoluent dans un domaine donné. L'évolution lagrangienne de chaque particule est décrite selon la seconde loi de Newton.

$$\left\{ \begin{array}{l} m_i \frac{d\vec{u}_i^p}{dt} = m_i g + \sum_j \vec{f}^{i,j} + \vec{f}_{fluid} \\ I_i \frac{d\vec{\omega}_i^p}{dt} = \frac{d}{2} \sum_j \vec{n}^{i,j} \times \vec{f}^{i,j} \end{array} \right. \quad (4.1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} m_i \frac{d\vec{u}_i^p}{dt} = m_i g + \sum_j \vec{f}^{i,j} + \vec{f}_{fluid} \\ I_i \frac{d\vec{\omega}_i^p}{dt} = \frac{d}{2} \sum_j \vec{n}^{i,j} \times \vec{f}^{i,j} \end{array} \right. \quad (4.2)$$

Où m_i et I_i sont la masse et le moment d'inertie de la particule, $\frac{d\vec{u}_i^p}{dt}$ et $\frac{d\vec{\omega}_i^p}{dt}$ sont les accélérations en translation et en rotation. $\vec{f}^{i,j}$ est la force d'interaction appliquée par une particule j en contact avec la particule i , \vec{f}_{fluid} est la force hydrodynamique appliquée sur la particule i , g est l'accélération de gravité. $\vec{n}^{i,j}$

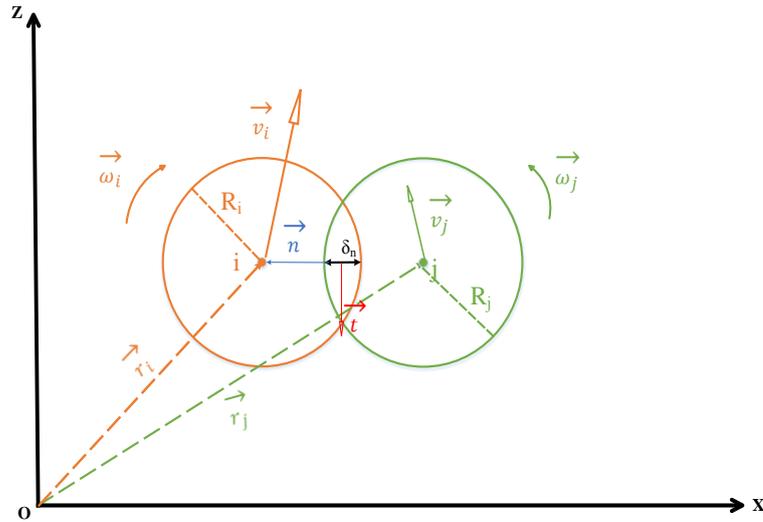


FIGURE 4.1 – Schéma de deux particules sphériques i et j en contact, v_i est la vitesse du centre de masse de la particule i , ω_i est la vitesse angulaire et \vec{n} est le vecteur unitaire joignant les centres des deux particules.

est vecteur unitaire dont le support passe par les centres des deux particules et dirigé de j vers i , est défini par : $\vec{n}^{i,j} = \frac{(\vec{r}_j - \vec{r}_i)}{\|\vec{r}_j - \vec{r}_i\|}$

4.3 Méthode de résolution du système couplé

Dans les méthodes DEM, la force de contact $\vec{f}^{i,j}$ peut se décomposer en une composante normale F_n et une composante tangentielle F_t comme :

$$\vec{f}^{i,j} = F_n \vec{n} + F_t \vec{t} \quad (4.3)$$

Où \vec{n} est le vecteur parallèle aux centre des sphères i et j et \vec{t} un vecteur appartenant au plan normale n (Voir figure 4.2). La composante normale F_n utilisée ici suit un modèle de type ressort linéaire amorti exprimée par l'équation. (4.4) proposéé par [Schäfer et al., 1996].

$$F_n = -k_n \delta_n - \gamma_n \frac{d\delta_n}{dt} \quad (4.4)$$

Où $k_n \delta_n$ est la partie linéaire du ressort avec $\delta_n = |r_i - r_j| - R_i - R_j$ la profondeur de pénétration normale (Voir figure 4.2). Si cette grandeur est inférieure ou égale à zéro, alors nous considérons qu'il y a contact entre les deux particules. Dans cette approche, les particules s'interpénètrent, d'où le nom de méthode des sphères molles parfois utilisé pour désigner ce type de méthode DEM. Cette force normale est directement influencée par deux paramètres physiques : le coefficient

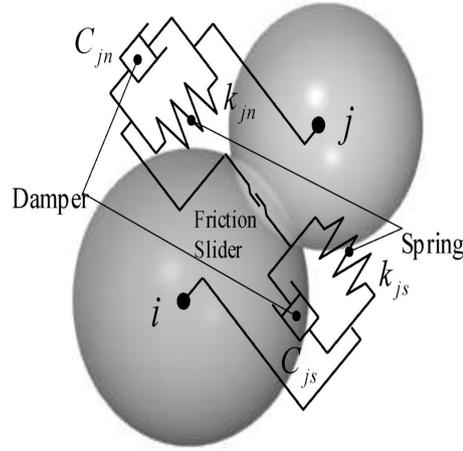


FIGURE 4.2 – Modèle ressort-amortisseur utilisé entre les deux particules dans la direction normale

de restitution de la vitesse normale e_n et le temps de collision t_c . Le coefficient de restitution normal est défini comme étant le rapport entre les vitesses relatives d'une particule après et avant la collision. Si sa valeur est égale à 1, alors il n'y a aucune perte d'énergie et la norme de la vitesse normale de la particule avant la collision est la même qu'après. Il s'exprime ainsi :

$$e_n = \frac{v_n^{\text{après}}}{v_n^{\text{avant}}} \in [0, 1] = \exp\left(\frac{-\gamma_n t_c}{2m_*}\right) \quad (4.5)$$

Où $v_n^{\text{après}}$ et v_n^{avant} sont respectivement les vitesses après et avant collision d'une particule projetée sur la normale. Le temps de collision quant à lui représente le temps du contact.

$$t_c = \pi \left[\frac{k_n}{m_*} - \frac{\gamma_n^2}{4m_*^2} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (4.6)$$

À partir de ces deux paramètres, on définit la constante d'amortissement γ_n qui est une caractéristique de la dissipation de l'énergie (plus elle est grande, plus la dissipation sera grande) et une constante de raideur k_n , définies par :

$$\gamma_n = -\frac{2m_*}{t_c} \ln(e_n) \quad (4.7)$$

$$k_n = m_* \frac{\pi^2}{t_c^2} + \frac{\gamma_n^2}{4m_*} \quad (4.8)$$

L'équation. (4.8) définit la raideur normale du choc et dépend ici de t_c le temps de collision, de $m_* = \frac{m_i m_j}{m_i + m_j}$ la masse effective des deux particules i et j en collision et de γ_n une grandeur caractéristique de la dissipation du système utilisée.

Le temps de contact t_c est d'une grande importance pratique lors de l'inté-

gration des équations du mouvement. Cependant, le calcul n'est stable que si seulement t_c est faible devant le temps d'intégration Δt . Par contre, si ($t_c > \Delta t$) une détection tardive ou même la non détection des contacts, le calcul dans ce cas fait apparaître des instabilités. Pour remédier à ces instabilités, un temps de contact t_c est choisi au moins cent fois plus faible que le temps d'intégration Δt .

$$\Delta t \leq \frac{t_c}{100} \quad (4.9)$$

Concernant la composante tangentielle F_t , il faut tout d'abord noter qu'elle n'intervient que lorsque le contact est oblique et dépend des propriétés de surface des sphères impliquées. Les particules étant des solides, il est à priori raisonnable de modéliser les forces entre particules par la loi de Coulomb. Néanmoins, un problème se pose. Si le critère de Coulomb n'est pas vérifié, c'est-à-dire si $F_t < \mu_d F_n$, la force est indéterminée. La démarche suivie en dynamique moléculaire "sphères molles", consiste à régulariser cette loi. La méthode la plus simple de procéder est de considérer que dans ce cas, la force tangentielle est modélisée par une force de frottement visqueux qui tend vers le frottement de Coulomb lorsque le seuil est atteint. Ceci conduit à :

$$F_t = -\min(|\gamma_t V_t|, |\mu_d F_n|) \text{sign}(V_t) \quad (4.10)$$

$$V_t = (v_j - v_i)t + \omega_i R_i + \omega_j R_j \quad (4.11)$$

Où γ_t est la constante d'amortissement tangentielle, μ_d est le coefficient de frottement, et V_t est la vitesse tangentielle. L'interaction tangentielle est donc caractérisée par une déformation élastique tangentielle sous le seuil de Coulomb (μF_n) et un glissement entre les particules au-dessus de celui-ci [Schäfer et al., 1996].

Il est plus commode d'utiliser les équations gouvernantes sous une forme non dimensionnelle et d'effectuer les calculs basés sur ces équations sans dimension. Par conséquent, toutes les longueurs sont adimensionnées par d , le diamètre des particules. Le temps est rendu adimensionnelle en divisant par $\sqrt{\frac{d}{g}}$. Les vitesses sont adimensionnées en divisant par \sqrt{gd} . Cette approche sans dimension nous permet d'avoir des résultats indépendants des unités de mesure et de faciliter la validation avec les résultats expérimentaux. Le tableau. (4.1) montre les différentes grandeurs normalisées.

- La recherche des contacts :

Dans la dynamique moléculaire, le calcul des forces est de loin la partie la plus coûteuse en temps de calcul. En effet, afin de calculer les forces qui s'exercent entre N particules, il faut déterminer lesquelles sont en contact. L'idée la plus simple

Longueur, l	d
Accélération, a	g
Temps, t	$\sqrt{d/g}$
Vitesse, v	\sqrt{gd}
Vitesse angulaire, ω	$\sqrt{g/d}$
Masse, m	$\frac{\pi}{6}\rho_p d^3$
Moment d'inertie, I	md^2
Force, f	mg
Raideur de l'amortisseur, k	mg/d
Coéfficient d'amortissement, γ	$m\sqrt{g/d}$
Contrainte de cisaillement, τ	$(\rho_p - \rho_f)gd$

TABLE 4.1 – Les unités utilisées dans le modèle en terme de la masse volumique des particules (ρ_p), la masse volumique du fluide (ρ_f), la gravité (g) et le diamètre moyen des particules (d).

consiste à examiner l'ensemble des $N(N - 1)/2$ paires possibles et de calculer la distance entre les particules de chaque paire. Si cette distance est inférieure à la somme des rayons, alors il y a contact et la force est calculée. Cette méthode de calcul est simpliste, mais très facilement implémentable. Néanmoins, la majorité de ces calculs ne sont pas nécessaires à chaque pas de temps, puisque pour deux particules éloignées si le contact aura lieu, il ne peut se produire qu'après un nombre considérable de pas de temps.

Comme il existe plusieurs méthode de détection de contacts, nous avons adopté une idée pour diminuer le nombre de calculs d'une manière significative est d'utiliser les listes de Verlet. En effet pour chaque particule i , on peut associer une liste de Verlet (L_i) composée des particules voisines les plus proches ; ce sont les seules particules avec lesquelles les contacts sont recherchés pendant un nombre de pas de temps donné $N_{actList}$. Ces listes ne sont donc actualisées qu'au bout d'un temps ($N_{actList} \times \Delta t$). Les particules j formant la liste de Verlet associée au particule i sont toutes les particules dont la distance normale avec la particule i est plus faible qu'une distance pré-définie dite distance de Verlet (D_{Verlet}), soit :

$$j \in L_i \quad si \quad \|\vec{r}_j - \vec{r}_i\| - R_i - R_j \leq D_{Verlet} \quad (4.12)$$

Pour éviter le risque d'oublier certains contacts si le temps d'actualisation des listes est grand, la solution est d'actualiser les listes à chaque fois que l'une des particules de l'échantillon se déplace d'une distance au plus égale à $\frac{1}{2}D_{Verlet}$. Le choix de la distance de Verlet (D_{Verlet}) dépend de la vitesse des particules ainsi que du pas de temps de simulation, elle doit être choisie de façon à obtenir le

en contact, dans quel cas il faut considérer les forces d'interactions entre eux.

- Intégration des équations de mouvement :

L'intégration numérique des équations précédentes (Les équations (4.1, 4.2)) est basée sur les méthodes des différences finies, où le temps est discrétisé sur une grille finie, le pas de temps Δt étant la distance entre deux points consécutifs sur la grille. Deux méthodes d'intégration sont principalement utilisées, l'algorithme du prédicteur correcteur et l'algorithme de Verlet. Nous nous sommes intéressés à l'algorithme de Verlet [1967] pour sa simplicité et son efficacité. L'idée de ces méthodes est quand on connaît les positions, les vitesses et autres variables dynamiques d'une particule à l'instant t , il faut essayer de les estimer à l'instant $(t + \Delta t)$ avec une précision satisfaisante. La structure générale du code est représentée par la figure (4.5).

$$\begin{cases} \vec{x}(t + \Delta t) = \vec{x}(t) + \Delta t \vec{u} + \frac{\Delta t}{2} \vec{a} & (4.13) \\ \vec{u}(t + \Delta t) = \vec{u}(t) + \frac{\Delta t}{2} \vec{a} & (4.14) \\ \vec{\theta}(t + \Delta t) = \vec{\theta}(t) + \Delta t \vec{\omega} + \frac{\Delta t}{2} \vec{\Omega} & (4.15) \\ \vec{\omega}(t + \Delta t) = \vec{\omega}(t) + \frac{\Delta t}{2} \vec{\Omega} & (4.16) \end{cases}$$

4.4 Couplage (Fluide/Particules)

4.4.1 Cas stationnaire uniforme

Pour des raisons de simplification, nous supposons que la force hydrodynamique nette (\vec{f}_{fluide}^p) agissant sur un grain p dû à la présence du fluide est dominée par les forces de traînée et d'Archimède, $\vec{f}_{trainée}^p$ et \vec{f}_{archi}^p , respectivement :

$$\vec{f}_{fluide}^p = \vec{f}_{trainée}^p + \vec{f}_{archi}^p \quad (4.17)$$

La force de portance, les forces de lubrification et les corrections de la force de traînée (Basset, Magnus, etc.) sont négligées.

Force de traînée : Nous supposons ici que la force de traînée exercée par un fluide homogène sur un grain en mouvement dépend seulement de la différence entre la vitesse des grains $\vec{u}^p(x, z)$ et la vitesse du fluide $\vec{U}(z)$ à une hauteur z . La force de traînée peut être écrite sous la forme :

$$\vec{f}_{trainée}^p = \frac{1}{2} \rho_f \frac{\pi d^2}{4} C_D |\vec{U} - \vec{u}_p| (\vec{U} - \vec{u}_p) \quad (4.18)$$

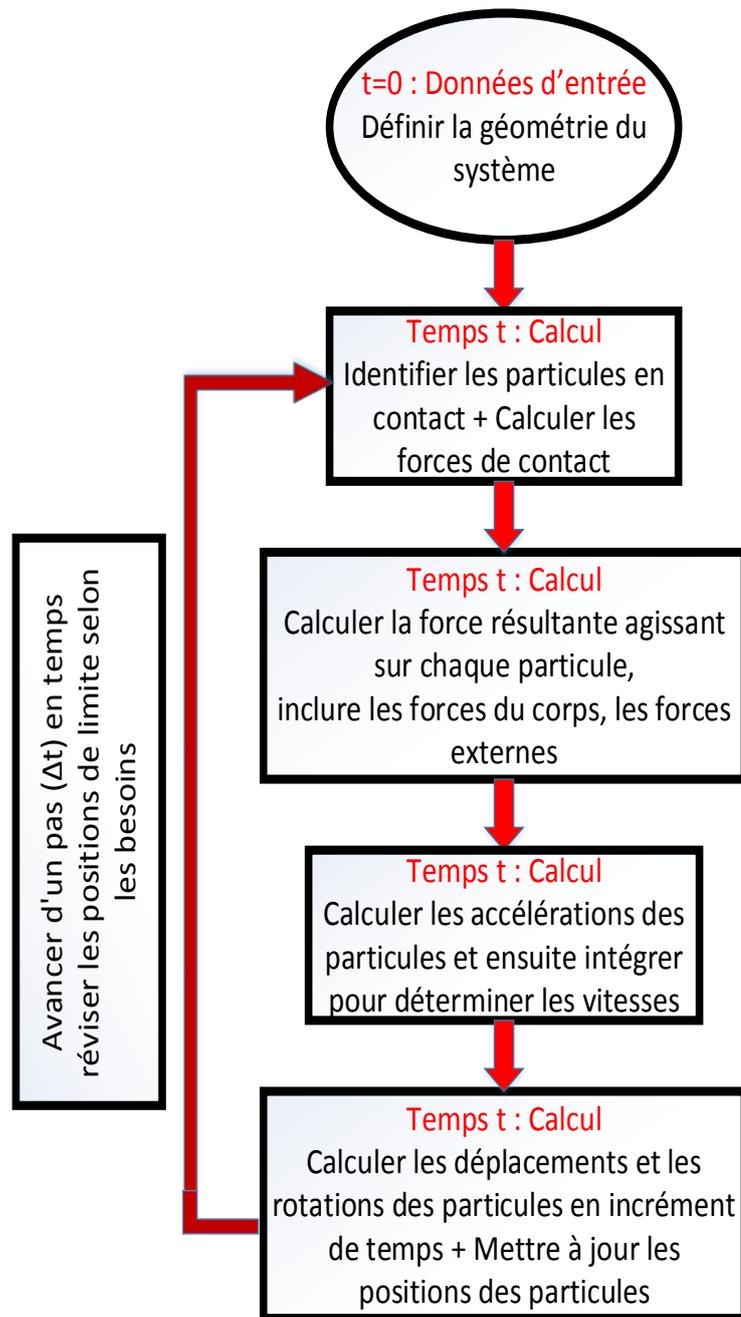


FIGURE 4.5 – Schéma de la séquence de calculs dans une simulation DEM.

$$C_D = 0.3\sqrt{(U - u_p^x)^2 + u_p^z^2} + \frac{18}{Re_p} \quad (4.19)$$

Avec Re_p le nombre de Reynolds particulaire basé sur cette différence de vitesse fluide-particule $Re_p = |u - u_p|d/\nu$,

Force d'Archimède : Cette force résulte du cisaillement qui aurait été exercée sur le grain, comme si le grain avait été un fluide. Ainsi,

$$\vec{f}_{archi}^p = \frac{\pi}{6} d^3 \text{div} \sigma^f \quad (4.20)$$

Où $\frac{\pi}{6} d^3$ est le volume de grain et $\sigma_{ij}^f = -P^f \delta_{ij} + \tau_{ij}^f$ est le tenseur de contrainte du fluide non perturbé (écrit en termes de pression P^f et le tenseur de contrainte de cisaillement τ_{ij}^f). En première approximation, la contrainte est évaluée au centre du grain, bien qu'en général l'équation (4.20) est valide dans un volume de contrôle du fluide qui est beaucoup plus grand que la taille du grain.

Dans la région intérieure de la couche limite, où nous supposons que la majeure partie du transport aura lieu, la force d'Archimède peut être correctement estimée par :

$$f_{archi}^p = \frac{\pi}{6} d^3 (\partial_z \tau_{xy}^f \vec{e}_x - \partial_z P^f \vec{e}_z) \quad (4.21)$$

Où \vec{e}_x et \vec{e}_z sont respectivement les directions horizontale et verticale.

Hydrodynamique : En présence de particules occupant une fraction volumique ϕ , l'hydrodynamique est décrite par un écoulement diphasique et les équations de Navier-Stokes sont moyennées selon la méthode de Reynolds :

$$\rho_f (1 - \phi) D_t u_i = (1 - \phi) \left(-\partial_i P^f + \rho_f g_i + \partial_i \tau_{ij}^f \right) - F_i \quad (4.22)$$

Où $D_t u_i \equiv \partial_t u_i + u_j \partial_j u_i$ désigne l'inertie du fluide. τ_{ij}^f est le tenseur total des contraintes de cisaillement résultant à la fois de la diffusion visqueuse de la quantité de mouvement (contrainte visqueuse) et du transport de la quantité de mouvement par les fluctuations turbulentes (contrainte de Reynolds). \vec{F} est la force exercée par les grains sur le fluide. Elle reflète les fluctuations de vitesse induites par un grain en mouvement. Comme nous nous concentrons dans cette thèse sur le transport éolien homogène et stable, nous supposons que l'influence d'un grain donné reste localisée dans une région horizontale mince et que la distance horizontale typique sur laquelle le flux est perturbé est comparable à la distance entre grains mobiles. $\vec{F}(z)$ peut alors être obtenu en faisant la moyenne de force de traînée \vec{f}_{fluide}^p agissant sur tous les grains se déplaçant autour d'une z , dans une couche horizontale de surface A et d'épaisseur dz ,

$$\vec{F}(z) = \frac{1}{Adz} \left\langle \sum_{p \in \{z; z+dz\}} \vec{f}_{trainée}^p \right\rangle \quad (4.23)$$

Le symbole $\langle . \rangle$ représente la moyenne d'ensemble. Afin d'obtenir des statistiques,

nous utilisons le caractère stable de la situation étudiée et utilisons également la moyenne temporelle. Par commodité, $\vec{F}(z)$ peut être réécrit comme :

$$\vec{F}(z) = \phi \left\langle \vec{F}_{trainée} \right\rangle \quad (4.24)$$

La fraction volumique des grains est définie comme :

$$\phi(z) = \frac{1}{Adz} \sum_{p \in \{z; z+dz\}} \frac{\pi}{6} d^3 \quad (4.25)$$

et

$$\left\langle \vec{F}_{trainée} \right\rangle = \frac{\left\langle \sum_{p \in [z; z+dz]} f_{trainée}^p \right\rangle}{\sum_{p \in [z; z+dz]} \frac{\pi}{6} d^3} \quad (4.26)$$

$\left\langle \vec{F}_{trainée} \right\rangle$ est la force de traînée moyenne agissant sur les grains à une hauteur z par unité de volume du grain. Par souci de simplicité, nous noterons ci-après la contrainte de cisaillement du fluide $\tau^f = \tau_{xz}^f$, et $u = u_x$ pour la vitesse horizontale du fluide.

Dans la région interne de la couche limite turbulente, l'inertie du fluide et les gradients de contrainte horizontaux peuvent être négligés, et la composante verticale de l'équation de Reynolds devient :

$$\partial_z P^f = -\rho_f g - \frac{\phi}{1-\phi} \langle F_{trainée,z} \rangle \quad (4.27)$$

Dans l'hypothèse d'un transport de sable stable et homogène, la contribution de la traînée verticale des grains à l'équilibre de la quantité de mouvement est négligeable et l'équilibre vertical se réduit à la pression hydrostatique :

$$\partial_z P^f = -\rho_f g \quad (4.28)$$

et donc la force d'Archimède exprimée par l'équation. (4.21) se simplifie à :

$$f_{archi}^p = \frac{\pi}{6} d^3 (\partial_z \tau^f \vec{e}_x - \rho_f \vec{g}) \quad (4.29)$$

Ce qui réduit la force de flottabilité pour un fluide statique ($\partial_z \tau^f = 0$).

De plus, après avoir négligé l'inertie et les gradients de contraintes horizontaux, la composante horizontale de l'équation de Reynolds devient :

$$\partial_z \tau^f = \frac{\phi}{1-\phi} \langle F_{trainée,z} \rangle \quad (4.30)$$

Cette dernière s'intègre comme suit :

$$\tau^f(z) = \rho_f u_*^2 - \tau^p(z) \quad (4.31)$$

Ici, nous avons introduit la vitesse de frottement (cisaillement) u_* , définie par la contrainte de cisaillement de paroi non perturbée et la contrainte de cisaillement des grains τ^p définie par la somme moyenne de la force hydrodynamique $\vec{f}_{trainée}^p$ agissant sur tous les grains se déplaçant au-dessus de z :

$$\tau^p(z) \equiv \frac{1}{A dz} \left\langle \sum_{p \in \{z' > z\}} \vec{f}_{trainée}^p \right\rangle \quad (4.32)$$

Après avoir substitué explicitement les forces de traînée et d'Archimède, τ^p peut être réécrit comme suit :

$$\tau^p(z) \equiv \int_z^\infty (\phi \langle F_{trainée,x} \rangle + \phi \partial_z \tau^f) dz \quad (4.33)$$

$$\tau^p(z) = \int_z^\infty \frac{\phi}{1-\phi} \langle F_{trainée,x} \rangle dz \quad (4.34)$$

Nous avons donc remplacé $\partial_z \tau^f$ par l'équation. (4.30). Dans les limites d'intégration, ∞ signifie que l'intégrale inclut tous les grains en mouvement. Ici, nous supposons que le mouvement du grain se fait bien à l'intérieur de la couche limite, de sorte qu'à la limite supérieure de la couche de transport, où $F_x = 0$, la contrainte de cisaillement horizontale est constante et égale à $\rho_f u_*^2$.

Le préfacteur $\frac{\phi}{1-\phi}$ dans les équation. (4.30, 4.34) explique le rôle croissant de la force d'Archimède au niveau du lit, où la fraction volumique atteint sa valeur maximale ϕ_b . Cependant, cette augmentation est compensée par la diminution de la force de traînée moyenne lorsque la vitesse du fluide tend vers zéro à l'intérieur du lit.

Afin de relier la contrainte de cisaillement portée par le fluide au champ de vitesse moyen du fluide, nous adoptons une fermeture turbulente de type Prandtl. Introduisons la longueur de mélange turbulente l , nous écrivons :

$$\tau^f = \rho_f (\nu + \ell^2 |\partial_z u|) \partial_z u \quad (4.35)$$

ν est la viscosité cinématique (une constante indépendante de la fraction volumique). Une approche phénoménologique courante consiste à exprimer la longueur

du mélange turbulente en fonction du nombre de Reynolds et de z (Voir ci-dessous l'équation. (4.36)). Cependant, cela implique la définition d'une interphase entre les zones statiques et mobiles, en dessous de laquelle l doit disparaître. Pour éviter le besoin d'une définition aussi arbitraire, nous utilisons plutôt une équation différentielle proposée par [Durán et al. \[2012\]](#) :

$$\partial_z l = \kappa \left[1 - \exp \left(-\sqrt{\frac{1}{R_c} \left(\frac{ul}{\nu} \right)} \right) \right] \quad (4.36)$$

Où $\kappa = 0.4$ est la constante de von Karman et le paramètre sans dimension $R_c = 10$. Le rapport $(u.l/\nu)$ est le nombre de Reynolds local basé sur la longueur du mélange. Bien que le choix actuel fournisse un accord quantitatif avec des données standard. Comme discuté ci-dessous, cette formulation nous permet de définir l à la fois à l'intérieur et au-dessus du lit granulaire statique. Notez que, bien qu'il apparaisse ici comme un aspect technique secondaire de la présente étude sur le transport des sédiments, l'équation. (4.36) proposée par [Durán et al. \[2012\]](#) est en fait une œuvre originale, intéressante en soi et utilisable dans d'autres contextes.

4.4.2 Cas instationnaire

Le modèle proposé pour la phase fluide dans le cas stationnaire ne prend pas en compte les fluctuations de vitesse turbulente du fluide. Ces fluctuations sont notamment connues pour influencer sur le seuil de mouvement des particules. Afin de prendre en compte ces processus turbulents dans le modèle de fluide moyen, [Maurin et al. \[2015\]](#); [Maurin \[2015\]](#) ont utilisé dans leurs travaux un modèle de marche aléatoire "en Anglais Discrete Random Walk (DRW)". Afin de prendre en compte les fluctuations, un DRW inspiré de [Zannetti \[1986\]](#) a été introduit. Ce modèle consiste à associer une fluctuation aléatoire de vitesse à chaque particule pendant une durée donnée, en fonction de l'intensité turbulente locale et de l'échelle de temps turbulente. Le modèle est construit de sorte que la définition de la contrainte de cisaillement de Reynolds soit cohérente entre le modèle de fluide moyen et le modèle DRW. Des mesures expérimentales dans des écoulements à canal ouvert [[Nezu and Nakagawa, 1993](#)] ont montré que l'ampleur des fluctuations dans la direction du cours d'eau est environ deux fois plus grande que dans la direction verticale. Avec cette contrainte, le modèle DRW suivant pour la composante de flux $(u_x^{f'})^p$ et la composante normale $(u_z^{f'})^p$ de la fluctuation de

la vitesse du fluide associée à chaque particule p est proposée :

$$(u_z^{f'})^p = \lambda_1 \quad (4.37)$$

$$(u_x^{f'})^p = -(u_z^{f'})^p + \lambda_2 \quad (4.38)$$

Où λ_1 et λ_2 sont deux nombres aléatoires gaussiens de moyenne nulle. Les fluctuations de vitesse sont mises à jour tous au pas de temps τ_t , définis comme l'échelle du temps typique pour qu'un tourbillon de longueur l_m subisse une distorsion importante qui est le mécanisme du transfert d'énergie, ce qui peut être estimé comme étant $\tau_t = w_d/U_f$ où w_d est la profondeur de l'eau et U_f est la vitesse moyenne du fluide. Ces fluctuations de vitesse s'ajoutent à la vitesse moyenne du fluide dans l'expression de la force de traînée (Voir équation. (4.18)).

4.5 Résultats du cas stationnaire

- Configuration initiale du système :

Les particules mobiles sont initialement disposées uniformément en hauteur et en largeur dont la première couche est à une hauteur de $2d$ au dessus du fond rugueux constitué de particules de diamètre deux fois plus grand afin d'éviter la cristallisation du système (blocage) [Silbert et al., 2001]. Cet état initial est illustré par la figure (4.6). Les particules sont ensuite relâchées avec une vitesse initiale aléatoire.

Avec un processeur 4 GHz, pour un système de 1000 particules (100×10), il faut 1 heure de temps CPU pour simuler 0.1 secondes d'écoulement. Un état stationnaire est atteint en quelques secondes (1 à 2 secondes), cela nous fait des durées de simulations (10 à 20 heures) tout à fait raisonnables.

- Flux saturé :

Le transport de sable stable et homogène est essentiellement quantifié par le flux saturé volumétrique Q_{sat} , c'est-à-dire le volume des particules traversant une surface verticale par unité de temps. Il a la dimension d'une longueur au carré par unité de temps. Dans les simulations, nous calculons le flux saturé comme :

$$Q_{sat} = \frac{1}{A\phi_b} \frac{\pi}{6} d^3 \sum_p u^p \quad (4.39)$$

La question clé est la dépendance de Q_{sat} avec la vitesse de cisaillement ou, de manière équivalente, sur le nombre de Shields. Afin de mettre en évidence cette dépendance, la figure (4.8) montre le flux saturé redimensionné en fonction du

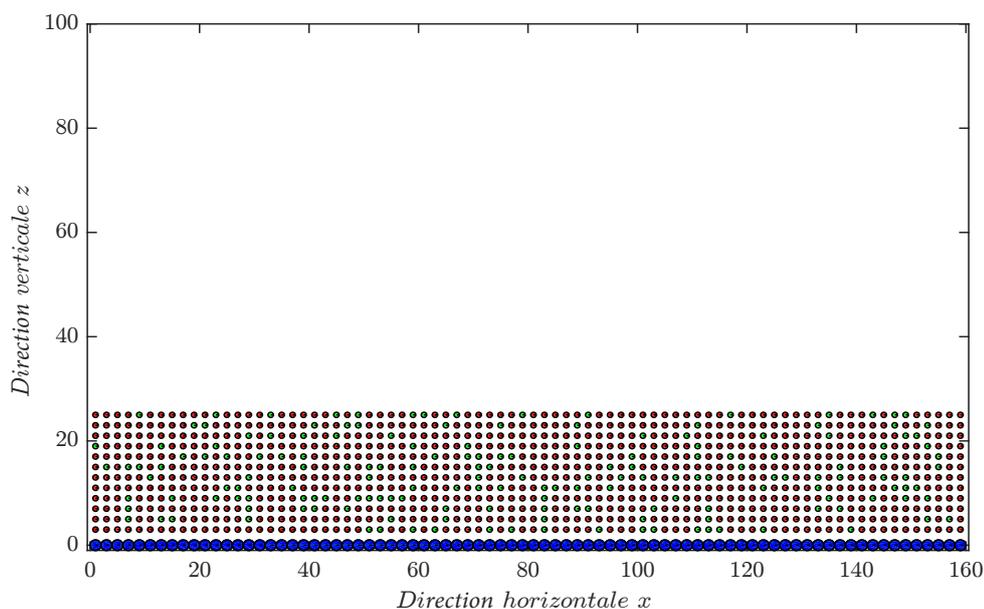


FIGURE 4.6 – Disposition des particules à l'instant initial ($t = 0$). Les couleurs représentent la vitesse des particules, les particules en bleu sont fixées en constituant le lit rigide (rugueux). les vertes ont une vitesse faible par rapport aux rouges.

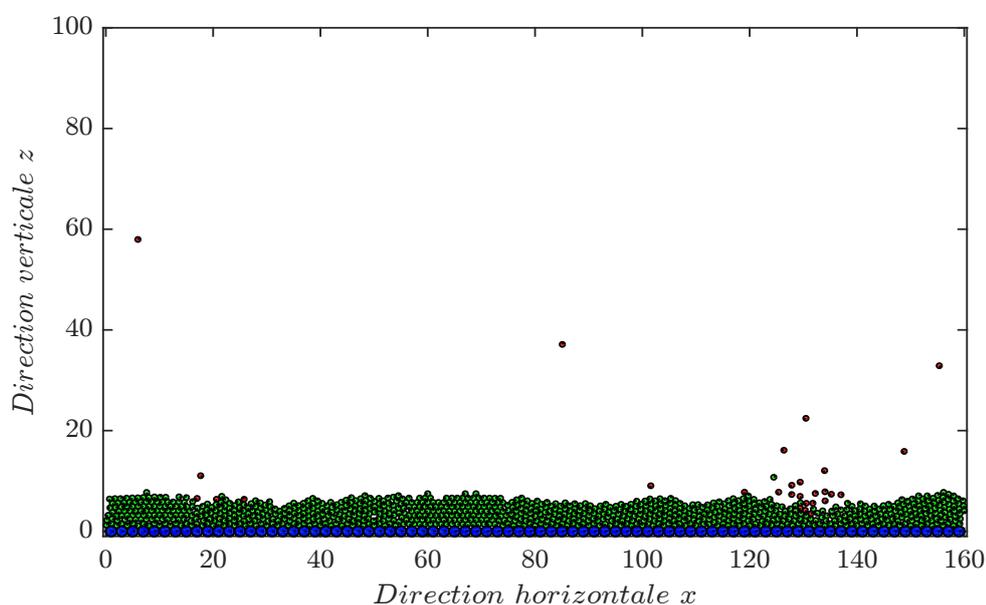


FIGURE 4.7 – Photo instantanée de la simulation avec un profil de vent initialement logarithmique. Le système contient 1040 particules, le nombre de Shields $Sh = 0.02$. Les couleurs représentent la vitesse des particules.

nombre de Shields. Les résultats obtenus sont en bon accord avec les observations expérimentales, nous avons aussi trouvé que le flux saturé a une dépendance linéaire avec le nombre de Shields (ou u_*^2) dans le cas du transport éolien par saltation. La plupart des modèles de transport éolien négligent l'influence de la

rétroaction négative du transport sur le flux. Par conséquent, ils ne donnent pas la mise à l'échelle correcte, ce qui prédit $Q_{sat} \propto u_*^3$.

La figure (4.8) révèle l'existence d'un seuil de vitesse de cisaillement en dessous duquel le flux s'annule. Plus précisément, nous définissons un nombre de Shields dynamique Sh^d de l'extrapolation de la courbe de flux saturé à 0, ce qui donne dans notre cas $Sh^d = 0.004$ pour l'air ($\rho_f/\rho_p = 2000$). Cette valeur est cohérente avec les valeurs expérimentales avec un facteur de 2.

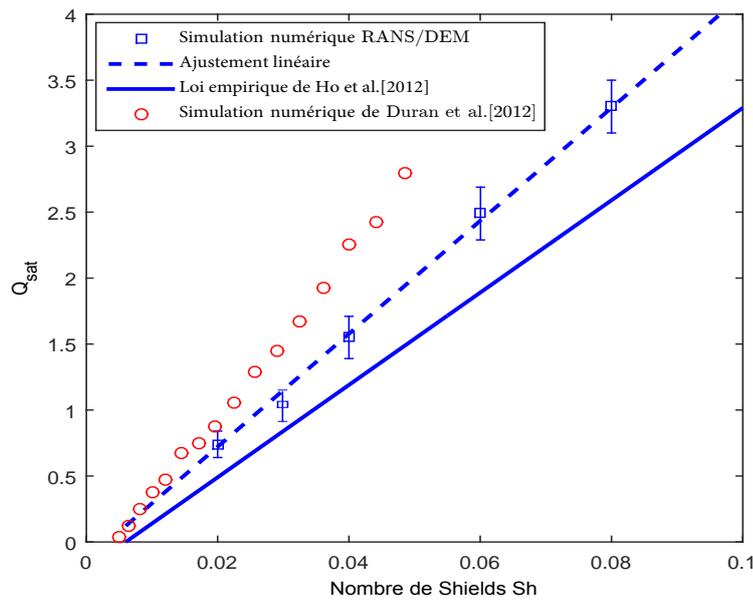


FIGURE 4.8 – Flux de masse normalisé en fonction du nombre de Shields obtenu avec la simulation numérique et comparé avec les résultats numérique de *Durán et al.* [2012] et de *Ho et al.* [2012].

Conclusions et perspectives

Dans cette thèse, nous nous sommes intéressés à l'étude de la dynamique d'un lit de particules, à l'aide d'un outil numérique basé sur le couplage d'une méthode aux éléments discrets (DEM) pour décrire la phase granulaire, et d'une résolution des équations moyennées pour la phase fluide. Cette description lagrangienne des particules et eulériennes du fluide présente le double intérêt de pouvoir, d'une part, décrire finement le milieu granulaire et ainsi être en mesure d'accéder à un grand nombre de grandeurs physiques importantes et, d'autre part, de faire des études paramétriques sur des domaines comprenant un grand nombre de particules.

Tout d'abord, le premier travail de cette thèse a consisté à mettre en place l'outil numérique. Le code DEM, développé sous MATLAB, permet la description d'écoulements granulaires en environnement sec dont les contacts sont modélisés par une méthode dite de sphères molles. Ce code numérique, permet de suivre de façon individuelle la trajectoire des différentes particules simulées par la résolution des équations de Newton.

La principale difficulté de cette méthode de couplage réside dans la nécessité de modéliser certains termes de fermeture comme la force d'interaction fluide-particule ou le tenseur des contraintes fluide. Une fois l'outil numérique développé, différents tests de validation ont été effectués. Dans un premier temps, un test, a permis de vérifier la bonne implémentation des équations moyennées. Puis dans un second temps, divers tests ont été réalisés afin de valider le couplage dans son ensemble. Enfin, nous avons trouvé que le flux saturé obtenu avec l'approche numérique est en bon accord avec les observations expérimentales.

Nous avons réalisé des expériences en soufflerie pour documenter le processus de relaxation vers le régime d'équilibre du transport de sable éolien en faisant varier le flux de masse d'alimentation en amont. Les principaux résultats de cette étude expérimentale sont les suivants. (i) Nous confirmons d'abord les résultats expérimentaux d'[Andreotti et al. \[2010\]](#), c'est-à-dire que la longueur de saturation est indépendante de la force du vent dans le cas de conditions de flux massique nul à l'entrée de la soufflerie. (ii) En second lieu, nous montrons que dans le cas

de conditions de flux en amont finis (obtenues par libération de particules dans l'écoulement d'une hauteur finie), le processus de relaxation est non monotone ce qui a été mis en évidence par [Bagnold \[1941\]](#) et est ainsi capturée par une oscillation harmonique amortie. (iii) Troisièmement, la longueur de relaxation déterminée dans ce dernier cas évolue linéairement avec la vitesse de frottement contrastant avec le premier cas. Il est important de souligner ici que les conditions avec un flux préexistant peuvent être rencontrées dans une grande variété de situations naturelles. Dans un environnement désertique, on peut expérimenter au moins deux situations fondamentales différentes en termes de transport de sable. La première (probablement la plus étudiée) correspond au transport sur un lit de sable érodable et se rencontre dans les déserts sableux où se trouve une source infinie de sable.

Dans ce cas, le transport hors d'équilibre est produit par une variation temporelle ou spatiale de la force du vent. Au contraire, la seconde situation correspond au transport sur un substrat basal dont la nature présente des inhomogénéités spatiales (c'est-à-dire une transition d'un lit rigide à un lit érodable). Cette situation est typique des zones désertiques avec une faible disponibilité de sable comme dans les zones de champs de dunes de Barkhane. Nos résultats expérimentaux indiquent que la relaxation dans les régimes loin de l'équilibre ne peut pas être décrite par un simple comportement exponentiel et nécessite le développement d'approches théoriques plus sophistiquées afin de capturer la complexité des processus de transport loin d'équilibre.

Enfin, le comportement oscillatoire du processus de relaxation associé à une échelle de longueur caractéristique qui augmente avec l'augmentation de la vitesse du vent observée dans le cas d'un flux massique en amont fini peut avoir des implications importantes concernant la dynamique des dunes de sable. En effet, il est admis [[Claudin and Andreotti, 2006](#); [Parteli et al., 2007](#)] que la longueur de saturation contrôle en réalité la taille initiale des dunes de sable émergeant d'un lit de sable plat. Dans l'image où la longueur de saturation est régie par la longueur de traînée [[Andreotti et al., 2010](#)] qui est indépendante de la vitesse du vent, la taille minimale d'une dune est donc invariante par la force du vent. Nos nouveaux résultats suggèrent que dans le contexte des dunes de Barkhane reposant sur un substrat rigide et soumis à un flux de masse en amont fini, la taille minimale des dunes pourrait dépendre de la vitesse du vent.

Les perspectives issues de ce travail sont nombreuses. En effet, de nombreuses questions restent encore en suspens concernant les résultats obtenus dans ce travail.

— La présente étude expérimentale ne donne pas de réponse précise concernant

les mécanismes physiques pertinents du processus de relaxation mais fournit des preuves claires que le processus de relaxation vers le régime de transport saturé dépend fortement de la façon dont le système est mis hors équilibre. Cependant, des expériences supplémentaires sont nécessaires afin de préciser le mécanisme physique responsable de la relaxation.

- Adaptation du code numérique pour le transport éolien dans des situations hors équilibre, c'est à dire que l'on démarre loin de l'état d'équilibre du flux de masse. Nous validerons ensuite ces résultats avec nos données expérimentaux.
- Inclusion de la force de cohésion dans le code de calcul afin d'intégrer l'effet de l'humidité sur le flux de masse saturé comme nous l'avons vu dans nos expériences ; cet effet est d'une grande importance et ne peut pas être négligé. Dans ce sens, dans le cadre de la thèse de Jean-Luc RALAIARISOA préparée à l'institut de Physique de Rennes, il est pour l'instant en train de réaliser des expériences afin de quantifier l'effet d'un milieu humide sur le transport des particules. Finalement nous pourrons comparer ses résultats avec les notres.

Annexe A

Annexe

A.1 L'équation différentielle de l'oscillateur amorti

Les données de Bagnold ne peuvent définitivement pas être décrites par une simple relaxation exponentielle mais partagent certaines caractéristiques d'un oscillateur harmonique amorti. Une équation de relaxation formelle pour le flux de masse Q basée sur un oscillateur harmonique amorti sera comme suit :

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial x^2} + L_{sat} k_0^2 \frac{\partial Q}{\partial x} + k_0^2 (Q - Q_{sat}) = 0 \quad (\text{A.1})$$

k_0 est le nombre d'onde de l'oscillateur non amorti, L_{sat} représente la longueur de saturation. En introduisant le coefficient d'amortissement $\zeta = k_0 \frac{L_{sat}}{2}$. L'équation caractéristique peut s'écrire comme suit :

$$k^2 + 2\zeta k_0 k + k_0^2 = 0 \quad (\text{A.2})$$

Les racines k_+ et k_- sont alors :

$$k_{\pm} = k_0(-\zeta \pm \sqrt{\zeta^2 - 1}) \quad (\text{A.3})$$

Où L et λ_0 sont deux échelles de longueurs caractéristiques. Cette dernière représente la longueur d'onde naturelle de l'oscillateur non amorti et la première est l'échelle de longueur associée au processus d'amortissement. On distingue alors trois régimes :

(i) Régime sur-amorti ($\zeta > 1$) :

$$Q(x) = Q_{sat} + \frac{(Q_0 - Q_{sat})}{\sinh(\phi)} \sinh\left(k_0 \sqrt{\zeta^2 - 1} x + \phi\right) e^{-k_0 \zeta x} \quad (\text{A.4})$$

Dans la limite où ζ tend vers l'infini :

$$Q(x) = Q_{sat} + (Q_0 - Q_{sat})e^{-x/L_{sat}} \quad (\text{A.5})$$

(ii) Régime critique ($\zeta = 1$) :

La solution est donnée par :

$$Q(x) = Q_{sat} + (Q_0 - Q_{sat})(1 + Ak_0\zeta x)e^{-k_0\zeta x} \quad (\text{A.6})$$

(iii) Régime faiblement amorti ($\zeta < 1$) :

La solution peut s'écrire sous la forme suivante :

$$Q(x) = Q_{sat} + \frac{(Q_0 - Q_{sat})}{\sin(\phi_d)} \sin(k_d x + \phi_d) e^{-k_0\zeta x} \quad (\text{A.7})$$

Où $k_d = k_0\sqrt{1 - \zeta^2}$ est le nombre d'onde de l'oscillateur amorti. il faut noter que dans tous les régimes, La longueur de décroissement caractéristique L_{rel} est $1/k_0\zeta = \lambda/2\pi\zeta$

A.2 Publications internationales

1-H. Selmani, A. Valance, A. Ould El Moctar, P. Dupont, R. Zegadi. Relaxation processes in Aeolian transport. EPJ Web of Conferences 140, 03055 (2017). <https://doi.org/10.1051/epjconf/201714003055>

2- H. Selmani, A. Valance, A. Ould El Moctar, P. Dupont, R. Zegadi. Aeolian sand transport in out-of-equilibrium regimes, Geophysical Research Letters, 45, (2018). <https://doi.org/10.1002/2017GL076937>

A.3 Communications internationales

1-H. Selmani, R. Zegadi. Conception d'une soufflerie portative pour l'étude du transport des particules solides. International conference of Mechanics and Materials (ICMM14) November, 16- 17 2014. Sétif, Algérie.

2-A. Ould El Moctar, H. Selmani, A. Valance, P. Dupont. Relaxation processes in Aeolian transport. International Workshop on Two-Phase continuum Models for Geophysical Particle-Fluid Flows, Max Planck Institute 14 Mars -15 Avril 2016. Dresden, Allemagne.

3-H. Selmani, A. Valance, A. Ould El Moctar, P. Dupont, R. Zegadi. Relaxation processes in Aeolian transport. The 8th International conference on Micro-mechanics of granular media 'Powders and Grains' 3 - 7 Juillet 2017. Montpellier, France.

4-H. Selmani, A. Valance, A. Ould El Moctar, P. Dupont. Inhomogeneous aeolian sand transport. EUROMECH COLLOQUIUM 588 Coupling Mechanisms and Multi-Scaling in Granular -Fluid Flows IMFT 2 - 5 October 2017, Toulouse, France.

5-H. Selmani, A. Valance, A. Ould El Moctar, P. Dupont and R. Zegadi, "Experimental measurements of the relaxation length in aeolian sand transport", International conference on aeolian research 'ICARX' 2018, 25-29 June, Bordeaux, France.

6-H. Selmani, "Measurements of Aeolian mass flux using sand traps and Particle Tracking Velocimetry", International conference on Industrials Metrology and Maintenance ICIMM 2018, 28-29 October, Sétif, Algeria.

A.4 Communications nationales

1-H. Selmani, R. Zegadi, A. Valance. Étude expérimentale et simulation du transport éolien. Journée des doctorants (JDD2017) 17 Mai 2017. IOMP Sétif,

Algérie.

2-H. Selmani, R. Zegadi, A. Valance. Étude expérimentale du transport éolien dans des régimes hors équilibre. Journée des doctorants (JDD2018) 24 Avril 2018. IOMP Sétif, Algérie.

Relaxation processes in Aeolian transport

Housseem Selmani^{1,4,*}, Alexandre Valance^{1,**}, Ahmed Ould El Moctar², Pascal Dupont³, and Rabah Zegadi⁴

¹*Institut de Physique de Rennes, UMR UR1-CNRS 6251, Université de Rennes 1, 35042 Rennes cedex, France.*

²*Laboratoire de Thermocinétique, Polytech. Nantes, CNRS UMR 6607, 44306 Nantes, France.*

³*GCGM, INSA de Rennes, Campus Beaulieu, 35043 Rennes, France.*

⁴*Laboratoire de Mécanique de Précision Appliquée, Université Ferhat Abbas Sétif 1, Algeria.*

Abstract.

We investigate experimentally the relaxation process toward the equilibrium regime of saltation transport in the context of spatial inhomogeneous conditions. The relaxation length associated to this process is an important length in aeolian transport. This length stands for the distance needed for the particle flux to adapt to a change in flow conditions or in the boundary conditions at the bed. Predicting the value of this length under given conditions of transport remains an open and important issue. We conducted wind tunnel experiments to document the influence of the upstream particle flux and wind speed on the relaxation process toward the saturated transport state. In the absence of upstream particle flux, data show that the relaxation length is independent of the wind strength (except close to the threshold of transport). In contrast, in the case of a finite upstream flux, the relaxation length exhibits a clear increase with increasing air flow velocity. Moreover, in the latter the relaxation is clearly non-monotonic and presents an overshoot.

1 Introduction

Saltation is known as the primary mode of sediment transport in air and characterizes the movement of the particles jumping along the sand surface in ballistic trajectories. [1–4]. When a steady wind blows over a flat erodible bed, an equilibrium between the flow and the transported particles is achieved and the mass flux, Q , reaches a saturated value $Q = Q_{sat}$. Now, if we consider an unsteady or inhomogeneous situation, in which the wind velocity is subjected to a temporal or spatial change, the relaxation process towards the new saturated state takes a certain characteristic time or length [5, 6]. By linearizing the problem around the saturated state, one can describe the relaxation process by a first order differential which takes the following form for spatial inhomogeneous situations:

$$\frac{\partial Q}{\partial x} = -\frac{Q - Q_{sat}}{L_{sat}} \quad (1)$$

where L_{sat} is the characteristic length scale of the relaxation process and Q_{sat} is the saturated state corresponding to the new equilibrium transport regime. L_{sat} is usually referred to as the saturation length (L_{sat}) [5–8]. A similar first order differential equation can be written for unsteady situations where the space variable is replaced by the time and the saturation length by the saturation time τ_{sat} .

The relaxation process is driven by several intricate physical processes. If the wind speed is suddenly increased, the saltating particles will be accelerated but

within a certain time delay due to particle inertia. New grains will be extracted from the bed either by aerodynamic or impact entrainment but at a certain rate depending on the efficiency of the particle pick-up process. Then, in response to the increase of the concentration of the saltating particles, the wind speed within the transport layer is lowered due to momentum extraction by the particles until a new equilibrium is reached. It turns out that several time or spatial scales may be a good candidate for the saturation time or length, respectively: the time needed for the negative feedback of transport on the wind to take place [9], the time needed to expel new grains from the sand bed [5], and the time needed to accelerate the grains to their new equilibrium velocity. It is generally argued that the latter time scale, usually referred to as the drag time τ_{drag} (or the drag length l_{drag} for the corresponding length scale) [10] is associated with the slowest of these processes and is therefore expected to control the relaxation process. The drag length is the distance for a particle initially at rest to equilibrate its velocity with that of the fluid. It is controlled by the particle inertia and is given by $l_{drag} = (\rho_p/\rho_a)d$. Experimental estimations of the saturation length by [6] indicate that the saturation length is independent of the wind strength and is about twice the drag length: $L_{sat} = 2l_{drag}$ (for $d = 200 \mu m$, the saturation length is on the order of a meter). Eq. (1) tells us that the mass flux relaxes monotonously towards the equilibrium saturated state via a simple exponential behavior:

$$Q(x) = Q_{sat} + (Q_0 - Q_{sat}) \exp\left(-\frac{x - x_0}{L_{sat}}\right) \quad (2)$$

*e-mail: selmani.h@univ-setif.dz

**e-mail: alexandre.valance@univ-rennes1.fr

Table 1: Values of the fitted parameters obtained from the data of Andreotti et al. [6].

$u^*(m/s)$	$Q_{sat}(mm^2/s)$	$x_0(m)$	$L_{sat}(m)$
0.26	12.3555	0.5721	0.4607
0.33	21.0209	0.3151	0.3932
0.48	41.5917	0.1192	0.5160

where Q_0 is the upstream mass flux at the position $x = x_0$. This simple exponential behavior is expected to provide a good description of the relaxation process as long as the upstream mass flux Q_0 is not too far from the equilibrium saturated value Q_{sat} . Andreotti et al. [6] reported wind-tunnel experiments concerning the variation of the mass flux along the downstream direction and showed the last stage of the relaxation (i.e., for $Q > Q_{sat}/4$) is well described by Eq. (2) (see Fig. 1). The first stage of the relaxation process (i.e., for $0 < Q < Q_{sat}/4$) is however not captured by Eq. (2).

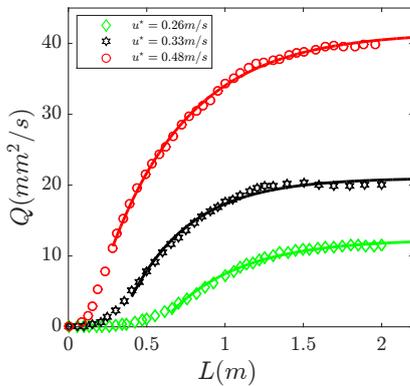


Figure 1: Variation of the mass flux along the downstream distance x for three different wind friction velocities: $u^*=0.26, 0.33$ and 0.48 m/s (Wind-tunnel data from Andreotti et al [6]). The upstream mass flux for the three runs is $Q_0 = 0$. The solid lines represent the best fit using eq. (2) starting from $x = x_0$ where x_0 is defined such $Q = Q_{sat}/4$. See table 1 for the values of the fitted parameters x_0, L_{sat} and Q_{sat} .

Other experimental results indicate more complex relaxation processes with an overshoot which is accompanied by an oscillating behavior. In particular, [1] reported wind-tunnel experiments showing that this type of complex relaxation occurs in the case where the upstream mass flux Q_0 is non-zero and controlled independently from the wind speed with a hopper device (see Fig. 2). Eq. (2) is again too simple to capture the experimental data from Bagnold.

The above experimental results illustrate the complexity of the relaxation process and its sensitivity to the out-of-equilibrium situation which is investigated. The prediction and description of the relaxation processes and their characteristic length scale is an important issue in the context of the formation and dynamics of aeolian sand dunes.

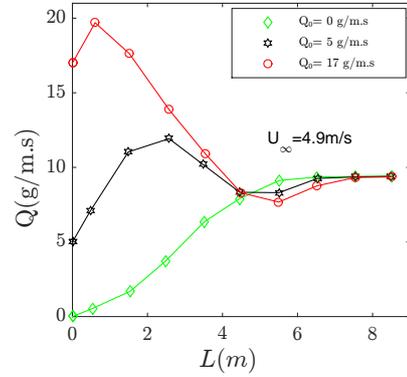


Figure 2: Variation of the mass flux along the downstream distance x (Data from Bagnold [1]) for three different upstream flux conditions: $Q_0=0, 5$ and 17 $g/m.s$. The nominal velocity of the air flow is $U_\infty = 4.9$ m/s for three runs.

In particular, the saturation length controls the length of the smallest dunes emerging from a flat sand bed [11, 12] and is therefore a crucial parameter in morpho-dynamic models of Earth's sandy landscapes [13–15].

Our aim here is to investigate through wind-tunnel experiments the relaxation process of the mass flux Q towards its saturated value Q_{sat} for different out-of-equilibrium situations. Inspired by Bagnold experiments, we conducted a series of wind-tunnel experiments varying systematically the upstream flux and wind conditions in order to document the relaxation process.

The paper is organized as follows. First, the wind tunnel facilities and protocols are described in Section 2, while results and analyses of the relaxation process are presented in Section 3. Finally, section 4 provide conclusion and outlook.

2 Experiments

The experiments reported here were performed in a 6.6 m long wind tunnel with a cross-section of dimensions 0.27 $m \times 0.27$ m where the nominal air velocity U_∞ (i.e., the air speed outside from the boundary layer) can be varied between 0 to 20 m/s (see [16, 17] for further details). The floor of the tunnel is covered with a sand layer whose stream-wise length can be varied from 0.2 to 6 m . At the upstream edge of the sand bed, a hopper is installed on the roof of the wind-tunnel and allows to deliver a constant and prescribed upstream sand flux Q_0 (see Fig. 3). We used natural sand with a median diameter $d = 200$ μm and density $\rho_p = 2650$ kg/m^3 . The air speed is measured by using a Pitot tube located at a distance of 6 m from the beginning of the tunnel and set at a height of 130 mm from the floor. The Pitot tube is outside from the boundary layer and is used to assess the nominal air velocity U_∞ .

We performed experiments with increasing bed length L from 0.2 to 6 m (with an increment of 0.5 m) for various air speeds (from 6 to 10 m/s) and three different upstream sand fluxes Q_0 ($Q_0 = 0, 35.6$ and 69.5 $g/m.s$); cf

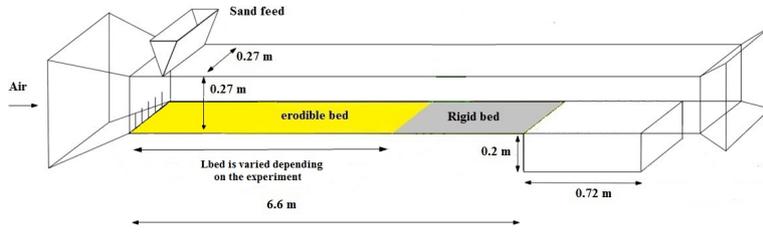


Figure 3: Schematic view of the wind tunnel.

Table 2: Air speeds U_∞ and upstream fluxes Q_0 used in the reported experiments.

$Q_0(g/m.s)$	0	35.6	69.5
	6.09	6.06	6.05
	7.06	7.05	7.07
$U_\infty(m/s)$	8.05	8.05	8.05
	9.07	9.04	9.05
	10.04	10.04	10.06

Table 2 for further details). The non-zero values of upstream fluxes correspond to saturated values of saltation transport obtained at $U_\infty = 7.53$ and 9.23 m/s , respectively.

Each run follows the same protocol. The sand bed is prepared with a uniform thickness of 2 cm and a given stream-wise bed length L . The sand bed surface is flattened before each run. The fan of the tunnel is tuned at a given wind speed while the hopper is opened at the same time delivering a prescribed upstream flux. A run lasts a few minutes (typically between 1 and 20 minutes according to the wind strength) in order to collect a measurable amount of sand at the exit of the tunnel. After each run, the collected sand is weighed and the resulting outgoing flux $Q(L)$ is determined as follows: $Q(L) = M/T \times W$, where M is the mass of the collected sand, T the duration of the run and W the wind-tunnel width.

These experiments allowed to document the relaxation process and estimate the characteristic relaxation length needed to reach the saturated state of transport starting from different out-of-equilibrium situations.

3 Results and discussion

The evolution of the mass flux with respect to the bed length for different upstream mass fluxes and air velocities is presented in Fig. 4. In the case of a zero upstream flux, the downstream mass flux increases monotonously with increasing bed length until an asymptotic value corresponding to the equilibrium saturated value is reached. The characteristic relaxation length of the whole process decreases within increasing wind speed but saturates to a constant value of between 1 m and 2 m for nominal air velocities greater than 8 m/s . In the case of a non-zero upstream flux, the evolution of mass flux with the bed length exhibits a peak value that is greater than the equilibrium

saturated flux Q_{sat} . This overshoot effect is caused by the process of impact entrainment triggered by the particles launched upstream. The peak value of the mass flux Q increases with increasing both the upstream mass flux and air flow velocity. These data confirm the trends observed in Bagnold experiments [1]. However, unlike Bagnold observations, we do not see a clear oscillating behavior during the relaxation towards the saturated value.

Our data provide additional information about the characteristic relaxation length in case of non-zero upstream flux. Indeed, the latter increases with increasing wind strength. The influence of the upstream mass flux on the relaxation length is however not evidenced. Additional experiments would be needed to clarify this issue.

4 Conclusion

We carried out wind tunnel experiments to document the relaxation process towards the equilibrium regime of aeolian sand transport in the context of spatial inhomogeneous configuration by varying the upstream particle flux and wind speed. For zero upstream mass flux, the relaxation length characterizing the whole relaxation process decreases with increasing wind speed but reach an asymptotic value at large wind speed. These results confirm the measurements of Andreotti et al. showing the relaxation length (including the amplification process and the saturation one) diverge at the transport threshold. In contrast, for non-zero upstream mass flux, the relaxation length shows a clear increase with the wind strength. In addition, the relaxation exhibits, in this case, an overshoot already mentioned by Bagnold [1].

In the light of these results, it becomes clear that the simple relaxation equation (cf Eq. 1) is not able to capture the amplification process (including the overshoot) and the saturation process. It is therefore needed to model in details all the physical mechanisms involved in the relaxation process. Continuum models for aeolian sand transport have already been developed in the context of unsteady or spatial inhomogeneous conditions such as the one proposed by Sauermann et al. [5]. The next step is to make quantitative comparison with the predictions of these models and check their pertinence and validity.

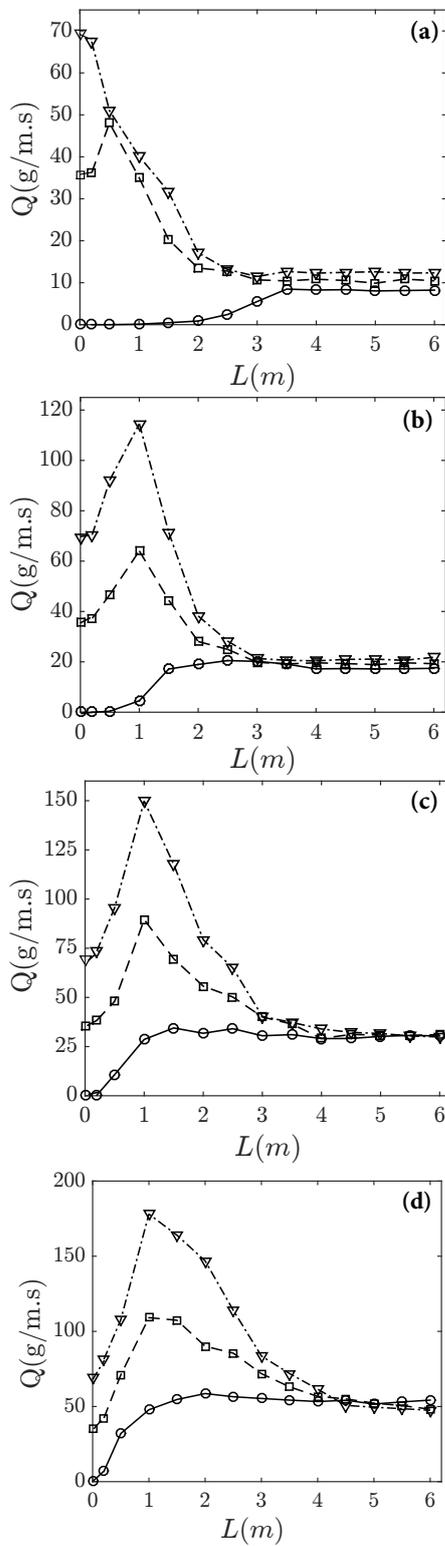


Figure 4: (a-d) The evolution of the sand mass flux as a function of the bed length L for 4 different air velocities respectively $U_\infty = 6, 7, 8$ and 9 m/s. For each air speed, three upstream fluxes were investigated $Q_0 = 0, 35.6, 69.5$ g/m.s represented respectively by $(\circ), (\square), (\nabla)$.

Acknowledgments

The authors would like to thank the Algerian Ministry of Higher Education and Scientific Research for the financial support in the framework of program PNE 2015-2016.

References

- [1] R.A. Bagnold, Methuen, New York (1941)
- [2] O. Durán, P. Claudin, B. Andreotti, *Aeolian Research* **3**, 243 (2011)
- [3] J.F. Kok, E. Partel, T. Michael, D. Bou Karam, *Report on progress in Physics* **75**, 106901 (2012)
- [4] A. Valance, K.R. Rasmussen, A. Ould El Moctar, P. Dupont, *Comptes Rendus Physique* **16**, 105 (2015)
- [5] G. Sauermann, K. Kroy, H.J. Herrmann, *Physical Review E* **64**, 031305 (2001)
- [6] B. Andreotti, P. Claudin, O. Pouliquen, *Geomorphology* **123**, 343 (2010)
- [7] T. Pähtz, J.F. Kok, E.J.R. Parteli, H.J. Herrmann, *Physical Review Letters* **111**, 218002 (2013)
- [8] T. Pähtz, A. Omeradžić, M.V. Carneiro, N.A.M. Araújo, H.J. Herrmann, *Geophysical Research Letters* **42**, 2063 (2015)
- [9] B. Andreotti, *Journal of Fluid Mechanics* **510**, 47 (2004)
- [10] P. Hersen, S. Douady, B. Andreotti, *Physical Review Letters* **89**, 264 (2002)
- [11] P. Claudin, B. Andreotti, *Earth and Planetary Science Letters* **252**, 30 (2006)
- [12] E.J.R. Parteli, O. Durán, H.J. Hermann, *Physical Review E* **75**, 011301 (2007)
- [13] C. Narteau, D. Zhang, O. Rozier, P. Claudin, *Journal of Geophysical Research: Earth Surface* **114**, F03006 (2009)
- [14] E.J.R. Parteli, O. Durán, H. Toar, V. Schwammle, H.J. Hermann, *Proceedings of the National Academy of Science* **106**, 22085 (2009)
- [15] E.J.R. Parteli, K. Kroy, H. Tsoar, J.S. Andrade, T. Poschel, *Review and future plans, The European Physical Journal Special Topics* **223**, 2269 (2014)
- [16] T.D. Ho, A. Valance, P. Dupont, A. Ould El Moctar, *Physical Review Letters* **106**, 094501 (2011)
- [17] T.D. Ho, A. Valance, P. Dupont, A. Ould El Moctar, *Aeolian Research* **223**, pp. 65–74 (2014)

RESEARCH LETTER

10.1002/2017GL076937

Key Points:

- The saturation length is independent of the wind strength in the case of zero upwind mass flux conditions
- In the case of finite upwind flux condition, the relaxation process is nonmonotone and is well captured by a damped harmonic oscillation
- The relaxation length determined in the latter case scales linearly with the friction velocity contrasting with the former case

Supporting Information:

- Supporting Information S1

Correspondence to:

H. Selmani,
selmani.h@univ-setif.dz

Citation:

Selmani, H., Valance, A.,
Ould El Moctar, A., Dupont, P., & Zegadi, R. (2017). Aeolian Sand Transport in Out-of-Equilibrium Regimes. *Geophysical Research Letters*, 44, 10.1002/2017GL076937

Aeolian Sand Transport in Out-of-Equilibrium Regimes

H. Selmani^{1,4} , A. Valance¹, A. Ould El Moctar², P. Dupont³, and R. Zegadi⁴

¹Institut de Physique de Rennes, UMR UR1-CNRS 6251, Université de Rennes 1, Rennes, France, ²Laboratoire de Thermique et Energie de Nantes, Polytech. Nantes, CNRS UMR 6607, Nantes, France, ³LGCGM, INSA de Rennes, Campus Beaulieu, Rennes, France, ⁴Laboratoire de Mécanique de Précision Appliquée, Institut d'Optique et Mécanique de précision, Université Ferhat Abbas, Sétif 1, Algeria

Abstract We investigate the relaxation process toward the equilibrium regime of saltation transport in the context of nonuniform conditions. Relaxation phenomena can be described in terms of a characteristic length scale that measures the distance for the particle flux to adapt to a spatial change in flow or boundary conditions. We conducted wind tunnel experiments to document the influence of the upwind mass flux on the relaxation process. For zero upwind mass flux conditions, the relaxation process is monotone and the relaxation length is independent of the wind strength. In contrast, for nonzero upwind flux conditions (obtained by releasing particles in the flow from a finite height), the relaxation process is nonmonotone and is well captured by damped harmonic oscillations. Importantly, the relaxation length increases with increasing air flow velocity but is almost insensitive to the magnitude of the upwind flux. Our experimental outcomes clearly indicate that the relaxation of far from equilibrium transport regimes strongly deviates from a simple exponential behavior.

Bibliographie

- Almeida, M., J. Andrade Jr, and H. J. Herrmann (2007), Aeolian transport of sand, *The European Physical Journal E*, 22, 195–200.
- Anderson, R. S., and P. K. Haff (1988), Simulation of aeolian saltation, *Science*, 241, 820–823.
- Anderson, R. S., and P. K. Haff (1991), Wind modification and bed response during saltation of sand in air, *Acta Mechanica Supplementum*, 1, 21–51.
- Andreotti, B. (2004), A two-species model of aeolian sand transport, *Journal of Fluid Mechanics*, 510, 47–70.
- Andreotti, B., P. Claudin, and S. Douady (2002a), Selection of dune shapes and velocities - part 1 : Dynamics of sand, wind and barchans, *European Physical Journal B*, 28, 321–339.
- Andreotti, B., P. Claudin, and S. Douady (2002b), Selection of dune shapes and velocities - part 2 : A two-dimensional modelling, *European Physical Journal B*, 28, 341–352.
- Andreotti, B., P. Claudin, and O. Pouliquen (2010), Measurements of the aeolian sand transport saturation length, *Geomorphology*, 123, 343–348.
- Andreotti, B., Y. Forterre, and O. Pouliquen (2013), *Granular media : Between fluid and solid*, Cambridge University Press.
- Bagnold, R. A. (1936), The movement of desert sand, *Proceedings Royal Society of London*, A157, 594–620.
- Bagnold, R. A. (1937), The size-grading of sand by wind, *Proceedings Royal Society of London*, A163, 250–264.
- Bagnold, R. A. (1938), The measurement of sand storms, *Proceedings Royal Society of London*, A167, 282–291.

- Bagnold, R. A. (1941), *The physics of blown sand and desert dunes*, Methuen, New York.
- Beladjine, D., M. Ammi, A. Valance, and L. Oger (2007), Collision process between an incident bead and a three-dimensional granular packing, *Physical Review E*, 75, 061,305.
- Berzi, D., J. Jenkins, and A. Valance (2015), Periodic saltation over hydrodynamically rough beds : aeolian to aquatic, *Journal of Fluid Mechanics*, 786, 190–209.
- Boulghobra, N. (2016), Climatic data and satellite imagery for assessing the aeolian sand deposit and barchan migration, as a major risk sources in the region of in-salah (central algerian sahara), *Arab J Geosci*, 9 :450, 1–15.
- Butterfield, G. R. (1999), Near-bed mass flux profiles in aeolian sand transport, high-resolution measurements in a wind tunnel, *Earth Surface Processes and Landforms*, 24, 393–412.
- Caliman, M. C. S. F. (2017), Influence de particules non-erodables dans le processus d'érosion éolienne, Ph.D. thesis, Université de Rennes 1.
- Carneiro, M. V., T. Pähtz, and H. J. Herrmann (2011), Jump at the onset of saltation, *Phys. Rev. Lett.*, 107, 098,001.
- Carneiro, M. V., N. Araujo, T. Pähtz, and H. J. Herrmann (2013), Midair collisions enhance saltation, *Phys. Rev. Lett.*, 111, 058,001.
- Charnock, H. (1955), Wind stress on a water surface, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 81, 639 – 640.
- Charru, F. (2006), Selection of the ripple length on a granular bed, *Physics of Fluids*, 18, 469–493.
- Chepil, W. (1945), Dynamics of wind erosion, *Soil Science*, 60(4), 305–320.
- Claudin, P., and B. Andreotti (2006), A scaling law for aeolian dunes on mars, venus, earth, and for subaqueous ripples, *Earth and Planetary Science Letters*, 252, 30–44.
- Crassous, J., D. Beladjine, and A. Valance (2007), Impact of a projectile on a granular medium described by a collision model, *Physical Review Letters*, 99, 248,001.

- Creyssels, M., P. Dupont, A. Ould el Moctar, A. Valance, I. Cantat, J. Jenkins, J. Pasini, and K. Rasmussen (2009), Saltating particles in a turbulent boundary layer : experiment and theory, *Journal of Fluid Mechanics*, 625, 47–74.
- Cundall, P. A., and O. D. L. Strack (1979), A discrete numerical model for granular assemblies, *Géotechnique*, 29, 47–65.
- Da Cruz, f. (2004), écoulement des grains sec : Frottement et blocage, Ph.D. thesis, *École Nationale des Ponts et chaussées*.
- Da Cruz, F., S. Emam, M. Prochnow, J. N. Roux, and F. Chevoir (2005), Rheo-physics of dense granular materials : Discrete simulation of plane shear flows, *Physical Review E*, 72, 021,309.
- Dong, Z., X. Liu, and H. Wang (2003), The aerodynamic roughness with a blowing sand boundary layer : A redefinition of the owen effect, *Geophysical Research Letter*, 30, 1047.
- Durán, O., and H. J. Herrmann (2006a), Modelling of saturated sand flux, *Journal of Statistical Mechanics : Theory and Experiment*, (07), P07,011.
- Durán, O., P. Claudin, and B. Andreotti (2011), On aeolian transport : Grain-scale interactions, dynamical mechanism and scaling laws, *Aeolian Research*, 3, 243–270.
- Durán, O., B. Andreotti, and P. Claudin (2012), Numerical simulation of turbulent sediment transport, from bed load to saltation, *Physics of Fluids*, 24, 103,306.
- Finn, J., M. Li, and S. Apte (2014), Euler-lagrange simulations of sediment transport in oscillatory boundary layers with bedforms, *Coastal Engineering Proceedings*, 34, 80.
- Fourrière, A., P. Claudin, and B. Andreotti (2010), Bedforms in a turbulent stream : formation of ripples by primary linear instability and of dunes by non-linear pattern coarsening, *Journal of Fluid Mechanics*, 649, 287–328.
- GDRMiDi (2004), On dense granular flows, *The European Physical Journal E*, 14, 341–365.
- Gillette, D. A., B. Marticorena, and G. Bergametti (1998), Change in the aerodynamic roughness height by saltating grains : Experimental assessment, test of theory, and operational parameterization, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 103(D6), 6203–6209.

- Greeley, R., and J. D. Iversen (1985), *Wind as a geological. process on earth, mars, venus and titan.*, Cambridge University Press.
- Haff, P. K. (1983), Grain flow as a fluid mechanical phenomenon, *Journal of Fluid Mechanics*, 134, 401–430.
- Hersen, P., S. Douady, and B. Andreotti (2002), Relevant length scale of barchan dunes, *Physical Review Letters*, 89, 264–301.
- Ho, T. (2012), Experimental study of saltating particles in a turbulent boundary layer, Ph.D. thesis, University of Rennes 1.
- Ho, T. D., A. Valance, P. Dupont, and A. Ould El Moctar (2011), Scaling laws in aeolian sand transport, *Physical Review Letters*, 106, 094,501.
- Ho, T. D., A. Valance, P. Dupont, and A. Ould El Moctar (2012), Particle velocity distribution in saltation transport, *Physical Review E*, p. 052301.
- Ho, T. D., A. Valance, P. Dupont, and A. Ould El Moctar (2014), Aeolian sand transport : Height and length distribution of saltation trajectories, *Aeolian Research*, pp. 65–74.
- Hsu, S. (1971), Wind stress criteria in eolian sand transport, *Journal of Geophysical Research*, 36, 8684–8686.
- Iordanoff, I., and M. M. Khonsari (2004), Granular lubrication : Toward an understanding of the transition between kinetic and quasi-fluid regime, *Journal of Tribology*, 126, 137–145.
- Iversen, J., and K. Rasmussen (1994), The effect of surface slope on saltation threshold, *Sedimentology*, 41, 721–728.
- Iversen, J., and K. Rasmussen (1999), The effect of wind speed and bed slope on sand transport, *Sedimentology*, 46, 723–731.
- Jackson, P. S., and C. R. J. Hunt (1975), Turbulent wind flow over a low hill, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 101, 929–955.
- Jenkins, J., and A. Valance (2014), Periodic trajectories in aeolian sand transport, *Physics of Fluid*, 26, 073,301.
- Jenkins, J., I. Cantat, and A. Valance (2010), Continuum model for steady, fully developed saltation above a horizontal particle bed, *Physical Review E*, 82, 020,301R.

- Jenkins, J. T. (2006), Dense shearing flows of inelastic disks, *Physics of Fluids*, 18, 103,307.
- Jenkins, J. T. (2007), Dense inclined flows of inelastic spheres, *Granular Matter*, 10, 47–52.
- Jenkins, J. T., and D. Berzi (2010), Dense inclined flows of inelastic spheres : tests of an extension of kinetic theory, *Granular Matter*, 12, 151–158.
- Jenkins, J. T., and M. W. Richman (1985), Grad’s 13-moment system for a dense gas of inelastic spheres, *Arch. Ration. Mech. Anal.*, 87, 355–377.
- Jenkins, J. T., and S. B. Savage (1983), A theory for the rapid flow of identical, smooth, nearly elastic, spherical particles, *Journal of Fluid Mechanics*, 130, 187–202.
- Jenkins, J. T., and A. Valance (2018), Two-phase continuum theory for windblown sand, *Physical Review of Fluids*, 3, 034,305.
- Jenkins, J. T., E. Meiburg, and A. Valance (2015), Report on the program “fluid-mediated particle transport in geophysical flows” at the kavli institute for theoretical physics, uc santa barbara, september 23 to december 12, 2013, *Physics of Fluids*, 27, 096,601.
- Ji, C., A. Munjiza, E. Avital, J. Ma, and J. J. R. Williams (2013), Direct numerical simulation of sediment entrainment in turbulent channel flow, *Physics of Fluids*, 25, 056,601.
- Ji, C., A. Munjiza, E. Avital, D. Xu, and J. J. R. Williams (2014), Saltation of particles in turbulent channel flow, *Physical Review E*, 89, 052,202.
- Jop, P. (2006), écoulements granulaire sur fond meuble, Ph.D. thesis, École Polytechnique Universitaire Marseille.
- Jop, P., Y. Forterre, and O. Poliquen (2005), Crucial role of sidewalls in granular surface flows : consequences for the rheology, *Journal of Fluid Mechanics*, 541, 167–192.
- Kawamura, R. (1951), Study on sand movement by wind, *Reports of Physical Sciences Research Institute of Tokyo University*, 5, 95–112.
- Kidanemariam, A. G., and M. Uhlmann (2014), Direct numerical simulation of pattern formation in subaqueous sediment, *Journal of Fluid Mechanics*, 750, R2.

- Kidanemariam, A. G., C. Chan-Braun, T. Doychev, and M. Uhlmann (2013), Direct numerical simulation of horizontal open channel flow with finite-size, heavy particles at low solid volume fraction, *New Journal of Physics*, 15, 025–031.
- Kok, J., and N. Renno (2009), A comprehensive numerical model of steady state saltation, *Journal of Geophysical Research. Atmospheres*, 114, D17204.
- Kok, J. F., E. Partel, T. Michael, and D. Bou Karam (2012), The physics of wind-blown sand and dust, *Report on progress in Physics*, 75, 106,901.
- Kroy, K., G. Sauermann, and H. J. Herrmann (2002a), Minimal model for aeolian sand dunes, *Physical Review E*, 66, 031,302.
- Kroy, K., G. Sauermann, and H. J. Herrmann (2002b), A minimal model for sand dunes, *Physical Review Letters*, 64, 054,301.
- Lammel, M., D. Rings, and K. Kroy (2012), A two-species continuum model for aeolian sand transport, *New Journal of Physics*, 14, 093,037.
- Lettau, K., and H. Lettau (1978), Experimental and micro-meteorological field studies of dune migration, *Exploring the world's driest climate*, University of Wisconsin-Madison, Institute for Environmental studies, IES report 101, 110–147.
- Lun, C. K. K., S. B. Savage, D. J. Jeffrey, and N. Chepurniy (1984), Kinetic theory for granular flow : inelastic particles in couette flow and slightly inelastic particles in a general flow field, *Journal of Fluid Mechanics*, 140, 223–256.
- Martin, R. L., and J. F. Kok (2017), Wind-invariant saltation heights imply linear scaling of aeolian saltation flux with shear stress, *Science Advances*, 3, e1602,569.
- Maurin, R. (2015), étude du comportement granulaire en transport par charriage basée sur un modèle eulérien-langrangien, Ph.D. thesis, University of Grenoble.
- Maurin, R., J. Chauchat, B. Chareyre, and P. Frey (2015), A minimal coupled fluid-discrete element model for bedload transport, *Physics of Fluids*, 27, 113,302.
- McEwan, I. K., B. B. Willetts, and M. A. Rice (1992), The grain/bed collision in sand transport by wind, *Sedimentology*, 39, 971–981.

- Mitha, S., M. Q. Tran, B. T. Werner, and P. K. Haff (1986), The grain-bed impact process in aeolian saltation, *Acta Mechanica*, 63, 267–278.
- Nezu, I., and H. Nakagawa (1993), Turbulence in open channel flows, *IAHR Monographs*.
- Ogawa, S. (1978), Multitemperature theory of granular materials, *Proceedings of the U.S.–Japan Seminar on Continuum Mechanical and Statistical Approaches in the Mechanics of Granular Materials.*, pp. 208–217.
- Oger, L., M. Ammi, A. Valance, and D. Beladjine (2005), Discrete element method to study the collision of one rapid sphere on 2d and 3d packings, *The European Physical Journal E*, 17, 467–476.
- Ould Ahmedou, D., A. Ould Mahfoudh, P. Dupont, A. Ould El Moctar, A. Valance, and K. R. Rasmussen (2007), Barchan dune mobility in mauritania related to dune and interdune sand fluxes, *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 112, F02,016.
- Ould-El-Moctar, A. (2014), Le sable du point de vue de la physique, *Techniques et Culture*, 61, 28–41.
- Owen, P. R. (1964), Saltation of uniform grains in air, *J. Fluid Mech.*, 20, 225 – 242.
- Pächtz, T., J. F. Kok, and H. J. Herrmann (2012), The apparent surface roughness of moving sand transported by wind, *New Journal of Physics*, 14, 043–035.
- Pächtz, T., J. F. Kok, E. J. R. Parteli, and H. J. Herrmann (2013), Flux saturation length of sediment transport, *Physical Review Letters*, 111, 218,002.
- Pächtz, T., E. J. R. Parteli, J. F. Kok, and H. J. Herrmann (2014), Analytical model for flux saturation in sediment transport, *Physical Review E*, 89, 052–213.
- Pächtz, T., A. Omeradžić, M. V. Carneiro, N. A. M. Araújo, and H. J. Herrmann (2015), Discrete element method simulations of the saturation of aeolian sand transport, *Geophysical Research Letters*, 42, 2063–2070.
- Pajot, F. (2001), Etude expérimental de l’effet du rayonnement solaire sur le seuil d’envol de particules dans une couche limite turbulente, Ph.D. thesis.
- Parteli, E. J. R., O. Durán, and H. J. Herrmann (2007), Minimal size of a barchan dune, *Physical Review E*, 75, 011,301.

- Parteli, E. J. R., O. Durán, and H. J. Herrmann (2007a), Reply to ‘comment on ‘minimal size of a barchan dune’’, *Physical Review E*, 76, 063,302.
- Pope, S. B. (2000), *Turbulent flows*, Cambridge University Press.
- Prandtl, L. (1925), uber die ausgebildete turbulenz, *Zeitschrift fur Angewandte Mathematik und Mechanik*, 5, 136–139.
- Rasmussen, K. (1989), Some aspects of flow over coastal dunes, *Proceedings of the Royal Society of Edinburgh*, pp. 129 – 147.
- Rasmussen, K., and H. Mikkelsen (1991), Wind tunnel observations of aeolian transport rates, *Acta Mechanica Supplementum*, 1, 135–144.
- Rasmussen, K., J. Iversen, and P. Rautahemio (1996), Saltation and wind-flow interaction in a variable slope wind tunnel, *Geomorphology*, 17(1-3), 19–28.
- Raupach, M. R. (1991), Saltation layers, vegetation canopies and roughness lengths, *Acta Mechanica Supply*, 1, pp. 83 – 96.
- Rioual, F., A. Valance, and D. Bideau (2000), Experimental study of the collision process of a grain on a two-dimensional granular bed, *Physical Review E.*, 62, 24,509.
- Sauermann, G., K. Kroy, and H. J. Herrmann (2001), Continuum saltation model for sand dunes, *Physical Review E.*, 64, 031,305.
- Schäfer, J., S. Dippel, and D. E. Wolf (1996), Force schemes in simulations of granular materials, *Journal de Physique I France*, 6(1), 5–20.
- Schlichting, H., and K. Gersten (2000), *Boundary-layer theory*, 8th Revised and Enlarged Edition (799 p). Springer.
- Schmeeckle, M. W. (2014), Numerical simulation of turbulence and sediment transport of medium sand, *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 119, 1240–1262.
- Shao, Y. (2008), *Physics and modelling of wind erosion.*, Kluwer Academy, Dordrecht, Amsterdam.
- Shao, Y., and H. Lu (2000), A simple expression for wind erosion threshold friction velocity, *Journal of Geophysical Research*, 105, D17, 437–443.
- Shao, Y., and M. R. Raupach (1992), The overshoot and equilibration of saltation, *Journal of Geophysical Research*, 97, 559–564.

- Sherman, D. (1992), An equilibrium relationship for shear velocity and apparent roughness length in aeolian saltation, *Geomorphology*, 5, 419–431.
- Sherman, D., and E. Farrell (2008), Aerodynamic roughness lengths over movable beds : comparison of wind tunnel and field data, *Journal of Geophysical Research*, 113, F02S08.
- Sherman, D., B. Li, J. Ellis, E. Farrel, L. Maia, and H. Granja (2013), Recalibrating aeolian sand transport models, *Earth Surface Processes and Landforms*, 38, 169–178.
- Silbert, E., L. D. Ertas, G. S. Grest, T. C. Halsey, D. Levine, and S. J. Plimpton (2001), Granular flow down an inclined plane : Bagnold scaling and rheology, *Physical Review E*, 64, 051,302.
- Sörensen, M. (2004), On the rate of aeolian sand transport, *Geomorphology*, 59, 53–62.
- Ungar, J., and P. K. Haff (1987), Steady state saltation in air, *Sedimentology*, 34, 289–299.
- Valance, A., K. R. Rasmussen, A. Ould El Moctar, and P. Dupont (2015), The physics of aeolian sand transport, *Comptes Rendus Physique*, 16, 105–117.
- Verlet, L. (1967), Computer "experiments" on classical fluids. i. thermodynamical properties of lennard-jones molecules, *physical Review*, 159, 98–103.
- Werner, B. T. (1990), A steady-state model of wind-blown sand transport, *Journal of Geology*, 98, 1–17.
- Werner, B. T., and P. K. Haff (1988), The impact process in aeolian saltation : two-dimensional simulations, *Sedimentology*, 35, 189–196.
- Wilcox, D. C. (2006), Turbulence modeling for cfd, DCW Industries, Incorporated.
- Willetts, B. B., and M. A. Rice (1986), Collisions in aeolian saltation, *Acta Mechanica*, 63, 255–265.
- Willetts, B. B., and M. A. Rice (1989), Collision of quartz grains with a sand bed : the influence of incident angle, *Earth Surface Processes and Landforms*, 14, 719–730.

Zanneti, P. (1986), Monte-carlo simulation of auto- and cross-correlated turbulent velocity fluctuations, *Environmental Software*, 27, 26–30.

Zingg, A. W. (1953), Wind tunnel studies of the movement of sedimentary material., *Proceedings of the 5th Hydraulic Conference Bulletin*, 34, 111–135.

Table des figures

1	L'impact de l'avancée des dunes de sable dans le Sahara Algérien. Impacts de l'avancée du sable envahissants la région d'In-Salah, les photographies correspondent aux quatre sites prédisposés sur l'image de Digital Globe (Google Earth) datées de 2013 (en haut à gauche). (A). Une classe d'école envahie par le sable à Zaouia ; (B1) et (B2) montrent l'extension urbaine dans la zone à haut risque conduisant à des dommages incessants, les bâtiments installés après 2002 ont été envahis par le sable. (C). Maisons habitées presque couvertes de sable. (D). Le sable dérivant de l'Erg Sidi Moussa s'accumule sur la palmeraie, notez la hauteur significative du corps de sable qui est d'environ 30 m. Figure extraite et modifiée de [<i>Boulghobra, 2016</i>].	6
1.1	Profil des contraintes de cisaillement totale τ , contraintes de cisaillement de Reynolds τ^t et contraintes de cisaillement visqueuse τ^v . Figure extraite et modifiée de [<i>Caliman, 2017</i>].	9
1.2	Profil de vitesse sur un lit de sable ($d = 230 \mu m$) en absence de transport des grains. Figure extraite de [<i>Ho, 2012</i>].	11
1.3	Les forces qui agissent sur une particule dans un lit de sable. Figure extraite et modifiée de [<i>Kok et al., 2012</i>].	12
1.4	Les différents modes de transport éolien. Figure extraite et modifiée de [<i>Shao, 2008</i>].	13
1.5	Images successives d'une bille de verre de 6 mm de diamètre impactant sur un lit de billes de verre. Le temps entre deux images successives est de 4 ms. Figure extraite de [<i>Beladjine et al., 2007</i>].	14
1.6	Processus de splash : La particule incidente percute le lit de particule avec une vitesse d'impct v_i et un angle θ_i ensuite elle rebondie avec une vitesse v_r et peut éventuellement ejecter d'autres particules.	15

1.7	Diagramme de l'équilibre entre le profil du vent et le transport des particules : quand la vitesse du vent qui souffle sur un lit de sable dépasse un certain seuil, les particules du lit peuvent être mises en mouvement et transportées loin. Les grains en mouvement sont accélérés par la force de traînée exercée par l'écoulement. Lorsque les grains en mouvement entrent en collision avec le lit, ils peuvent rebondir et / ou éjecter d'autres particules (splash) qui, en raison d'irrégularités sur la surface, peuvent sauter suffisamment haut et être eux-mêmes accélérés par le vent. Le splash est responsable de l'augmentation du nombre de particules grâce au rebond des particules en saltation, ce qu'on appelle la rétroaction positive (lignes bleues) mais le transfert de la quantité du mouvement du vent vers les grains entraîne une rétroaction négative sur la vitesse du vent (lignes rouges). Figure extraite et modifiée de [Ho, 2012].	17
1.8	profil de vitesse sur un lit de sable ($d = 230 \mu m$) en présence de transport des grains pour différentes vitesses de frottement. Sans transport (lignes pointillées), avec transport (lignes continues). Figure extraite de [Ho, 2012].	19
1.9	Illustration longueur de rugosité aérodynamique effective. Figure extraite de [Shao, 2008].	19
1.10	Seuil statique et dynamique (u_*^s, u_*^d) respectivement en (trait continu et trait discontinu) en fonction du diamètre des particules . Les symboles correspondent aux mesures effectuées par <i>Chepil</i> [1945] (\circ) et <i>Iversen and Rasmussen</i> [1994] (\square). La ligne en discontinu est la prédiction du modèle proposé par <i>Claudin and Andreotti</i> [2006]. Figure extraite de [Durán et al., 2011].	21
1.11	Vitesse de frottement u_* en fonction de la vitesse nominale U_∞ . Figure extraite de [Ho, 2012].	22
1.12	Variation spatiale (ou temporelle) du flux de masse Q_{sat} sur un lit érodible qui subit une augmentation de la vitesse de l'air ; le flux de masse relaxe vers sa nouvelle valeur saturé sur une longueur de saturation. Figure extraite de [Valance et al., 2015].	27
1.13	Variation du flux de masse en fonction de la longueur du lit érodible x pour différentes vitesses de frottement $u_* = 0.26, 0.33$ et $0.48 m/s$ Les lignes représentent un ajustement par l'équation. (3.4) en commençant depuis $x = x_0$ où x_0 est la distance correspondante à $Q = Q_{sat}/4$. Figure extraite et modifiée de [Andreotti et al., 2010]	29

1.14	Variation du flux de masse en fonction de la longueur du lit érodible x pour différents flux à l'entrée de la soufflerie $Q_0=0, 5$ et 17 ($g/m.s$). Figure extraite et modifiée de [<i>Bagnold, 1941</i>]	31
1.15	Instabilité hydrodynamique conduisant à des dunes de sable. Schéma montrant les lignes de courant du vent sur une bosse de profil gaussien dans la direction longitudinale du vent (surface solide). τ_{max} et Q_{max} indiquent respectivement les positions de la contrainte de cisaillement maximale et du flux de sable saturé. La longueur de saturation, L_{sat} , donne la distance horizontale de relaxation du flux (Q) vers sa valeur saturé (Q_{sat}) en raison de la variation de la vitesse du vent le long du profil de la bosse. La bosse se développe si le flux maximum est atteint en amont de la crête de la bosse. Figure extraite de [<i>Durán et al., 2011</i>].	32
1.16	Représentation schématique de la variation aléatoire d'une grandeur physique.	35
1.17	Définition de la pression P , du cisaillement τ et du taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ dans le cas d'un milieu granulaire cisailé. Figure extraite de [<i>Andreotti et al., 2013</i>].	37
1.18	Signification physique du temps de déformation t_γ et de l'échelle de temps de confinement t_P . Figure extraite de [<i>GDRMiDi, 2004</i>].	38
2.1	Analyse granulométrique : Histogramme ou courbe en fréquence / fréquence cumulée	45
2.2	Schéma descriptif de la soufflerie. Figure extraite de [<i>Ho, 2012</i>]	46
2.3	Photo en profil de la soufflerie.	46
2.4	La partie moteur : Face avant et arrière.	46
2.5	La chambre de tranquillisation et la contraction.	47
2.6	Entonnoir.	47
2.7	Les calibres utilisés pour permettre un flux constant et permanent à l'entrée de la soufflerie.	47
2.8	Piège de sable : Ce caisson sert à collecter le sable transporté par le vent. Après la collecte du sable il sera pesé.	48
2.9	Le système utilisé pour mesurer le profil du vent.	50
2.10	Un tube pitot installé à une distance de $6 m$ de l'entrée de la soufflerie et à $13 cm$ du lit de sable de façon à mesurer la vitesse du vent U_∞ en dehors de la couche limite.	50

2.11	Signal de la pression d'air obtenu à l'aide d'une jauge de pression pour des vitesses $U_\infty = 4$ et 5 m/s le tube pitot est installé à 13 cm de la paroi.	51
2.12	Illustration de la transition entre un lit érodable et un lit rigide. Sur cette figure la longueur du lit érodable est de 20 cm et le reste est couvert par des plaques rigides constituant le lit rigide. . . .	53
3.1	(a) Évolution du flux de masse saturé en fonction du nombre de Shields. (b) Flux de masse normalisé en fonction du nombre de Shields. Comparaison de nos données obtenues avec un sable de diamètre 200 μm avec ceux de <i>Creysseles et al.</i> [2009] sable de diamètre 242 μm et de <i>Ho et al.</i> [2012] sable de diamètre 230 μm . . .	55
3.2	Effet de l'humidité relative sur le flux saturé.	56
3.3	Variation du flux de masse en fonction de la longueur du lit érodable x : Données de <i>Bagnold</i> [1941] pour trois conditions différentes de flux en amont $Q_0 = 0, 5$ et 17 $g/m.s$ et une vitesse d'air nominale $U_\infty = 4.9$ m/s . Les lignes continues représentent un ajustement en utilisant l'équation. (3.3). Les paramètres de l'ajustement sont donnés dans le tableau. (3.1).	57
3.4	Une représentation schématique de la soufflerie dans le cas sans alimentation $Q_0 = 0$	58
3.5	Évolution spatiale du flux de masse en fonction de la longueur du lit érodable x dans le cas d'un flux en amont nul ($Q_0 = 0$) pour différentes vitesses du vent ($U_\infty = 6, 7, 8, 9, 10$ m/s). Les lignes discontinues, continues, pointillées représentent respectivement un ajustement en utilisant les équations (3.4), (3.5) et (3.6) (Voir Tableau. (3.2) pour les valeurs des paramètres de l'ajustement). . . .	59
3.6	La longueur de saturation en fonction de la vitesse du vent obtenue en utilisant respectivement les équations (3.4), (3.5) et (3.6). . . .	60
3.7	La longueur d'amplification en fonction de la vitesse du vent obtenue en utilisant respectivement les équations. (3.4), (3.5) et (3.6). . . .	61
3.8	Évolution du flux de masse en fonction de la longueur du lit érodable x , dans le cas d'un flux en amont non-nul et pour différentes vitesses de vent : (a) $Q_0 = 35.6$ $g/m.s$ and (b) $Q_0 = 69.5$ $g/m.s$; (\circ) $U_\infty = 6$ m/s , (\square) $U_\infty = 7$ m/s , (\diamond) $U_\infty = 8$ m/s , (\triangle) $U_\infty = 9$ m/s , et (∇) $U_\infty = 10$ m/s ; Les lignes continues représentent un ajustement en utilisant l'équation. (3.3).	62

3.9	Évolution de la longueur de relaxation en fonction de la vitesse du vent. Insert : La longueur de relaxation normalisée par la longueur de traînée en fonction de la vitesse de frottement normalisée par la vitesse de frottement seuil.	64
3.10	Évolution de la longueur d'onde en fonction de la vitesse du vent. Insert : La longueur d'onde normalisée par la longueur de traînée en fonction de la vitesse de frottement normalisée par la vitesse de frottement seuil.	64
3.11	Une représentation schématique de la soufflerie en présence d'un lit rigide en amont $L_{rigide} = 1$ et 2 m.	65
3.12	Évolution spatiale du flux de masse Q en fonction de la longueur du lit érodable x dans le cas d'un flux en amont non nul $Q_0 = 35.6$ g/m.s pour différentes vitesses de vent : Les longueurs du lit rigide en amont sont respectivement $L_{rigide} = 1$ m (a) et $L_{rigide} = 2$ m (b). (○) $U_\infty = 6$ m/s, (□) $U_\infty = 7$ m/s, (◇) $U_\infty = 8$ m/s, (△) $U_\infty = 9$ m/s, et (▽) $U_\infty = 10$ m/s; Les lignes continus représentent un ajustement en utilisant l'équation. (3.3).	66
3.13	Amplitude du pic (a), position du pic (b) et la longueur de relaxation (c) en fonction de la vitesse du vent obtenues pour différentes conditions basales : $L_{rigid} = 0, 1$ and 2 m respectivement.	67
3.14	L'amplitude du maximum du flux de masse.	68
3.15	La position du maximum du flux de masse L_{pic} en fonction de la vitesse du vent pour les $Q_0 = 35.6$ et 69.5 kg/m.s. Insert : La position du pic normalisée par la longueur de traînée en fonction de la vitesse de frottement normalisée par la vitesse de frottement seuil.	68
4.1	Schéma de deux particules sphériques i et j en contact, v_i est la vitesse du centre de masse de la particule i , ω_i est la vitesse angulaire et \vec{n} est le vecteur unitaire joignant les centres des deux particules.	71
4.2	Modèle ressort-amortisseur utilisé entre les deux particules dans la direction normale	72
4.3	Liste de Verlet : la particule i est éventuellement en contact avec les particules situées à un rayon D_{Verlet}	75
4.4	Système de disques (2D) périodique.	75
4.5	Schéma de la séquence de calculs dans une simulation DEM.	77

4.6	Disposition des particules à l'instant initial ($t = 0$). Les couleurs représentent la vitesse des particules, les particules en bleu sont fixées en constituant le lit rigide (rugueux). les vertes ont une vitesse faible par rapport aux rouges.	83
4.7	Photo instantanée de la simulation avec un profil de vent initialement logarithmique. Le système contient 1040 particules, le nombre de Shields $Sh = 0.02$. Les couleurs représentent la vitesse des particules.	83
4.8	Flux de masse normalisé en fonction du nombre de Shields obtenu avec la simulation numérique et comparé avec les résultats numérique de <i>Durán et al.</i> [2012] et de <i>Ho et al.</i> [2012].	84

Résumé

Cette thèse présente une étude numérique et expérimentale du transport éolien par saltation. Un modèle numérique minimal couplé est développé, associant une modélisation par éléments discrets à une résolution fluide unidirectionnelle moyennée en volume. Le bon accord obtenu avec les expériences en terme de flux de masse valide l'approche et le modèle développé. Nous avons étudié le processus de relaxation vers le régime d'équilibre du transport par saltation dans le contexte de conditions non uniformes. Nous avons réalisé des expériences en soufflerie pour documenter l'influence du flux de masse en amont sur le processus de relaxation. Pour des conditions de flux de masse nul en amont, le processus de relaxation est monotone et la longueur de relaxation est indépendante de la force du vent. Par contre, pour des conditions de flux en amont non nul, le processus de relaxation est non monotone et est bien capturé par des oscillations harmoniques amorties. De plus, la longueur de relaxation augmente avec l'augmentation de la vitesse de l'air, mais elle est presque insensible à l'amplitude du flux d'alimentation. Nos résultats expérimentaux indiquent clairement que la relaxation dans des régimes de transport loin d'équilibre s'écarte fortement d'un simple comportement exponentiel.

Mots clés :Saltation, Flux de masse, Processus de relaxation, Oscillation harmonique amortie, DEM, RANS.

Abstract

This thesis presents a numerical and experimental study of the saltation transport. A coupled minimal model is developed, combining discrete element modeling with unidirectional fluid resolution averaged in volume. The good agreement obtained with experiments in terms of mass flux validates the approach and the developed model. We investigate the relaxation process towards the equilibrium regime of saltation transport in the context of non-uniform conditions. We conducted wind tunnel experiments to document the influence of the upwind mass flux on the relaxation process. For zero upwind mass flux conditions, the relaxation process is monotone and the relaxation length is independent of the wind strength. In contrast, for non-zero upwind flux conditions, the relaxation process is non-monotone and is well captured by damped harmonic oscillations. Importantly, the relaxation length increases with increasing air flow velocity but is almost insensitive to the magnitude of the upwind flux. Our experimental outcomes clearly indicate that the relaxation of far from equilibrium transport regimes strongly deviates from a simple exponential behavior.

Key words :Saltation, Sand mass flux, Relaxation process, Damped oscillation, DEM, RANS.