HAL open science

Dynamique granulaire à l'approche de l'état critique

Mickaël Duranteau

To cite this version:

Mickaël Duranteau. Dynamique granulaire à l'approche de l'état critique. Autre [cond-mat.other]. Université de Rennes, 2013. Français. NNT : 2013REN1S128 . tel-00977530

HAL Id: tel-00977530

https://theses.hal.science/tel-00977530v1

Submitted on 11 Apr 2014

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

ANNÉE 2013

THÈSE / UNIVERSITÉ DE RENNES 1
sous le sceau de l'Université Européenne de Bretagne

pour le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE RENNES 1

Mention : Physique

École doctorale Sciences de la Matière

présentée par

Mickaël DURANTEAU

préparée à l'unité de recherche 6251 – IPR
Institut de Physique de Rennes
UFR Structure et Propriétés de la Matière

Dynamique granulaire à l'approche de l'état critique

Thèse soutenue à Rennes le 6 décembre 2013

devant le jury composé de :

Vincent GIBIAT
Professeur à l'Université Toulouse III Paul Sabatier / *Rapporteur*

Paul JOHNSON
Professeur à Los Alamos National Laboratory / *Rapporteur*

Patrick RICHARD
Directeur de recherche à l'IFSTTAR / *Examinateur*

Anne MANGENEY
Professeur à l'Université Paris Diderot / *Examinatrice*

Renaud DELANNAY
Professeur à l'Université de Rennes 1 / *Directeur de thèse*

Vincent TOURNAT
Chargé de recherche au Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine / *Co-directeur de thèse*

Ainsi donc les avalanches se font quelquefois au moyen d'un caillou gros comme le bout du doigt.

Alfred de Musset

Remerciements

Je remercie Anne Renault, ainsi que Jean-Pierre Landesman, tour à tour directeurs de l'Institut de Physique de Rennes, de m'avoir accueilli dans leurs locaux.

Je remercie tout particulièrement mon directeur de thèse, Renaud Delannay, qui a souvent su m'orienter dans mes recherches et qui m'a fait partager sa passion des sciences. Je remercie également Vincent Tournat, co-directeur de cette thèse, qui a toujours accueilli mes résultats avec enthousiasme. Je remercie aussi Patrick Richard, lequel a beaucoup participé à l'encadrement de cette thèse, pour son implication et ses conseils.

Remerciements sincères à Paul Johnson et à Vincent Gibiat pour avoir rapporté ce présent manuscrit. Merci également à la présidente du jury Anne Mangeney et à Patrick Richard d'avoir examiné mon travail.

Je tiens à remercier Vladimir Zaitsev de l'Académie des Sciences de Russie avec qui j'ai participé à des campagnes de mesures lors de ses deux séjours à Rennes. Toute son expérience et sa rigueur m'ont beaucoup apporté. Remerciements également à Yves Le Gonidec et Jean-Louis Thirot de Géosciences Rennes avec qui j'ai eu l'occasion de réaliser des expérimentations. Merci aussi à Jean-Pierre Guin et Antoine Brient du LARMAUR qui m'ont aidé à l'évaluation de l'état de surface des grains par techniques d'imagerie microscopiques. Mention spéciale à Alain Faisant sans qui l'élaboration du banc de mesures n'aurait pas été possible. Je te souhaite une bonne retraite bien méritée. Merci pareillement à Patrick Chasle pour le côté élec' sur la manipe. Merci aussi aux stagiaires qui sont passés jouer aux billes : Pierre-Yves, Olivier, Ronan et Valérie.

Un grand merci aux collègues de l'Institut et notamment aux doctorants (David, Lucie, Antoine, Federico, Richard, Martin, ...) avec qui j'ai passé de très bon moments, que ce soit au bureau, à la pause café, ou aussi à la Cité d'Ys. De bons souvenirs également lors des congrès en Australie avec Antoine (les cookies !) et Patrick le magicien, ou encore en Inde avec Sylvain, Jérôme et la clique de l'acoustique mancelle.

Pour terminer je tiens à remercier mes amis et ma famille pour le soutien, dont mes parents pour leur patience de m'avoir laissé la chance d'effectuer de si longues études. Enfin, très grand merci à Dyane pour m'avoir supporté et suivie au Mans, puis à Rennes. Tu m'as beaucoup aidé quand cela a été nécessaire (relectures, anglais, posters, figures...) et toujours soutenu depuis le début. Je t'en suis très reconnaissant.

Table des matières

Introduction **9**

1 Milieux granulaires **13**
1.1 Généralités sur les milieux granulaires 13
1.2 Auto-organisation critique 15
1.3 Description mécanique des contacts 16
1.3.1 Réseau de contacts 16
1.3.2 Frottement entre grains 18
1.3.3 Contact entre deux grains sphériques élastiques 18
1.3.3.1 Contact de Hertz 20
1.3.3.2 Théorie de Hertz-Mindlin 20
1.4 Propagation acoustique 21
1.4.1 Caractéristiques 21
1.4.2 Diffusion 25
1.4.3 Non-linéarités 27
1.4.3.1 Non-linéarité hertzienne 27
1.4.3.2 Effet non linéaire d'auto-démodulation 29

2 Précurseurs d'avalanches **31**
2.1 Transition de « jamming-unjamming » 31
2.2 État de l'art sur les précurseurs d'avalanches 33

3 Méthodologie expérimentale **45**
3.1 Dispositif expérimental 45
3.2 Mode opératoire 48
3.3 Méthodologie optique 50
3.3.1 Traitement d'images 50
3.3.2 Dynamique de la déstabilisation 50

3.4 Méthodologie acoustique 53
3.4.1 Sondage du réseau des contacts faibles 54
3.4.2 Sondage des paramètres élastiques 55
3.5 Objectifs 57

4 Corrélations surface-volume 59
4.1 Sondage acoustique passif 59
4.2 Sondage acoustique actif 63
4.2.1 Sondage non linéaire 63
4.2.2 Sondage linéaire 64
4.2.3 Discussion 68
4.3 Précurseurs miroirs 69

5 Étude paramétrique des précurseurs 73
5.1 Paramètres 73
5.2 Préparation du milieu 74
5.2.1 Influence de la compacité 74
5.2.2 Influence des conditions aux limites 75
5.3 État de surface des grains 77
5.3.1 Observations expérimentales 77
5.3.2 Estimation de l'état de surface 78
5.3.3 Influence de la taille du système 80
5.3.3.1 Longueur et largeur de l'empilement 80
5.3.3.2 Épaisseur de l'empilement 84
5.4 Humidité et température 86
5.5 Réponse à une perturbation localisée 89

6 Vers la compréhension de la déstabilisation 91
6.1 Propagation acoustique en basses fréquences 91
6.2 Évolution des paramètres élastiques 92
6.3 Origine du signal très basses fréquences lié aux précurseurs . . 96

Conclusion 101

A Surfaces réarrangées lors des précurseurs calculées avec ImageJ 105

B Identification des précurseurs d'avalanches par sondage acoustique dans le volume de couches granulaires inclinées 107

C Détection des réarrangements sur le côté de l'empilement 113

D Avalanches et évènements quasi-périodiques d'empilements granulaires lentement inclinés 117

E Relaxation de l'empilement après préparation 123

Bibliographie 137

Introduction

Les milieux granulaires sont omniprésents dans notre quotidien. Le sable est d'ailleurs la deuxième ressource naturelle la plus utilisée par l'homme après l'eau (Delestac, 2013). Par conséquent, ces milieux font l'objet de beaucoup d'intérêt de la part des industriels pour mieux maîtriser leur gestion (stockage, mélange, transport). De plus, le comportement physique des milieux granulaires intéresse aussi les scientifiques, puisque les théories existantes ne permettent de décrire que très partiellement leurs comportements. Les géophysiciens travaillent notamment sur ces matériaux car ils permettent de modéliser des systèmes géologiques à plus petites échelles (formations de dunes, déformations du sol...). En effet, les propriétés mécaniques de la croûte terrestre sont semblables à celles, par exemple, du sable, mais à une échelle différente (Lu et al., 2011). C'est pourquoi, des petits systèmes composés de grains permettent de bien modéliser en laboratoire des comportements vérifiés par des grands systèmes naturels. Tout particulièrement, les catastrophes géophysiques telles les séismes, les glissements de terrain, ou encore les éboulements, mettent en œuvre des mécanismes de déclenchement complexes qui restent en grande partie incompris (Fig. 1). Cette thèse s'inscrit dans ce cadre avec l'étude des réarrangements précédant une avalanche granulaire. Une avalanche consiste en la transition d'un état bloqué à un état d'écoulement (transition de déblocage, bien souvent appelée « unjamming »). Cependant, la compréhension des mécanismes mis en jeu restent encore peu compris.

Lorsqu'un milieu granulaire sous gravité est incliné jusqu'à son angle maximum de stabilité, il se produit une avalanche (état critique). Au cours de l'inclinaison du système de nombreux réarrangements de grains ont lieu (phénomène d'auto-organisation). Des expériences sur plan incliné ont illustré ce propos. Bretz et al. (1992) et Nerone et al. (2003) ont mesuré par

(a) Glissement de terrain (Ventura Country, États-Unis, 1995).

(b) Éboulement de roches (Zermatt, Suisse, 1991).

FIGURE 1 – Exemples de catastrophes géophysiques mettant en œuvre des matériaux granulaires.

méthode optique la dynamique de réarrangements à la surface libre d'un empilement granulaire avant avalanche. La dynamique granulaire qui amène à l'état critique est ainsi composée de deux phases. La première, où des petits réarrangements individuels ont lieu, jusqu'à leur diminution en nombre qui laisse place à des événements plus marqués. Cette seconde phase correspond alors à des réarrangements collectifs qui apparaissent de manière quasi-périodique, appelés précurseurs. Cette qualité de périodicité reste cependant mal expliquée. De plus, Nerone et al. (2003) montrent que leurs amplitudes surfaciques croissent de manière exponentielle jusqu'à l'avalanche. Les grains de surface ainsi mis en mouvement au cours d'un précurseur bougent dans la même direction au même instant. Par ailleurs, les précurseurs ont également été mis en évidence par des méthodes acoustiques passives (Gibiat et al., 2009; Thirot et al., 2012). Zaitsev et al. (2008) ont observés des réarrangements dans le volume avec une méthode acoustique non linéaire active. Ils ont pu ainsi établir quelques corrélations avec les réarrangements surfaciques. Récemment, Amon et al. (2013) ont montré par une méthode de diffusion multiple de la lumière que chaque précurseur implique des réarrangements de plus en plus profonds.

Cette thèse s'inscrit dans la suite des travaux de Kiesgen De Richter et al. (2012) et de Zaitsev et al. (2008). Les enjeux sont d'établir des corrélations entre les précurseurs de surface avec les réarrangements dans le volume, et de faire une étude en profondeur des paramètres ayant une influence sur les précurseurs. En outre, l'étude des précurseurs d'avalanches permet d'avoir des pistes sur la compréhension de catastrophes géophysiques.

Cette thèse s'articule de la façon suivante, avec tout d'abord dans le chapitre 1 des généralités sur les milieux granulaires où sont notamment abordées la physique des contacts et les caractéristiques de propagation des ondes acoustiques. En second lieu, un état de l'art sur les précurseurs d'avalanches est dressé, chapitre 2. Ensuite, la méthodologie expérimentale utilisée est détaillée dans le chapitre 3 pour ainsi exposer les résultats obtenus. Les corrélations entre les réarrangements surfaciques et volumiques sont alors analysées dans le chapitre 4. Par la suite, les propriétés des précurseurs sont étudiées dans le chapitre 5 en faisant varier plusieurs paramètres prépondérants (préparation du milieu, état de surface des grains, conditions hygrométriques). Enfin, des éléments de compréhension de la déstabilisation sont en dernier lieu exposés dans le chapitre 6 avec en particulier des mesures de l'élasticité du milieu.

Chapitre 1

Milieux granulaires

Ce premier chapitre introduit succintement quelques aspects de la physique des milieux granulaires pour ensuite présenter l'intérêt des systèmes granulaires critiques auto-organisés pour l'étude des avalanches. La nature des contacts au sein des empilements granulaires est également abordée, suivie des principales caractéristiques de la propagation des ondes acoustiques dans ces milieux.

1.1 Généralités sur les milieux granulaires

Les milieux granulaires sont des matériaux composés d'un grand nombre de particules solides de taille supérieure à 100 μm. En dessous de cette taille on parle généralement de poudres. Ils sont très répandus dans la vie de tous les jours et se trouvent dans de nombreux processus industriels : industrie minière (charbon), génie civil (béton), chimie (catalyseurs), pharmaceutique (médicaments), agroalimentaire (céréales)... De nombreuses études s'intéressent ainsi aux problématiques liées au transport, au stockage, à l'écoulement, et au mélange des milieux granulaires. Dans le domaine géophysique les milieux granulaires sont également omniprésents (migration des dunes, avalanches, glissements de terrain, écoulements pyroclastiques...). Ces matériaux peuvent en fait facilement devenir métastables et ainsi avoir des comportements physiques semblables aux trois états de la matière. En prenant l'exemple du sable (Fig. 1.1), il peut se comporter comme un « solide » (tas de sable), un « liquide » (avalanche sur une dune), ou un « gaz » (tempête de sable). De part cette métastabilité, les milieux granulaires sont considérés

comme des matériaux complexes. Notamment, on ne peut pas appliquer les principes de la physique statistique pour une assemblée de grains car les fluctuations thermiques sont négligeables devant le poids ($k_B T \ll mgd$). Il existe cependant des échanges thermiques au niveau des contacts et des fluctuations externes peuvent modifier l'état de ceux-ci à l'échelle nanoscopique (Divoux et al., 2008).

Les interactions de contacts sont également complexes et fortement non-linéaires (frottements, inélasticité des chocs). Les chocs inélastiques se traduisent par la non restitution partielle de l'énergie cinétique lors d'une collision entre grains. Ces milieux sont donc fortement dissipatifs. En approche macroscopique cette dissipation provient de multiples causes, comme les déformations plastiques (Roux, 1998), le frottement solide (glissement aux contacts), ou la génération de modes vibratoires (Aspelmeier et al., 1998; Imbert, 2013). Les interactions de contacts sont aussi influencées par des forces de cohésion liées à l'environnement comme l'humidité de l'air. En présence d'humidité, des ponts capillaires se forment entre les grains. Les forces cohésives mises en jeu sont alors assez importantes (Hornbaker et al., 1997; Albert et al., 1997), mais disparaissent totalement en condition saturée (i.e. en immergée). L'importance relative de ces forces cohésives est d'autant plus grande que la taille des grains est petite. En effet, elles croissent linéairement avec le rayon des grains (Roux, 1998), mais de façon moins importante qu'avec l'augmentation de masse et donc d'inertie. Les forces mises en jeu par les ponts liquides deviennent alors négligeables devant la force de la pesanteur pour des gros grains. À faible humidité, ce sont des forces électrostatiques qui peuvent être source de cohésion. Des forces intermoléculaires existent aussi : les forces de Van der Waals qui sont inversement proportionnelles au carré de la distance de séparation entre deux particules sphériques (Seville et al., 2000). Ces deux forces deviennent également négligeables devant l'effet de la pesanteur pour des gros grains.

De nombreuses études se concentrent sur les avalanches, phénomènes fréquents pour les milieux granulaires. Comme beaucoup d'autres systèmes complexes, les empilements granulaires présentent des comportements d'auto-organisation. Une grande partie des études sur les systèmes « critiques auto-organisés »sont notamment réalisées avec des avalanches granulaires.

(a) Tas de sable. (b) Avalanches sur une dune. (c) Tempête de sable vue de l'espace.

FIGURE 1.1 – Un milieu granulaire très répandu : le sable, qui peut se comporter tel un « solide »(a), un « liquide »(b), ou un « gaz »(c).

1.2 Auto-organisation critique

La théorie d'auto-organisation critique est une théorie qui permet d'étudier les changements brutaux dans le comportement d'un système composé d'un grand nombre d'éléments (Bak et al., 1987; Dauphine and Provitolo, 2003). L'évolution d'un tel système dont les éléments se trouvent en interactions, amène vers un état critique. Cette criticalité peut être obtenue par l'amplification d'une petite fluctuation qui provoque une réaction en chaîne menant à la catastrophe.

L'auto-organisation est une capacité des éléments d'un système à interagir ensemble en maintenant une structure à l'échelle mésoscopique. Cette notion suggère qu'il peut apparaître des phénomènes collectifs. Il se produit ainsi une organisation émergente et le maintien d'un ordre global sans qu'il y ait pour autant un chef d'orchestre (Provitolo, 2008). Ce processus se retrouve dans les sociétés animales (fourmilière (Deneubourg, 2001)), humaines (applaudissements (Sumpter, 2010)), et dans les systèmes géographiques (réseaux urbains (Dauphine, 2003)). De plus, les structures auto-organisées sont très sensibles aux variations des paramètres contrôlant les interactions entre les éléments. Lorsque la structure globale rétroagit sur les propriétés des éléments, il peut se produire une stabilisation spontanée du système dans un état critique, d'où la notion de criticalité auto-organisée.

La théorie de l'auto-organisation critique est proposée par Bak et al. (1987). Ils illustrent leur propos avec l'exemple du tas de sable auquel ils ajoutent des grains un par un. L'angle du tas augmente peu à peu entrainant des petits glissements de sable. Ainsi l'évolution passe par plusieurs états critiques caractérisés par des avalanches. L'auto-organisation du tas de sable est

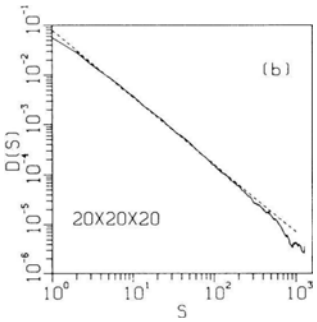


FIGURE 1.2 – Distribution de taille des avalanches moyennée sur 200 échantillons, une loi de puissance est mise en évidence (Bak et al., 1987).

définie par le processus complexe des avalanches, entraînant l'évolution du tas de manière autonome et organisée. Le tas traverse des crises inévitables, des catastrophes, puis repart d'une nouvelle base affaissée faisant progresser la hauteur du sommet. La distribution de taille des avalanches suit une loi de puissance (Fig. 1.2), caractéristique fondamentale des systèmes critiques auto-organisés. Bak (1996) applique également cette théorie pour les mécanismes déclenchant les tremblements de terre (Olami et al., 1992), la phylogénie, les feux de forêt, les embouteillages, les krachs boursiers... Pour chacun de ces systèmes une instabilité locale peut générer une instabilité globale après laquelle un nouvel état métastable est obtenu. Par ailleurs, les systèmes critiques auto-organisés ont des variables qui suivent des lois de puissance, et construisent des formes fractales (double signature fractale : temporelle et spatiale).

1.3 Description mécanique des contacts

1.3.1 Réseau de contacts

Les forces mécaniques mises en jeu dans un milieu granulaire sont complexes en raison du désordre géométrique et de l'hétérogénéité de la répartition des forces (comme visualisée Fig. 1.3) (Dantu, 1957; Bideau and Hansen, 1993; Radjai et al., 1996; Jaeger et al., 1996; Luding, 1997; Blair et al., 2001; Silbert et al., 2002). Le désordre géométrique dépend ainsi de l'arrangement des grains dans le volume d'un empilement granulaire. Néanmoins, lorsque un empilement est ordonné on parle de cristal. Pour quantifier l'occupation des

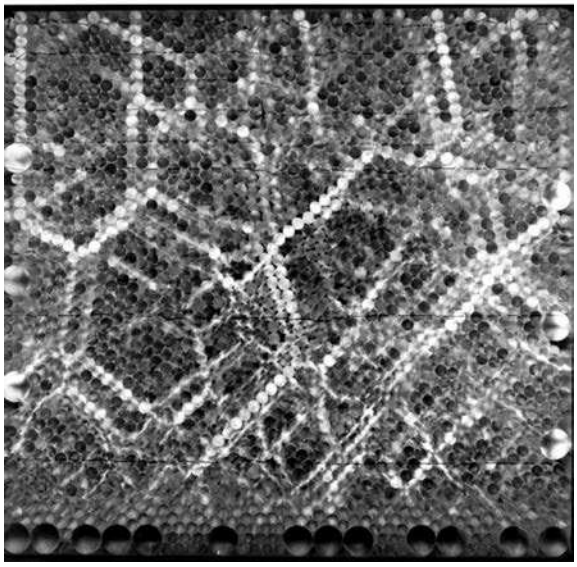


FIGURE 1.3 – Mise en évidence par technique de photoélasticimétrie de chaînes de forces d'un milieu granulaire bi-dimensionnel (Gervois et al., 1989).

grains dans un volume donné on définit la compacité. La compacité ϕ d'un empilement granulaire est alors définie comme le rapport entre le volume de grains V_g et le volume de l'empilement V_0 :

$$\phi = \frac{V_g}{V_0}. \tag{1.1}$$

La compacité maximale pour un empilement de grains sphériques et de même taille disposés aléatoirement sous gravité est de 0.64 (random close packing) (Bernal and Mason, 1960; Scott and Kilgour, 1969; Berryman, 1983). À l'inverse, la plus faible compacité possible pour ce type d'empilement est de 0.56 (random loose packing) (Scott and Kilgour, 1969; Berryman, 1983). Elle joue grandement sur le nombre de contacts entre grains, et donc sur la stabilité de l'empilement (Evesque, 2000; Aguirre and Calvo, 2010). Pour évaluer le nombre moyen de contacts entre grains, la coordinence Z est introduite. Pour les empilements désordonnés constitués de grains sphériques monodisperses, Z est compris entre 4 et 6. Du fait du désordre géométrique, des chemins de force privilégiés se mettent en place : on parle de chaînes de forces. Les chaînes de forces supportent la structure de l'empilement (Fig. 1.3).

Parfois, des systèmes dynamiques peuvent se bloquer et ainsi devenir sta-

tiques suite à la formation de voûtes. Par exemple, lors d'un écoulement type sablier (Wu et al., 1993) ou silo, le flux granulaire peut être bloqué à la section d'échappement, même si celle ci est grande en regard de la taille des grains. Le confinement géométrique est à l'orgine de l'existence de voûtes qui supportent alors une partie du poids de l'empilement en redirigeant les contraintes plutôt perpendiculairement par rapport au sens d'écoulement initial (vers les parois).

1.3.2 Frottement entre grains

Au sein d'un empilement granulaire les frottements sont omniprésents et dépendent de la nature des matériaux et de leur état de surface. En particulier, on distingue le frottement statique et le frottement dynamique. À ce sujet, la loi de Coulomb décrit le frottement entre corps rigides.

Le frottement statique traduit l'adhérence en prenant en compte un coefficient de frottement statique μ_0 à partir duquel il y a glissement. Entre deux solides les actions qui s'exercent ont une composante normale N et une composante tangentielle T. La force limite résultante T_0 s'exprime :

$$T \leqslant T_0 = \mu_0 N. \tag{1.2}$$

Dans le cas du frottement dynamique au cours de lequel il y a glissement, la loi de Coulomb s'écrit indépendamment de la vitesse de glissement :

$$T = \mu N. \tag{1.3}$$

μ est ici le coefficient de frottement dynamique.

Pour les milieux granulaires, les coefficients de frottement statique et dynamique sont à peu près constants mais peuvent légèrement évoluer lors de vieillissement de contacts ou de vitesse très lente lors du glissement (affaiblissement cinétique).

1.3.3 Contact entre deux grains sphériques élastiques

Au niveau des contacts entre grains dans un empilement, les forces mises en jeu ne sont pas triviales notamment à cause de la rugosité de surface. Hertz décrit la contrainte axiale qui existe entre deux sphères identiques de rayon R (Johnson, 1985). Mindlin (1949) a, quant à lui, décrit l'application d'une contrainte tangentielle (Johnson, 1954).

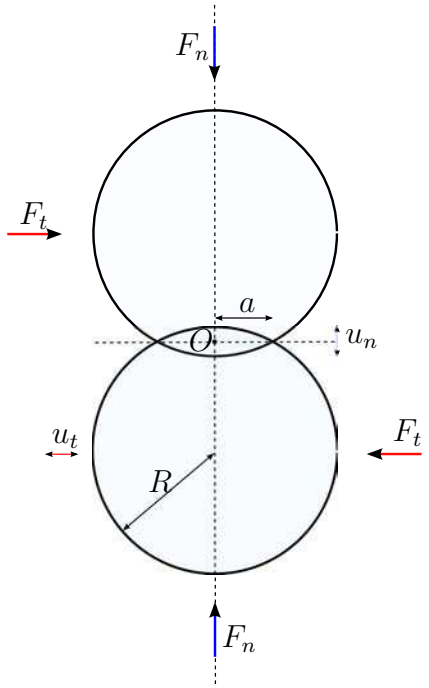


FIGURE 1.4 – Principe du contact au sens de Hertz entre deux sphères qui sont soumises à une force axiale F_n et/ou tangentielle F_t. Les déplacements associés respectivement à chaque force sont u_n et u_t.

1.3.3.1 Contact de Hertz

En considérant que les deux sphères se touchent initialement au point O, et que sous l'action de la force axiale F_n elles se déforment, la zone de contact devient un disque de rayon a (Fig. 1.4). Ce disque doit être beaucoup plus petit que la taille des sphères ($a \ll R$, faibles déformations). De plus, le frottement au niveau de l'aire de contact est négligé. D'après la théorie de Hertz la distance a peut se formuler (Johnson, 1985) :

$$a = \left(\frac{3F_n R}{4\tilde{E}}\right)^{\frac{1}{3}}, \tag{1.4}$$

avec $\tilde{E} = \frac{E}{2(1-\nu^2)}$, où E est le module de Young, et ν le coefficient de Poisson du matériau constituant les sphères. La pression locale au centre O de la surface de contact s'écrit :

$$p_O = \left(\frac{6F_n\tilde{E}^2}{\pi^3 R^2}\right)^{\frac{1}{3}}. \tag{1.5}$$

Le déplacement relatif u_n entre les deux sphères est :

$$u_n = \left(\frac{9F_n^2}{16R\tilde{E}^2}\right)^{\frac{1}{3}}. \tag{1.6}$$

La relation entre le déplacement et la force est non linéaire car u_n est proportionnel à $F_n^{\frac{2}{3}}$.

1.3.3.2 Théorie de Hertz-Mindlin

Mindlin (1949) fait une extension du contact de Hertz en prenant en compte une force tangentielle F_t appliquée sur chaque grain en plus de la force axiale F_n (Fig. 1.4). Le déplacement associé u_t est parallèle à la surface de contact et sans glissement. La contrainte tangentielle locale produit alors un déplacement tangentiel uniforme et symétrique radialement en amplitude (Johnson, 1954) :

$$\sigma_t(r) = \sigma_0\left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right)^{-\frac{1}{2}}, \tag{1.7}$$

où r est la distance radiale par rapport au centre O de la surface de contact, et $\sigma_0 = \frac{F_t}{2\pi a^2}$. Le déplacement tangentiel est ici proportionnel à la force tangentielle associée :

$$u_t = \frac{(2-\nu)\,F_t}{4aG}, \tag{1.8}$$

avec G le module de cisaillement du matériau constituant les deux sphères. D'après l'équation 1.7 si $r \sim a$, c'est-à-dire σ_t grande, il est alors possible d'avoir un glissement aux points de contact aux bords de la surface de contact. Si ce glissement est pris en compte, la relation non linéaire suivante est obtenue :

$$u_t = \frac{3\mu F_n\,(2-\nu)}{8aG}\left[1-\left(1-\frac{F_t}{\mu F_n}\right)^{\frac{2}{3}}\right], \tag{1.9}$$

où μ est le coefficient de frottement du matériau. La relation 1.9 montre également que le déplacement tangentiel u_t est fonction non linéaire de la force axiale F_n. Ceci peut être une source du comportement hystérétique du contact prédit et observé expérimentalement par Johnson (1985), et même des non-linéarités hystérétiques au niveau macroscopique. En effet, le rapport entre la force tangentielle F_t et le déplacement associé u_t, forme une boucle d'hystérésis. Le mouvement peut être ainsi décrit en trois étapes (Fig. 1.5) : chargement (Eq. 1.9), déchargement, et rechargement.

1.4 Propagation acoustique

1.4.1 Caractéristiques

La propagation des ondes acoustiques dans les milieux granulaires est extrêmement complexe à cause notamment de la nature des contacts entre grains. En considérant une chaîne de billes unidimensionnelle (Fig. 1.6), la propagation d'ondes longitudinales peut être décrite en supposant les contacts au sens de Hertz (Johnson, 1985; Landau and Lifshitz, 1986). Les contraintes sont uniquement supposées axiales et les longueurs d'ondes très grandes devant le rayon R des billes, ce qui implique l'uniformité des contraintes à l'échelle des billes et permet de considérer que le problème est quasi-statique au niveau des contacts. La chaîne granulaire peut alors être modélisée par un ensemble de masses ponctuelles m reliées entre elles par des ressorts de raideur K non linéaires régis par la loi de Hertz. L'équation différentielle non linéaire suivante (Eq. 1.10) décrit la dynamique associée à la propagation

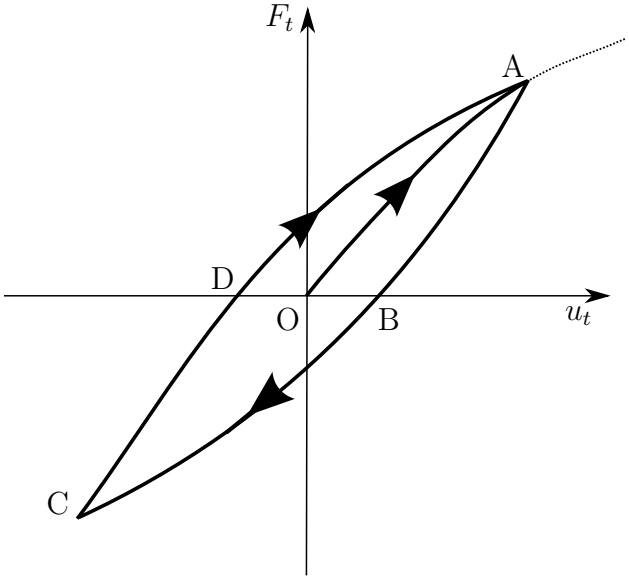


FIGURE 1.5 – Illustration du comportement hystérétique du contact pour la relation force-déplacement tangentielle. OA : phase de chargement. ABC : phase de déchargement. CDA : phase de rechargement.

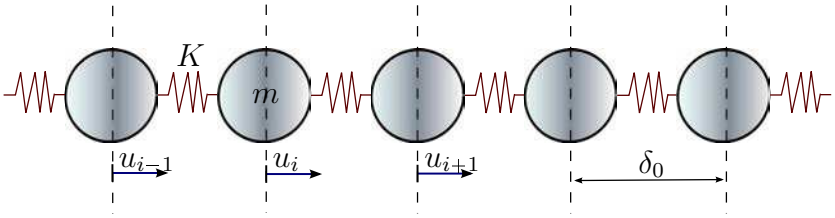


FIGURE 1.6 – Chaîne de billes unidimensionnelle modélisée par un ensemble de masses ponctuelles m reliées entre entre elles par des ressorts de raideur K, et de déplacements associés u_i. δ_0 est la distance entre deux centres de masses.

d'ondes dans la chaîne de billes unidimensionnelle (Coste et al., 1997; Coste and Gilles, 1999).

$$\ddot{u}_i = \frac{E\sqrt{2R}}{3m\left(1-\nu^2\right)}\{[\delta_0 - (u_i - u_{i-1})]^{\frac{3}{2}} - [\delta_0 - (u_{i+1} - u_i)]^{\frac{3}{2}}\}. \tag{1.10}$$

u_i est le déplacement associé à chaque bille i par rapport à leur position d'équilibre et $\ddot{u}_i$ est l'accélération. δ_0 est la distance à l'équilibre entre les centres des billes adjacentes. L'équation différentielle 1.10 est linéarisable dans le cas de petites déformations, c'est-à-dire pour $|u_i - u_{i-1}| \ll \delta_0$. Cette considération permet d'exprimer la constante de raideur des ressorts :

$$K = \left(\frac{\partial \delta_0}{\partial F_n}\right)^{-1} = \frac{3}{4}\left(RF_n\right)^{\frac{1}{3}}\left(\frac{4E}{3\left(1-\nu^2\right)}\right)^{\frac{2}{3}}. \tag{1.11}$$

La relation de dispersion (Eq. 1.12) qui relie la pulsation ω et le nombre d'onde k permet d'exprimer la dépendance fréquentielle de la vitesse des ondes se propageant dans ce milieu 1D.

$$\omega = 2\sqrt{\frac{K}{m}}|\sin\left(kR\right)|. \tag{1.12}$$

La pulsation de coupure ω_c à partir de laquelle les modes acoustiques longitudinaux deviennent évanescents est :

$$\omega_c = 2\sqrt{\frac{K}{m}}. \tag{1.13}$$

La fréquence de coupure f_c correspondante en fonction des paramètres mécaniques du problème est donnée par :

$$f_c = \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{K}{m}} = \frac{3F_n^{\frac{1}{6}}}{4\pi^{\frac{3}{2}}\rho^{\frac{1}{2}}R^{\frac{4}{3}}}\left(\frac{4E}{3\left(1-\nu^2\right)}\right)^{\frac{1}{3}}. \tag{1.14}$$

En prenant des valeurs des paramètres proches de ceux utilisés dans les expériences effectuées au cours de la thèse (billes de verre), c'est-à-dire $F_n = 10N$ [1], $\rho = 2500kg.m^{-3}$, $R = 1mm$, $E = 7.10^{10}Pa$, et $\nu = 0.25$, on obtient $f_c \approx 1,8.10^5Hz$.

1. Force équivalente à la gravité subie pour une masse de $1g$.

Pour pouvoir relier l'équation de dispersion (Eq. 1.12) à la vitesse de propagation des ondes, on distingue la vitesse de phase c_ϕ et la vitesse de groupe c_g. Dans les milieux dispersifs les directions de propagation sont diverses et la vitesse de phase est la vitesse à laquelle la phase des ondes se propage. La vitesse de phase d'une onde acoustique est exprimée par le rapport ω/k. La vitesse de groupe est quant à elle $\partial\omega/\partial k$ et correspond à la vitesse de propagation de l'énergie. La vitesse de phase pour le problème considéré dans la limite basses fréquences est donnée par l'équation 1.15 (Coste et al., 1997).

$$c_\phi(0) = \lim_{k\to 0}\frac{\omega}{k} = 2R\sqrt{\frac{K}{m}} = R\omega_c = \frac{3F_n^{\frac{1}{6}}}{2R^{\frac{1}{3}}\sqrt{\pi\rho}}\left(\frac{4E}{3\left(1-\nu^2\right)}\right)^{\frac{1}{3}}. \tag{1.15}$$

D'après l'équation 1.15 la vitesse a une dépendance en $F_n^{\frac{1}{6}}$, ce qui a bien été observé expérimentalement par Coste and Gilles (1999). En reprenant l'équation de dispersion 1.12 la dépendance fréquentielle pour la vitesse de phase est mise en évidence :

$$c_\phi = \frac{\omega}{k} = \frac{\omega_c}{k}|\sin\left(kR\right)|, \tag{1.16}$$

qui peut se réécrire sous la forme :

$$c_\phi = c_\phi(0)\frac{\frac{\omega}{\omega_c}}{\arcsin\frac{\omega}{\omega_c}}. \tag{1.17}$$

La vitesse de groupe est donnée par :

$$c_g = \frac{\partial\omega}{\partial k} = c_\phi(0)\sqrt{1-\frac{\omega^2}{\omega_c^2}}. \tag{1.18}$$

Lorsque la fréquence tend vers 0, les vitesses de phase et de groupe deviennent égales (Fig. 1.7). Si au contraire la fréquence tend vers la fréquence critique, alors la vitesse de groupe devient nulle et l'énergie acoustique ne se propage plus dans la chaîne.

Quand la fréquence d'excitation est très grande par rapport à la fréquence critique f_c les modes de propagation peuvent se présenter sous différentes natures. C'est par exemple le cas avec l'apparition d'ondes de surface qui sont générées par conversion de modes à chaque contact entre billes. Ces vibrations sont alors dites modes de Rayleigh et se propagent à la périphérie des

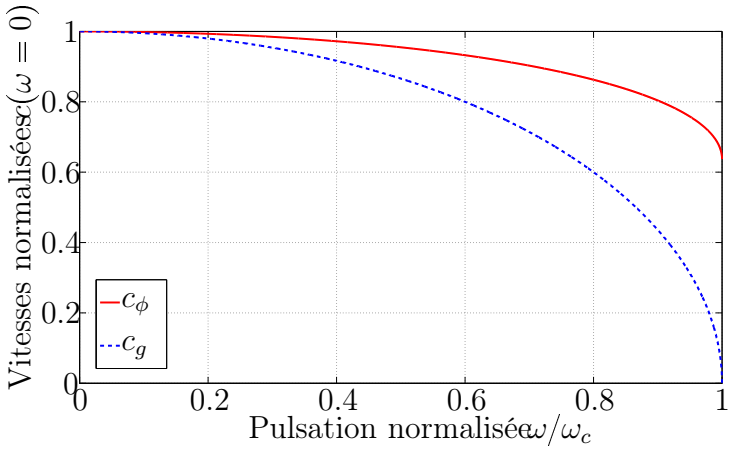


FIGURE 1.7 – Représentations des vitesses normalisées de phase, c_ϕ, et de groupe, c_g, en fonction de la pulsation normalisée ω/ω_c.

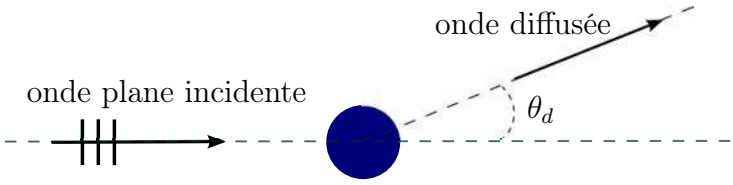


FIGURE 1.8 – Diffusion par un obstacle d'une onde plane incidente.

billes sans déplacement du centre des billes (De-Billy, 2000). Il peut également y avoir des modes de respiration qui se traduisent par des vibrations radiales des billes, ou encore des modes de galerie à échos (wishpering gallery) où les vibrations sont uniquement internes aux billes, leurs surfaces restant immobiles (Rayleigh, 1878; Anfosso and Gibiat, 2004).

Pour les milieux granulaires tridimensionnels il n'est toutefois pas encore possible de décrire précisément la propagation des ondes. Le désordre, qu'il soit au niveau des contacts ou de la géométrie, est le principal responsable de la complexité (Bideau and Hansen, 1993).

1.4.2 Diffusion

La diffusion acoustique est un processus d'étalement spatial des ondes acoustiques par des objets nommés diffuseurs. Dans le cadre des milieux granulaires il y a diffusion quand la longueur d'onde λ est de l'ordre de la taille

des grains qui jouent alors le rôle de diffuseurs. En basses fréquences, c'est-à-dire pour $\lambda \ll R$, la diffusion est faible et peut généralement être négligée par rapport à la propagation balistique[2]. La diffusion se traduit alors par la perte d'énergie acoustique dans la direction de propagation. Par exemple, une onde acoustique diffusée par une sphère placée en milieu homogène est régie par l'équation 1.19 exprimant la pression à la pulsation ω et pour un vecteur position $\vec{r}$.

$$p\left(\omega, \vec{r}\right) = e^{j\vec{k_0}.\vec{r}} + f(\theta_d)\frac{e^{j\vec{k_0}.\vec{r}}}{r^{\frac{d-1}{2}}}. \tag{1.19}$$

L'équation 1.19 dépend aussi de la dimension d du système (par exemple $d = 3$ en tridimensionnel), du vecteur d'onde $\vec{k_0}$, et de l'amplitude $f(\theta_d)$ de l'angle d'émergence de l'onde diffusée (Fig. 1.8).

Lorsque le nombre de diffuseurs est important, comme c'est le cas dans un milieu granulaire, il existe des modèles de diffusion multiple qui sont robustes (Sheng, 1995; Goddard, 1990; Weaver, 1990). Des expériences avec des suspensions concentrées de billes de verre immergées ont validé l'approximation des ondes multiplement diffusées (Page et al., 1995). La diffusion pour $\lambda \ll R$ peut être considérée comme de la diffusion de Rayleigh où des formules analytiques simples existent pour le calcul de l'atténuation par diffusion. La diffusion de Rayleigh a un caractère dipolaire. La diffusion peut être autrement prise en compte pour certains cas en considérant un milieu effectif dans lequel les paramètres de propagation sont renormalisés (Derode et al., 2001). Pour des diffuseurs sphériques la partie imaginaire du nombre d'onde k_0 a une dépendance en ω^4.

Pour les milieux granulaires les mécanismes de diffusion restent partiellement non compris à cause du désordre. Cependant, Hidalgo et al. (2002) ont mis expérimentallement en évidence que les ondes diffusées se propagent préférentiellement par les chaînes de force. La dimension caractéristique des diffuseurs est alors de la taille du réseau de chaînes de force. D'autres observations expérimentales sont en accord, notamment en utilisant des capteurs de taille proche de celles des grains (Jia et al., 1999; Jia, 2004).

2. Suivant la direction principale entre l'émetteur et le récepteur, c'est-à-dire par le trajet direct.

1.4.3 Non-linéarités

Les phénomènes non linéaires sont nombreux et importants dans les milieux granulaires. Encore une fois le désordre géométrique et de contacts en est une des origines. Dans cette section tous les effets non linéaires de l'acoustique des milieux granulaires ne sont pas abordés. Dans un premier temps, le couplage entre la théorie de contact de Hertz et l'acoustique est décrit. Puis dans un second temps, l'effet non linéaire d'auto-démodulation (utilisé dans cette thèse) est abordé.

1.4.3.1 Non-linéarité hertzienne

Les effets non linéaires se vérifient dans un premier temps au niveau d'un seul contact d'après la théorie de Hertz (voir section 1.3.3). En considérant l'interaction longitunale entre deux grains sphériques en contact soumis à une excitation acoustique, la distance d'approche δ_L entre les deux centres des billes s'exprime (Gusev et al., 2008; Tournat and Gusev, 2010) :

$$\delta_L = 2F_n^{\frac{3}{2}} K_r^{-\frac{2}{3}} R^{-\frac{1}{3}}, \tag{1.20}$$

où K_r est le module réduit :

$$K_r = \frac{4E}{3\left(1-\nu^2\right)}. \tag{1.21}$$

En supposant $F_n = -4R^2\sigma_L$ et $\delta_L = -2R\epsilon_L$, on obtient $-\epsilon_L = \left(-4\sigma_L/K_r\right)^{2/3}$. La relation (1.22) reliant la contrainte et la déformation est ensuite obtenue où σ_L et ϵ_L sont respectivement la contrainte et la déformation normale.

$$\sigma_L = -\frac{K_r}{4}|\epsilon_L|^{\frac{3}{2}} H(-\epsilon_L). \tag{1.22}$$

H est la fonction de Heaviside traduit le fait qu'il y a contact ou pas. La contrainte σ_L résulte de la contribution de la contrainte statique σ_0 et de la contrainte dynamique $\tilde{\sigma}$ due à la propagation acoustique. Dans le cas où l'excitation acoustique est non-invasive, c'est-à-dire $|\tilde{\epsilon}| \ll |\epsilon_0|$ avec $\epsilon_0 < 0$, la relation 1.22 devient :

$$\sigma_0 + \tilde{\sigma} = -\frac{K_r}{4}|\epsilon_0 + \tilde{\epsilon}|^{\frac{3}{2}} H\left(-\epsilon_0 - \tilde{\epsilon}\right). \tag{1.23}$$

Cette équation 1.23 peut être développée en série pour mettre en évidence les effets non linéaires de l'acoustique :

$$\sigma_0 + \tilde{\sigma} \approx -\frac{K_r}{4}|\epsilon_0|^{\frac{3}{2}} + \frac{3K_r}{8}|\epsilon_0|^{\frac{1}{2}}\tilde{\epsilon} - \frac{3K_r}{32}|\epsilon_0|^{-\frac{1}{2}}\tilde{\epsilon}^2 + \frac{K_r}{48}|\epsilon_0|^{-\frac{3}{2}}\tilde{\epsilon}^3 + ... \quad (1.24)$$

En ne prenant en compte que les termes dynamiques de cette équation 1.24 on obtient :

$$\tilde{\sigma} = \frac{3K_r}{8}|\epsilon_0|^{\frac{1}{2}}\tilde{\epsilon}\left(1 + \frac{1}{4|\epsilon_0|}\tilde{\epsilon} + \frac{1}{24|\epsilon_0|^2}\tilde{\epsilon}^2 + ...\right), \quad (1.25)$$

qui peut se développer en série de puissances pour les non-linéarités :

$$\tilde{\sigma} = E\tilde{\epsilon}\left(1 + \Gamma_2\tilde{\epsilon} + \Gamma_3\tilde{\epsilon}^2 + ...\right). \quad (1.26)$$

Les paramètres de non-linéarité quadratique Γ_2 et cubique Γ_3 de l'équation 1.24 sont donc :

$$\Gamma_2 = \frac{1}{4|\epsilon_0|},\ \Gamma_3 = \frac{1}{24|\epsilon_0|^2}. \quad (1.27)$$

Plus le contact est faible, c'est-à-dire plus ϵ_0 est petit, alors plus les paramètres non linéaires quadratique et cubique sont élevés. Le réseau de contacts faibles joue donc un rôle important dans la génération de phénomènes acoustiques non linéaires dans les milieux granulaires. La non-linéarité quadratique Γ_2 est ici environ mille fois plus élevée par rapport aux milieux homogènes comme l'air et l'eau ($\Gamma_2 \sim 10^3$-10^4 à comparer à $\Gamma_2 \sim 10^0$).

En s'appuyant sur la non-linéarité hertzienne, les équations 1.22 et 1.24 peuvent s'exprimer analytiquement en termes de séries de Fourier avec $\tilde{\epsilon} = \epsilon_a \sin(\omega t)$ comme excitation acoustique. Des fréquences multiples de la fréquence d'excitation ω peuvent alors être générées (Ostrovsky and Johnson, 2001; Tournat et al., 2004). La non-linéarité quadratique génère 2ω $(\omega + \omega)$ et la fréquence 0 $(\omega - \omega)$ proportionnellement à ϵ_a^2. De même, la non-linéarité cubique génère 3ω $(\omega + \omega + \omega)$ proportionnellement à ϵ_a^3. Lorsque ϵ_a devient grand dans une configuration de résonance, la fréquence de résonance se met à décroître légèrement à partir d'une amplitude d'excitation donnée (Johnson and Sutin, 2005). Ce phénomène non linéaire est appelé « ramollissement » (ou « softening ») et est plutôt expliqué par la non-linéarité hystérétique. Il est accompagné aussi par une augmentation non linéaire de la dissipation (dissipation non linéaire).

En général, lorsque $|\tilde{\epsilon}| \sim |\epsilon_0|$, la non-linéarité hertzienne décrite équation 1.22 implique la génération de beaucoup de fréquences possibles à partir de

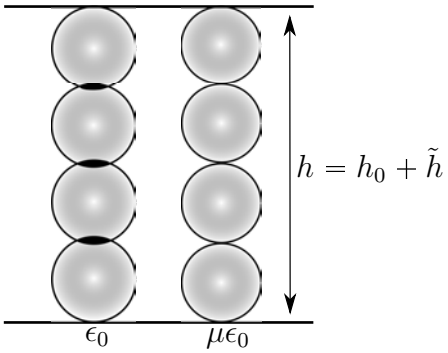


FIGURE 1.9 – Illustration des contacts forts (ϵ_0) et des contacts faibles ($\mu\epsilon_0$) entre des grains. La contrainte dynamique $\tilde{\epsilon} \approx \tilde{h}/h_0$ est supposée équivalente pour les deux types de contacts.

ω à cause de la singularité à $\epsilon_L = 0$. Pour $|\tilde{\epsilon}| \ll |\epsilon_0|$, l'équation 1.24 fournit une bonne approximation avec la génération de 2ω, et éventuellement de 3ω. Pour le cas où $|\tilde{\epsilon}| \gg |\epsilon_0|$, le contact peut s'ouvrir et se fermer sous l'action de l'excitation acoustique. Ce phénomène est appelé clapping et est pris en compte avec la fonction de Heaviside H. Dans le cadre de cette thèse, les expériences sont conduites à suffisamment faible amplitude acoustique ($|\tilde{\epsilon}| \ll |\epsilon_0|$) pour conserver une dépendance quadratique en amplitude d'excitation pour l'évolution de l'amplitude du signal démodulé.

1.4.3.2 Effet non linéaire d'auto-démodulation

L'effet d'auto-démodulation est la génération non linéaire de fréquences provenant de la soustraction de fréquences présentes dans un signal d'excitation ($\omega_2 - \omega_1 \rightarrow \Omega$). Cependant, le signal d'excitation doit être spécifique. Les fréquences émises (par exemple ω_1 et ω_2) interagissent par paires pour la génération non linéaire de fréquences plus basses (par exemple : Ω). Ces plus basses fréquences engendrées sont les fréquences démodulées qui ont l'avantage d'être moins atténuées que les fréquences engendrées intitiallement, et l'avantage de se propager de manière assez directive. Cet effet a tout d'abord été observé dans l'eau (Zverev, 1999; Novikov et al., 1987), avant d'avoir été observé dans des milieux granulaires (Zaitsev et al., 1999b,a).

À partir de la relation contrainte-déformation hertzienne formulée (Eq. 1.22), il est possible de séparer formellement les contacts faibles des contacts forts en utilisant un petit paramètre $\mu \ll 1$ (Tournat et al., 2004; Zaitsev et al., 2008). La déformation dynamique (acoustique) est supposée équiva-

lente pour les deux types de contacts, c'est-à-dire $\tilde{\epsilon} \approx \frac{\tilde{h}}{h_0}$ (Fig. 1.9). En prenant compte de la distribution des ces deux contacts caractéristiques, les contraintes statiques et dynamiques peuvent s'exprimer selon le modèle suivant (Tournat et al., 2004), pour $\tilde{\epsilon} \ll \epsilon_0$:

$$\sigma_0 + \tilde{\sigma} = A\left(\epsilon_0 + \tilde{\epsilon}\right)^{\frac{3}{2}} H\left(\epsilon_0 + \tilde{\epsilon}\right) + B\left(\mu\epsilon_0 + \tilde{\epsilon}\right)^{\frac{3}{2}} H\left(\mu\epsilon_0 + \tilde{\epsilon}\right). \tag{1.28}$$

Les coefficients A et B représentent respectivement les proportions de contacts forts et faibles. L'équation 1.28 peut être ensuite développée en série du petit paramètre $\tilde{\epsilon}$:

$$\tilde{\sigma} = \frac{3}{2}\left[\left(1 + \frac{B}{A}\mu^{\frac{1}{2}}\right)\tilde{\epsilon} + \frac{1}{2}\epsilon_0\left(1 + \frac{B}{A}\mu^{-\frac{1}{2}}\right)\tilde{\epsilon}^2 + ...\right]. \tag{1.29}$$

En considérant une excitation acoustique $\tilde{\epsilon}$ de type sinusoïdale de fréquence ω modulée en amplitude à la fréquence Ω :

$$\tilde{\epsilon} = a\left(1 + cos(\Omega t)\right) cos(\omega t), \tag{1.30}$$

les contraintes acoustiques relatives aux fréquences mises en jeu peuvent être estimées de la sorte :

$$\tilde{\sigma}_\omega \propto A\sqrt{\epsilon_0}\left(1 + \frac{B\sqrt{\mu}}{A}\right)\tilde{\epsilon},\ \tilde{\sigma}_{2\omega,\Omega} \propto \frac{A}{\sqrt{\epsilon_0}}\left(1 + \frac{B}{A\sqrt{\mu}}\right)\tilde{\epsilon}^2. \tag{1.31}$$

Les relations 1.31 montrent la contribution des différents contacts à travers les composantes $\tilde{\sigma}_\omega$, $\tilde{\sigma}_{2\omega}$ et $\tilde{\sigma}_\Omega$. Il est clair que les composantes engendrées par effets non linéaires ($\tilde{\sigma}_{2\omega}$ et $\tilde{\sigma}_\Omega$) sont très sensibles à l'évolution du réseau de contacts faibles ($1/\sqrt{\mu} \gg 1$).

Dans ces travaux de thèse, l'effet de démodulation d'amplitude sera utilisé pour sonder les modifications du réseau des contacts faibles lors de la déstabilisation d'empilements granulaires tridimensionnels. Par la suite, le contexte du sujet de thèse est abordé avec des généralités sur la transition de « blocage-déblocage » (ou « jamming-unjamming »), suivies d'un état de l'art sur les précurseurs d'avalanches.

Chapitre 2

Précurseurs d'avalanches

Ce second chapitre introduit plus spécifiquement le sujet de thèse avec la définition de la transition d'« unjamming » dans laquelle s'inscrit le phénomène d'avalanche. Un état de l'art sur les précurseurs d'avalanches granulaires est ensuite présenté.

2.1 Transition de « jamming-unjamming »

La transition de « jamming-unjamming » (blocage-déblocage) est d'un grand intérêt pour les physiciens. Tout particulièrement, l'état de « jamming » caractérise un milieu en apparence figé, de comportement « solide ». Le terme « unjamming » est, quant à lui, utilisé pour décrire la mise en mouvement, le passage à un comportement « fluide ». Une grande partie de la thématique de transition de « jamming-unjamming » est associée aux propriétés des milieux granulaires (Liu and Nagel, 1998; Utter and Behringer, 2004; Metcalfe et al., 2002; Zhang and Makse, 2005; Aharonov and Sparks, 2002). Le « jamming » est souvent apparenté à la présence de chaînes de forces qui maintiennent la structure d'un empilement granulaire. La transition de « jamming-unjamming » caractérise la mobilisation des contacts provoquée à l'origine par le mouvement au niveau d'un contact par roulement ou glissement. Cela se traduit par la perte de chaînes de forces s'étendant à toute l'assemblée (Utter and Behringer, 2004). À ce stade, les réarrangements microstructurels subis sont alors irréversibles, et des « clusters » de grains ont à cet instant une réponse typique d'un fluide.

Pour Cates et al. (1999) un milieu en phase de « jamming » est consi-

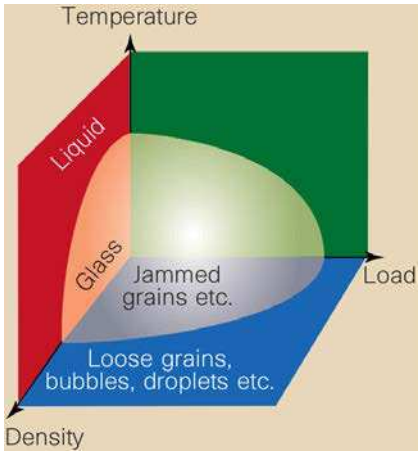


FIGURE 2.1 – Diagramme de phases pour le « jamming » proposé par Liu and Nagel (1998).

déré comme fragile étant constitué de particules déformables. Le concept de « jamming » est alors introduit pour des milieux non cohésifs soumis à une contrainte extérieure, et qui répondent élastiquement et athermiquement. Liu and Nagel (1998) proposent ainsi un diagramme de phases pour expliquer le « jamming » des sytèmes granulaires, vitreux et pateux (Fig. 2.1). En plus de la contrainte extérieure, ces auteurs ont aussi pris en compte la température [1] et la densité. Par exemple, un milieu granulaire en « jamming » peut avoir une contrainte seuil affaiblie lorsque des fluctuations sont importantes.

La transition de « jamming-unjamming » pour les milieux granulaires se produit en général lorsque la pression de confinement diminue (Zhang and Makse, 2005) ou sous l'action d'une contrainte tangentielle (Aharonov and Sparks, 2002). Un des mécanismes de cette transition est le flambage des chaînes des forces associé à l'augmentation du nombre de vides intersticiels (Oda et al., 1982; Oda and Kazama, 1998; Iwashita and Oda, 2000; Oda and Iwashita, 2000; Majmudar et al., 2007). Il se produit ainsi une dissipation collective d'énergie qui s'est accumulée au niveau des contacts le long des chaînes qui rompent. Cependant, le phénomène de flambage est difficile à prendre en compte dans les modèles qui considèrent la friction comme seule source de dissipation (Misra and S., 1993; Chang and Hicher, 2005; Tordesillas and Walsh, 2005; Agnolin et al., 2006). En effet, ces modèles de

1. Température granulaire.

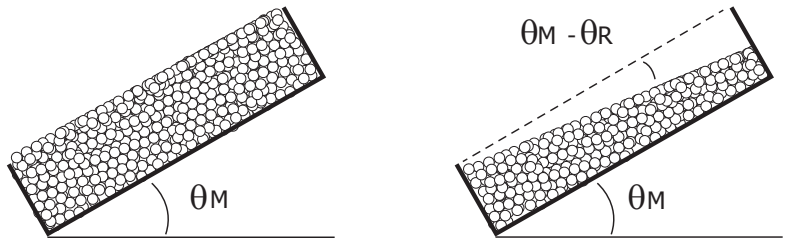


FIGURE 2.2 – Un milieu granulaire est incliné. Une avalanche se produit lorsque l'angle maximum de stabilité θ_M est atteint. Après l'avalanche, la pente de la surface libre du milieu relaxe vers l'angle de repos θ_R.

micromécaniques continus ne considèrent que les chaînes de force alignées suivant l'axe de l'effort appliqué, n'autorisant pas de ramollissement, ni de perte de contact. Pourtant, le mécanisme menant à la transition est plastique et commence à être pris en compte dans des modèles (Tordesillas, 2007; Tordesillas and Muthuswamy, 2009; Tordesillas et al., 2009; Hunt et al., 2010; Tordesillas et al., 2011).

2.2 État de l'art sur les précurseurs d'avalanches

Dans la nature ce sont notamment les systèmes géophysiques qui sont ammenés à la transition d'« unjamming » (glissements de terrain, avalanches de roches...). Certains processus comme les séismes évoluent par des accumulations de contraintes jusqu'à atteindre un seuil de déclenchement, puis relaxent vers un état de quasi-équilibre. Pour les systèmes granulaires étudiés dans cette thèse, cette transition se produit lorsque l'angle d'avalanche ou angle maximum de stabilité θ_M est atteint (Fig. 2.2). La déstabilisation de l'empilement dépend d'ailleurs de la friction interne (Zhang and Makse, 2005). Après avalanche, le milieu présente un angle de repos $\theta_R < \theta_M$ qui montre une hystérésis pour la transition d'« unjamming » (Rajchenbach, 1990; Pouliquen, 1999; Deboeuf et al., 2005). Ce comportement est également observé dans les expériences en tambour tournant (Fischer et al., 2009). En faisant notamment varier la vitesse de rotation en contitions stationnaires, le système évolue par des états de « jamming » et d'« unjamming » successifs.

Lorsqu'on ne s'intéresse qu'à la dynamique d'un milieu granulaire me-

nant à la transition d'« unjamming » les mécanismes mis en jeu sont moins clairs. Les travaux menés avec des milieux tridimensionnels inclinés montrent que de nombreux paramètres (géométrie, préparation, cohésion...) influencent l'angle θ_M. En particulier, Aguirre et al. (2000) relèvent que θ_M ne dépend plus de la hauteur de l'empilement à partir d'une dizaine de tailles de grains. L'influence de la longueur (Kiesgen De Richter et al., 2012) et de la largeur (Grasseli and Herrmann, 1997; Boltenhagen, 1999; Courrech Du Pont et al., 2003; Taberlet et al., 2003; Richard et al., 2008; Métayer et al., 2010) est importante sur la valeur de θ_M. La préparation du milieu est également un paramètre prépondérant ; qui notamment conditionne les forces tangentielles au sein du milieu (Zhang and Makse, 2005). L'augmentation de la compacité contribue dans le même sens à celle de θ_M (Aguirre et al., 2001). De plus, la cohésion entre les grains, par exemple celle associée à l'humidité ambiante, joue aussi sur θ_M (Restagno et al., 2004; Métayer et al., 2010; Ippolito et al., 2012).

Systèmes critiques auto-organisés

Les études menées sur les systèmes granulaires critiques auto-organisés, donnent des informations sur la statistique des avalanches (Sec. 1.2). Jaeger et al. (1989) mettent en évidence qu'une loi de puissance n'est pas retrouvée en mesurant le temps d'occurance des avalanches dans des expériences en tambour tournant rempli partiellement de sable. L'angle critique du tas ainsi atteint, une grosse avalanche se déclenche et le tas relaxe vers l'angle de repos. En analysant le temps d'attente entre les grosses avalanches ils trouvent une distribution quasi-gaussienne qui montre le caractère pseudo-périodique des avalanches (Fig. 2.3). Par ailleurs, Held et al. (1990) mesurent les fluctuations de masse de tas de sable coniques pour différents diamètres de tas (Fig. 2.4). Pour les gros tas ils observent de la quasi-périodicité. Pour les petits tas ils obtiennent en revanche une loi de puissance pour la distribution de taille des avalanches qu'ils expliquent par un effet de taille finie du système. L'auto-organisation critique serait alors limitée à la taille du système, ce que réfutent Rosendahl et al. (1993) en reprenant des expériences similaires. Ils observent une loi de puissance pour les petites avalanches et de la périodicité pour les grandes avalanches, et ce indépendamment de la taille du tas. Cependant, ils ne prennent pas en compte les avalanches internes qui n'atteignent pas les bords du système.

Ensuite, Bretz et al. (1992) prennent en compte tous les réarrangements

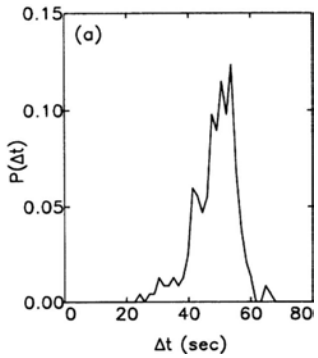


FIGURE 2.3 – Distribution des intervalles de temps entre les avalanches (Jaeger et al., 1989).

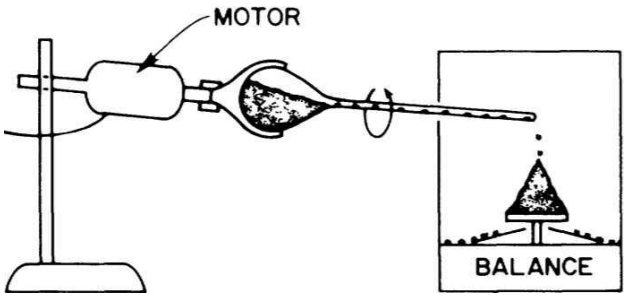


FIGURE 2.4 – Expérience de Held et al. (1990). Étude de l'évolution de la masse d'une pile de sable conique.

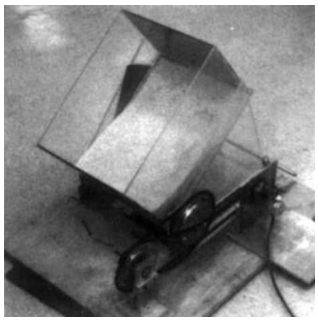


FIGURE 2.5 – Expérience de Bretz et al. (1992). Étude des réarrangements à la surface libre d'un tas de bille dans une boîte inclinée.

à la surface libre d'un tas de billes dans une boîte inclinée (Fig. 2.5). Dans cette boite initialement non totalement remplie, ils préparent le milieu par avalanches successives de manière à ce que la surface libre affleure un bord de la boîte. Cette méthode de préparation implique cependant des effets mémoire importants (Deboeuf et al., 2005; Kabla et al., 2005). Les effets mémoire affectent notamment surtout le réseau de contacts faibles. Par différences d'images successives prises de la surface (après la phase de préparation), ils observent une loi de puissance pour les réarrangements internes (c'est-à-dire pour les avalanches qui n'atteignent pas les bords du système). Par contre, pour les grosses avalanches qui atteignent les bords, un caractère pseudo-périodique est mis en évidence. Par la suite, la technique d'analyse d'images est reprise par Frette et al. (1996) pour des expériences avec une pile de riz confinée entre deux plaques de verre. Les grains de riz sont ajoutés peu à peu au système. En mesurant les fluctuations internes, ils mettent en évidence que la distribution de taille des avalanches dépend de la forme des grains : une loi de puissance avec du riz long, et une loi exponentielle avec du riz plutôt sphérique. Ils soulignent ainsi que le concept de criticalité auto-organisée n'est pas universel et dépend des mécanismes de dissipation d'énergie. Ce constat est aussi fait par Costello et al. (2003) qui étudient des piles coniques constituées de billes de verre de 3 mm de diamètre qui sont rajoutées une par une. La hauteur d'ajout de chaque bille par rapport au sommet de la pile joue sur la distribution de taille des avalanches observée. Pour des petites hauteurs ils retrouvent bien une loi de puissance, mais qui dévie vers une loi plutôt exponentielle pour des plus grandes hauteurs (à partir d'une dizaine de tailles de grains). Ils ne relèvent pas de quasi-périodicité

pour les grandes avalanches qu'ils attribuent à un effet cohésif sur les grains ; effet qu'ils négligent dans leurs expériences en raison de la taille des billes utilisées.

Lörincz and Wijngaarden (2007) montrent ensuite avec des expériences menées avec une pile de riz, qu'en changeant les conditions de bords de la pile, la distribution en loi de puissance peut dévier vers une distribution quasi-périodique des avalanches. La pile de riz est en premier lieu placée dans une boite ouverte de $1m^2$ dont une face est manquante. La pile est ensuite alimentée en grains de riz à l'opposé de la face ouverte. Lorsque le riz peut sortir de la boîte, les avalanches prennent alors un caractère quasi-périodique. Pour aller plus loin, les travaux récents menés par Denisov et al. (2012) avec du riz, des lentilles, du quinoa, et des haricots mungo, comparent ces différents candidats face au critère de criticalité auto-organisée. Le même mode opératoire que celui employé par Lörincz and Wijngaarden (2007) est utilisé. Seuls les grains de riz vérifient la criticalité auto-organisée à cause de leur grand rapport d'aspect. De plus, ils présentent des plus grandes fluctuations (et avalanches) de part leur faculté à créer de plus grandes structures de stabilité.

Les principales expériences menées avec des milieux granulaires pour étudier les propriétés de l'auto-organisation critique permettent de constater les points suivants. En général, les petites fluctuations suivent des lois de puissance. Pour les grandes avalanches, les conclusions sont plus partagées. Toutefois, les grandes avalanches [2] sont indépendantes des avalanches internes (Jaeger et al., 1989; Held et al., 1990; Rosendahl et al., 1994). Le comportement critique auto-organisé dépendrait de la taille du milieu (Held et al., 1990), de la géométrie des grains (Frette et al., 1996; Denisov et al., 2012), des conditions aux frontières du milieu (Lörincz and Wijngaarden, 2007), et de la cohésion entre les grains (Costello et al., 2003). L'universalité de l'auto-organisation critique pour les systèmes hors équilibre est donc à considérer avec précaution.

Précurseurs d'avalanches

Par la suite, les avalanches internes sont appelées « réarrangements » , et les avalanches sortant du système sont appelées « avalanches ». En particulier, des expériences sur la déstabilisation de milieux tridimensionnels

2. Celles pouvant sortir des grains du système.

constitués de billes de verre monodisperses (Kiesgen De Richter et al., 2012), montrent que les réarrangements à la surface libre suivent deux statistiques. Tout d'abord, les petits réarrangements qui sont localisés et intermittents vérifient une loi de puissance. En second lieu, les plus grands réarrangements apparaissent de manière collective et quasi-périodiquement avec l'angle d'inclinaison. Ils ont de surcroît une distribution de taille plus élevée que prédit par la loi de puissance vérifiée par les petits réarrangements.

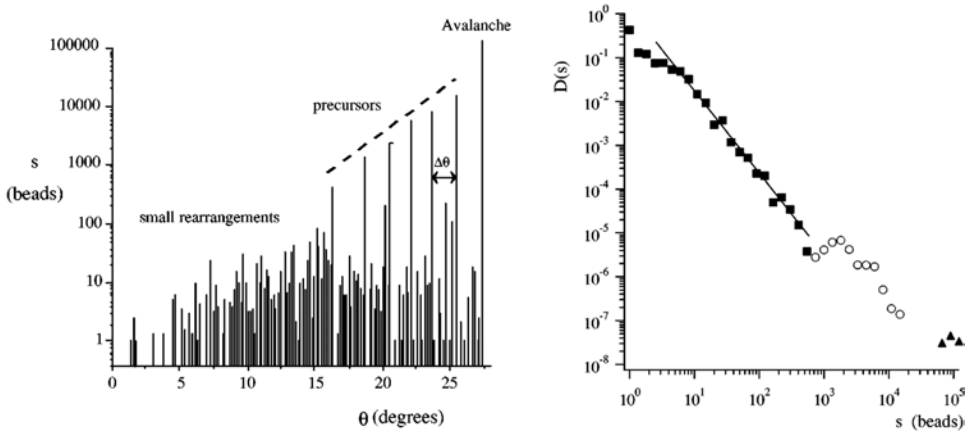
D'autres travaux menés avec des monocristaux de nickel qui sont lentement compressés (Papanikolaou et al., 2012), montrent également la présence d'avalanches quasi-périodiques. La distribution de taille de ces avalanches est observée plus importante que celle vérifiée par les systèmes critiques auto-organisés. Ces avalanches sont interprétées comme des contributions à la relaxation lente du milieu en minimisant les contraintes locales internes. Ces auteurs soulignent ainsi l'intérêt d'étendre l'étude de la micro-plasticité aux systèmes désordonnés et aux mécanismes mis en jeu pour les séismes.

Pour limiter les effets mémoire, le milieu doit être fraîchement préparé, puis être incliné jusqu'à la première avalanche (Nerone and Gabbanelli, 2001). Nerone et al. (2003) ont ainsi caractérisé les réarrangements à la surface libre d'un empilement de billes de verre de diamètre 2.2 mm placé dans une boîte parallélipédique inclinée quasi-statiquement. Le fond de la boîte est rugueux et désordonné, constitué des mêmes billes collées, et l'humidité ambiante est maintenue à 50 %. En effet, un tel fond rugueux permet d'éviter le glissement. Par analyse d'images de la surface libre, ces auteurs ont identifiés que les réarrangements surfaciques ont deux statistiques (Fig. 2.6) :

- des petits réarrangements localisés et aléatoires suivant une loi de puissance,
- des réarrangements collectifs pseudo-périodiques apparaissant une dizaine de degrés avant θ_M.

Ces évènements collectifs sont appelés « précurseurs d'avalanche » et se produisent pseudo-périodiquement espacés de $\Delta\theta$ jusqu'à θ_M(Fig. 2.6a).

À partir du protocole expérimental de Nerone et al. (2003), d'autres études ont été menées pour caractériser ces précurseurs de surface (Kiesgen De Richter et al., 2012). Ces études réalisées avec des billes de verre de 3 mm de diamètre ont montré que les grains mis en mouvement lors d'un précurseur se déplacent parallèlement à la surface de l'empilement. De plus, leurs déplacements sont d'autant plus grands s'ils sont situés en haut du tas (Fig. 2.7). Ces déplacements évoluent exponentiellement avec l'angle d'inclinaison θ. La statistique des évènements montre aussi que les précurseurs



(a) (b)

FIGURE 2.6 – Travaux de Nerone et al. (2003). (a) Dynamique des réarrangements surfaciques jusqu'à avalanche où des évènements collectifs (précurseurs) de pseudo-période $\Delta\theta$ sont mis en évidence. (b) Distribution de la taille des évènements. La statistique des précurseurs (○) et des avalanches (▲) s'écarte de la loi de puissance vérifiée par les petits réarrangements (■).

n'ont pas les mêmes caractéristiques que les petits réarrangements (Fig. 2.8). Les propriétés des précurseurs dépendent notamment des interactions entre grains au niveau microscopique (friction, état de surface, âge des contacts...). Ces auteurs ont également montré que le nombre de précurseurs décroit en présence de bruit extérieur sur le système.

D'autre part, des études expérimentales pour la caractérisation des précurseurs dans le volume ont également été réalisées (Zaitsev et al., 2008; Kiesgen de Richter et al., 2010). Le sondage des réarrangements dans le volume est alors effectué par propagation d'ondes acoustiques avec l'effet non linéaire d'auto-démodulation d'amplitude (Sec. 1.4.3.2). Ces expériences sont menées à l'aide de deux transducteurs piézoélectriques placés en contact des grains transversalement par rapport à l'inclinaison de la boîte (Fig. 2.9a). En suivant l'évolution de la composante non linéaire démodulée, Zaitsev et al. (2008) montrent que les précurseurs impliquent une réorganisation quasi-périodique du réseau des contacts faibles dans le volume (Fig. 2.9b). Au contraire, la composante linéaire, supposée plutôt sensible aux contacts forts, est stable jusqu'à l'avalanche. Cependant, les corrélations des réarrangements volumiques avec les précurseurs mesurés en surface restent faibles (Kiesgen

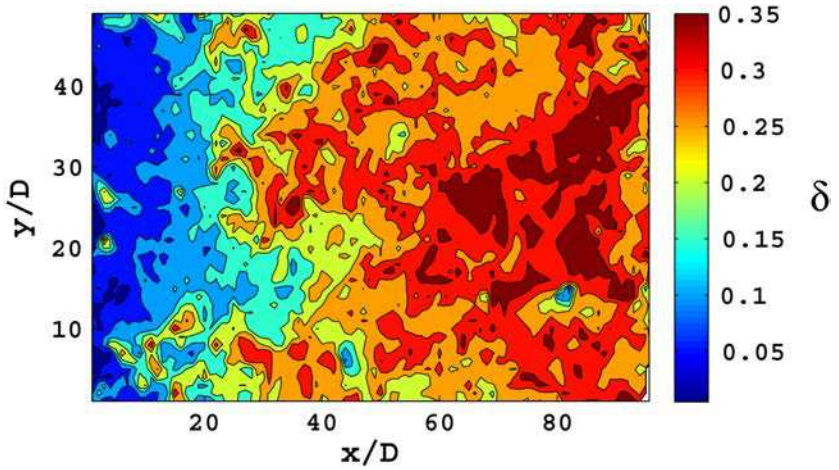


FIGURE 2.7 – Mesure du champ de déplacements des grains en mouvement au cours d'un précurseur (Kiesgen De Richter et al., 2012). X est la longueur de la boîte où $X = 0$ est le bord par lequel les grains s'échappent lors de l'avalanche. Y est la largeur de la boîte. D est le diamètre des billes. δ est le déplacement adimensionné par D.

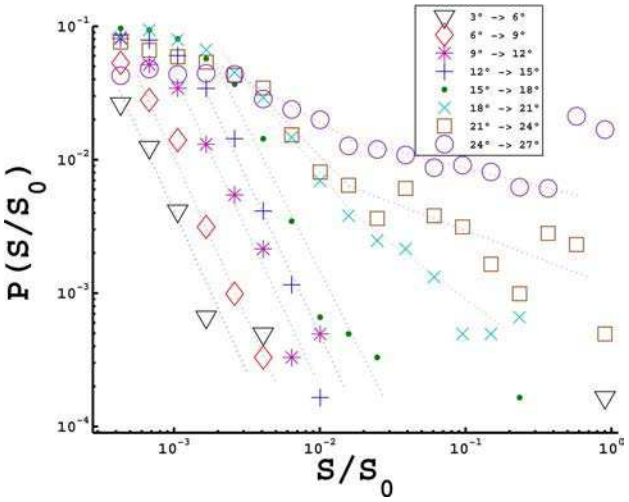
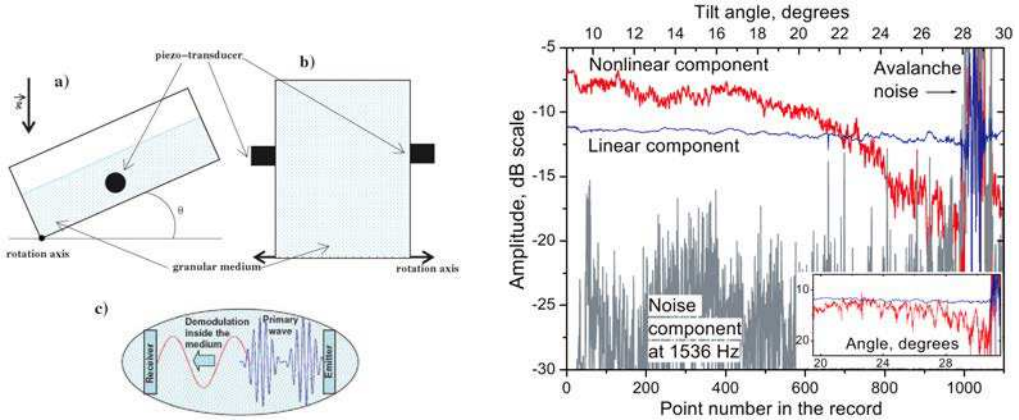


FIGURE 2.8 – Distributions des tailles des évènements calculées dans des fenêtres angulaires de 3° (Kiesgen De Richter et al., 2012). L'apparition des précurseurs à partir de 18° montre un changement de la distribution.

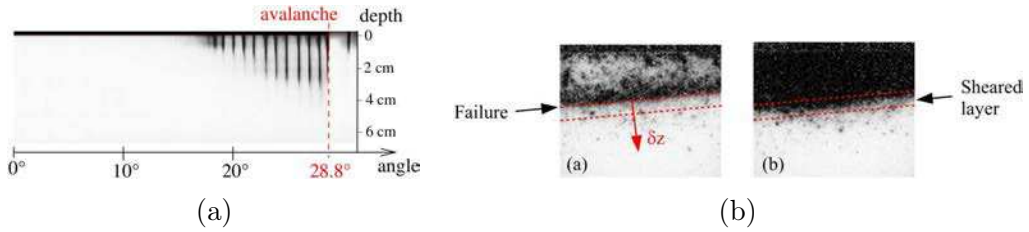


(a) (b)

FIGURE 2.9 – Expériences de Zaitsev et al. (2008) où un milieu granulaire est sondé par propagation d'ondes acoustiques. (a) Des transducteurs piézoélectriques sont placés de part et d'autre du milieu au niveau des parois latérales. Le milieu est excité par un signal modulé qui se démodule par effets non linéaires au cours de sa propagation dans le milieu. (b) Évolution des composantes acoustiques linéaires et non linéaires au cours de l'inclinaison d'un empilement jusqu'à avalanche.

de Richter et al., 2010). Lors d'inclinaisons successives du même empilement jusqu'à un angle d'arrêt inférieur à l'angle d'avalanche, ces auteurs observent que ces corrélations semblent disparaître. Il se produit aussi une réactivation des réarrangements en surface et dans le volume lorsque l'inclinaison suivante dépasse l'angle d'arrêt.De plus, ils observent des réarrangements quasi-périodiques du réseau des contacts faibles lorsque l'empilement revient vers la position horizontale qu'ils nomment réarrangements mirroirs. Ces expériences permettent ainsi d'observer des effets mémoire importants qui sont surtout dus au changement de l'orientation des composantes du poids, et qui amènent à une meilleure stabilité de l'empilement.

Toutefois, le montage expérimental utilisé au cours des travaux de Kiesgen De Richter (2009) présente néanmoins un niveau de bruit important avec le système permettant l'inclinaison. En effet, l'inclinaison est réalisée par l'intermédiaire d'un moteur pas à pas entrainant une vis sans fin, laquelle entraine un bâti sur lequel est placé la cuve contenant les grains. Ce montage est d'ailleurs décrit par la suite en section 3.1 (montage A).



(a) (b)

FIGURE 2.10 – Mise en évidence des précurseurs par technique de diffusion multiple de la lumière à travers un empilement de billes de verre de diamètre moyen 280 μm (Amon et al., 2013). (a) Diagramme spatio-temporel des zones décorrélées. (b) Deux images successives de corrélations au cours d'un précurseur.

D'autres travaux ont ensuite mis en évidence l'existence de précurseurs en écoutant les bruits des grains mis en mouvement au cours de l'inclinaison (Gibiat et al., 2009; Thirot et al., 2012). Les émissions acoustiques associées aux précurseurs ont une énergie de plus en plus importante lorsque l'angle d'inclinaison augmente. Récemment, Amon et al. (2013) ont étudié les précurseurs par une technique de diffusion multiple de la lumière à travers des empilements de 8 cm d'épaisseur constitués de billes de verre et de grains de sable de tailles comprises entre 200 et 400 μm. Les précurseurs sont présentés tels des évènements de micro-rupture dans le volume, qui dépendent uniquement de l'angle et non du temps dans la limite quasi-statique. Ces auteurs montrent que les précurseurs impliquent de plus en plus de couches (Fig. 2.10a), avec la présence de plans de micro-fêlures dans le volume (fi. 2.10b). La profondeur mobilisée croît linéairement avec l'occurrence des précurseurs, et la pente correspondante est plus élevée avec les billes de verre ($9d/^\circ$) qu'avec le sable ($4d/^\circ$). [3] D'ailleurs, le premier précurseur apparaît plus tôt avec les billes. En augmentant l'humidité l'écart entre les précurseurs devient plus grand, le nombre de couches impliquées augmente, et le premier précurseur apparaît plus tôt. Ils ont également remarqué que le régime de précurseurs n'est plus observé pour des empilements très compacts, où l'activité des réarrangements devient faible. Ces auteurs ont aussi montré qu'un critère de Coulomb pour la rupture ne convient pas à l'explication physique des précurseurs, et qu'il faut plutôt considérer les déformations associées comme plastiques.

3. d est la taille caractéristique d'un grain, soit son diamètre lorsqu'il est sphérique.

Les précurseurs ont également fait l'objet d'études numériques (Staron et al., 2002, 2006; Oger et al., 2007). Staron et al. (2006) ont étudié les flucuations internes d'un empilement bidimensionnel incliné jusqu'à avalanche. Ils associent les précurseurs à la mobilisation intermittente des forces de friction entre les grains, évoluant ainsi vers une modification irréversible de la microstructure. La taille des précurseurs augmente à l'approche de θ_M et est associée a une augmentation de la limite de plasticité au niveau macroscopique, et à l'émergence de larges longueurs de corrélations entre grains au sein de l'empilement. Pour Oger et al. (2007) les précurseurs sont aussi liés à la réorganisation des grains dans le volume.

Des travaux sur d'autres systèmes montrent également la présence de précurseurs. Des tests biaxiaux menant à l'apparition de bandes de cisaillement montrent des précurseurs précédant la rupture (Le Bouil et al., 2013). Par ailleurs, Lu et al. (2011) ont notamment analysé des signaux enregistrés avant des séismes, et ont confronté leurs observations avec des expériences en laboratoire. Leurs données de terrain et in situ correspondent à la variation de la déformation amenant aux séismes. Des précurseurs sont ainsi identifiés avec un caractère quasi-périodique et directif.

Les précurseurs d'avalanches ont fait l'objet de plusieurs caractérisations expérimentales et numériques. Selon Papanikolaou et al. (2012) les précurseurs traduisent la micro-plasticité d'un évènement critique et semblent avoir une portée universelle étant donné qu'ils existent à partir de petits systèmes ordonnés (cristaux), jusqu'à des grands systèmes désordonnés (croûte terrestre). Cependant, leur quasi-périodicité n'est toujours pas expliquée. Des pistes sont ouvertes sur l'établissement de corrélations entre les réarrangements surfaciques et volumiques. Ces travaux de thèse, décrits dans les sections suivantes, vont dresser une étude expérimentale approfondie, et ainsi expliquer plus précisément les mécanismes mis en jeu lors de la déstabilisation de milieux granulaires.

Chapitre 3

Méthodologie expérimentale

3.1 Dispositif expérimental

Cette thèse s'effectue dans la continuité de celle de Kiesgen De Richter (2009). Au commencement, j'ai travaillé sur le banc de mesure élaboré par mon prédécesseur (montage A), puis j'ai été ammené à monter un nouveau banc de mesure afin d'optimiser certains paramètres (montage B).

Le principe de l'expérience consiste à incliner un milieu granulaire de manière quasi-statique. Le montage A (Fig. 3.1) permet l'inclinaison via un moteur pas à pas relié à une vis sans fin ($\sim$ 1 m) qui entraîne un portique sur lequel sont fixés une boîte en polycarbonate contenant les grains ($\sim 60 \times 20 \times 10\text{cm}^3$), la caméra et le le système d'éclairage. Tout le système expérimental est maintenu par l'intermédiaire d'une table ($\sim 1\text{m}^2$). Ce banc de mesure est assez sensible aux bruits extérieurs (bruits de pas, de portes, des travaux près du bâtiment...). C'est pourquoi le montage B a été élaboré afin de minimiser le bruit sur les mesures. En effet, Kiesgen De Richter et al. (2012) a observé que la présence de bruit atténue l'activité des réarrangements et le nombre de précurseurs. Le montage B (Fig. 3.2) est ainsi placé sur une table sur coussins d'air pour limiter les bruits sismiques. Dans ce nouveau montage, un verrin permet l'inclinaison d'un plateau sur lequel est disposé un bac en polycarbonate de dimensions variables (volume maximum : $\sim 60 \times 40 \times 20\text{cm}^3$). Ce bac a été conçu dans l'optique de pouvoir modifier facilement ses dimensions. Le fond est mobile, ce qui permet de changer aisément sa rugosité et sa largeur. Le montage A permet de modifier aisément la longueur, mais a une largeur fixe, et une hauteur limitée

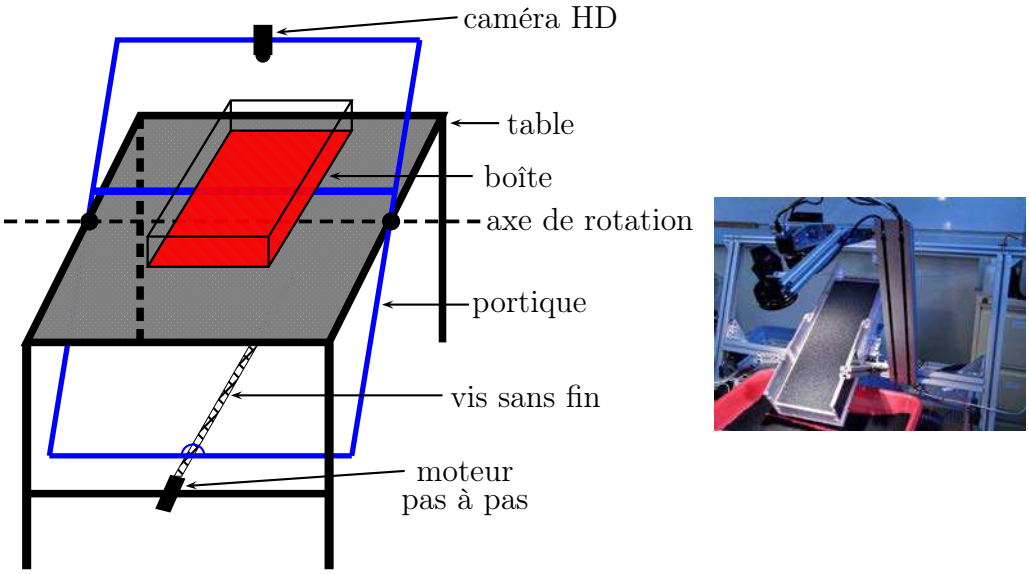


FIGURE 3.1 – Montage A. Une boîte contenant des grains est inclinée par l'intermédiaire d'une vis sans fin (située sous la table) qui permet le mouvement du portique.

par le fond fixe. La majorité des expériences sont conduites avec des billes de verre sphériques monodisperses de 2 mm de diamètre. Les fonds utilisés sont rugueux constitués de billes collées de taille correspondant à celles utilisées pour les expériences. La rugosité du fond permet d'éviter la cristalisation et du glissement.

Pour vérifier que le montage B induit bien moins de perturbations mécaniques liées au système d'inclinaison, le bruit est mesuré pour les deux montages. À et effet, un accéléromètre [1] est placé au milieu d'un empilement de billes de verre de 2 mm de diamètre, et de taille $20 \times 20 \times 10\text{cm}^3$. Le signal enregistré permet de calculer le spectre du bruit mécanique présent au sein de l'empilement (Fig. 3.3). Il est clair que le montage B produit moins de bruit que le montage A. Par la suite, les mesures présentées sont réalisées avec le montage B sauf indication du contraire.

Pour suivre les réarrangements surfaciques, une caméra haute définition est située à environ 40-50 cm au-dessus de la surface libre (Fig. 3.2). La résolution spatiale, correspondant à 1 pixel, est de l'ordre de 10^{-1} mm. Un

1. Le seul capteur à disposition ayant la meilleure sensibilité en basses fréquences.

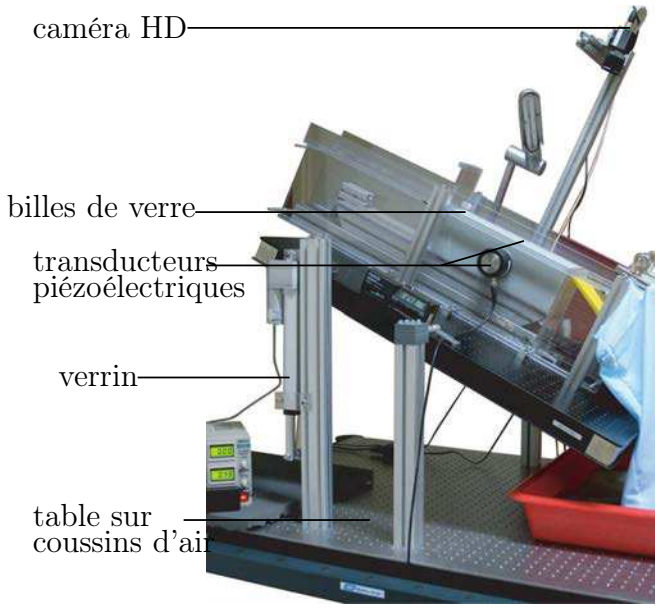
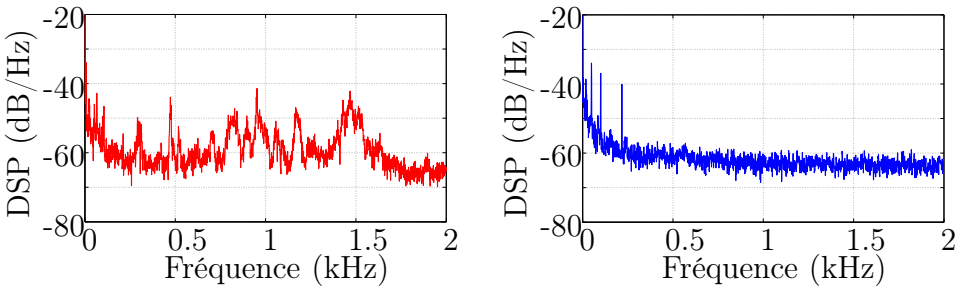


FIGURE 3.2 – Montage B. Le dispositif expérimental est placé sur une table sur coussins d'air. Un verrin permet d'incliner un plateau sur lequel est disposé un bac de dimensions variables.



(a) Montage A. (b) Montage B.

FIGURE 3.3 – Densités spectrales de puissance (DSP) du bruit du système d'inclinaison mesurées pour chaque montage pendant l'inclinaison au sein d'un empilement de billes de verre de 2 mm de diamètre et de taille $20 \times 20 \times 10\text{cm}^3$.

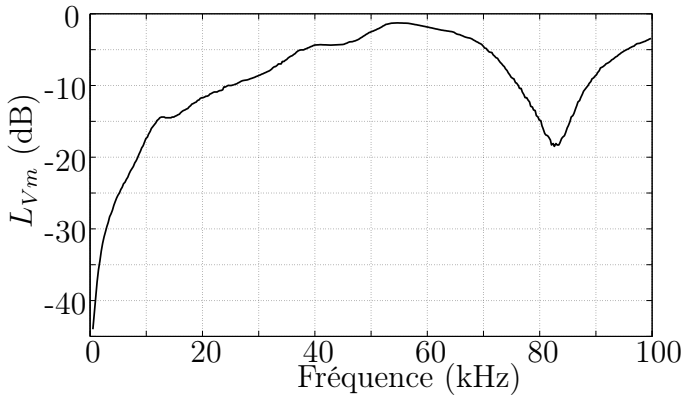
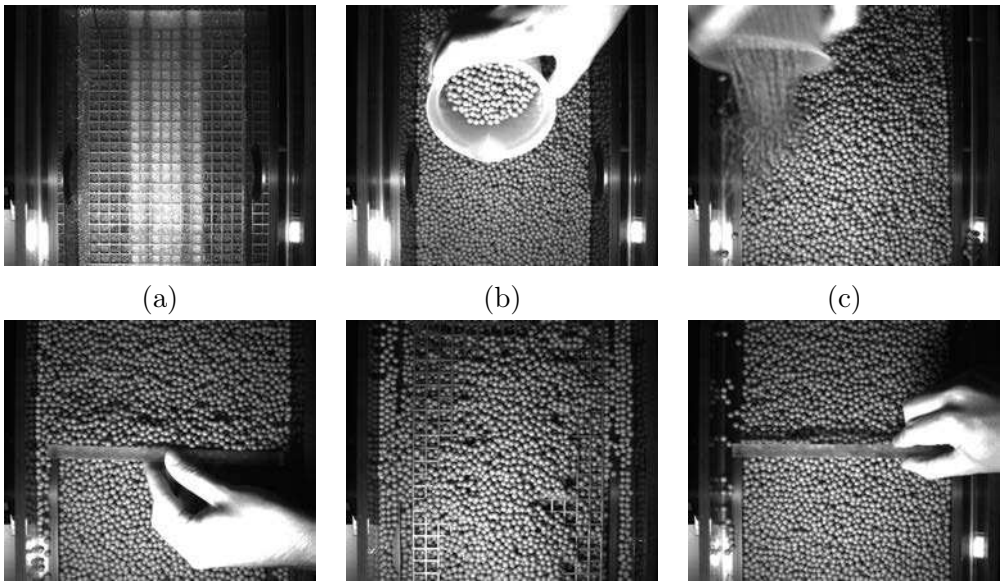


FIGURE 3.4 – Sensibilité des transducteurs piézoélectriques en fonction de la fréquence (L_{Vm} pour niveau de la vitesse de la membrane).

inclinomètre permet de mesurer l'angle θ avec une précision de 10^{-1} degrés. Pour sonder les réarrangements dans le volume, deux transducteurs piézoélectriques de diamètre 4 cm sont placés de part et d'autre des parois latérales. Ces transducteurs fonctionnent en ondes longitunales, ont une fréquence de résonance de 100k Hz, et sont large bande (Fig. 3.4). Pour les expériences menées au cours de la thèse, les signaux acoustiques étudiés sont dans la gamme fréquentielle de quelques kHz. Les surfaces piézoélectriques des transducteurs sont en contact direct avec les grains, ce qui permet d'exciter assez facilement le milieu (compatibilité entre les impédances acoustiques du verre et du matériau piézoélectrique). Ces transducteurs sont placés à mi-hauteur et au milieu par rapport à la longueur des empilements (Fig. 3.2).

3.2 Mode opératoire

La préparation de l'empilement est cruciale pour la reproductubilité des résultats étant donné que les expériences sont réalisées à partir d'empilements fraîchement préparés. La méthode de préparation est semblable à celle utilisée par Kiesgen De Richter (2009). Le système est mis en position horizontale. Une grille métallique avec des mailles carrées est tout d'abord placée au fond du bac (Fig. 3.5a). Les grains sont ensuite versés dans le bac en un mouvement couche par couche (Fig. 3.5b), jusqu'à légèrement dépasser les bords du bac (Fig. 3.5c). Une raclette est passée d'amont en aval par rapport à la pente d'inclinaison à venir, afin de retirer l'excès de grains qui dépassent des bords



(a) (b) (c)

(d) (e) (f)

FIGURE 3.5 – Méthode opérée pour la préparation de l'empilement, ce qui permet de contrôler la compacité afin de réaliser des mesures reproductibles.

(Fig. 3.5d). Puis, la grille est délicatement retirée à vitesse constante (Fig. 3.5e). Enfin, un second coup de raclette est passé pour aplanir la surface (Fig. 3.5f). Ce mode opératoire permet de contrôler la compacité de l'empilement. L'empilement obtenu est assez lache avec une compacité $\phi \approx 0.59$.

Une fois l'empilement ainsi préparé, la mesure est lancée assez rapidement (dans les 5 min) pour éviter des relaxations importantes au niveau des contacts entre grains (annexe E). Les temps de relaxation sont en fait assez longs et mals connus. Il est parfois nécessaire, voire recommandé, de mélanger les grains de temps en temps avant de débuter une série de mesures. En effet, les billes de verre sont très sensibles à l'hygrométrie et ont besoin d'être sollicitées pour se mettre dans une sorte d'équilibre, même si la température et l'humidité ambiante sont gardées constantes. Un générateur de tension permet de contrôler la vitesse d'inclinaison. Les expériences sont conduites à vitesse constante $\sim 2.5^{\circ}$/min. Le dispositif expérimental permet de mesurer simultanément les réarrangements surfaciques et volumiques.

3.3 Méthodologie optique

La caméra HD située au-dessus de la surface libre de l'empilement permet de prendre jusqu'à 10 images par seconde (images 8 bits en niveaux de gris). L'acquisition est pilotée par un ordinateur depuis un programme sous Labview.

3.3.1 Traitement d'images

Une fois l'expérience terminée, les images sont traitées avec une macro sous ImageJ (Kiesgen De Richter, 2009). Le résultat recherché est la surface de grains réarrangés. Tout d'abord, la zone d'image à analyser est sélectionnée et la taille en pixels du rayon des grains est entrée. La macro effectue alors la soustraction entre images successives (Fig. 3.6a - Fig. 3.6b → Fig. 3.6c). Le résultat obtenu montre ce qui a bougé entre les images successives. Un seuil de niveau de gris est ensuite appliqué afin d'éliminer le bruit (Fig. 3.6d). Le résultat peut alors être binarisé. On obtient ainsi des taches qui correspondent aux emplacement des grains réarrangés (Fig. 3.6e). Les maximums de chaque tache sont recherchés, puis dilatés par la taille en pixels du rayon des grains (Fig. 3.6f). Un algorithme de remplissage comble alors les espaces vides entre les différentes surfaces repérées. Chaque surface réarrangée est ainsi repérée et calculée. Par exemple, l'annexe A montre la répartition spatiale des réarrangements correspondant aux précurseurs au cours d'une expérience.

3.3.2 Dynamique de la déstabilisation

Á partir des surfaces réarrangées S estimées en nombre de pixels, l'évolution de la fraction de surface réarrangée S/S_0 est représentée (où S_0 est la zone d'image analysée correspondant à la surface libre). L'activité surfacique A est également représentée (Fig. 3.7). $A(\theta)$ est le cumul de S/S_0 entre $\theta = 0$ et θ_M [2] :

$$A(\theta) = \sum_{j=0}^{\lfloor \theta/d\theta \rfloor} \frac{S(j.d\theta)}{S_0}. \tag{3.1}$$

La dynamique des réarrangements à la surface libre d'un empilement gra-

2. $\lfloor x \rfloor$ désigne la partie entière de x.

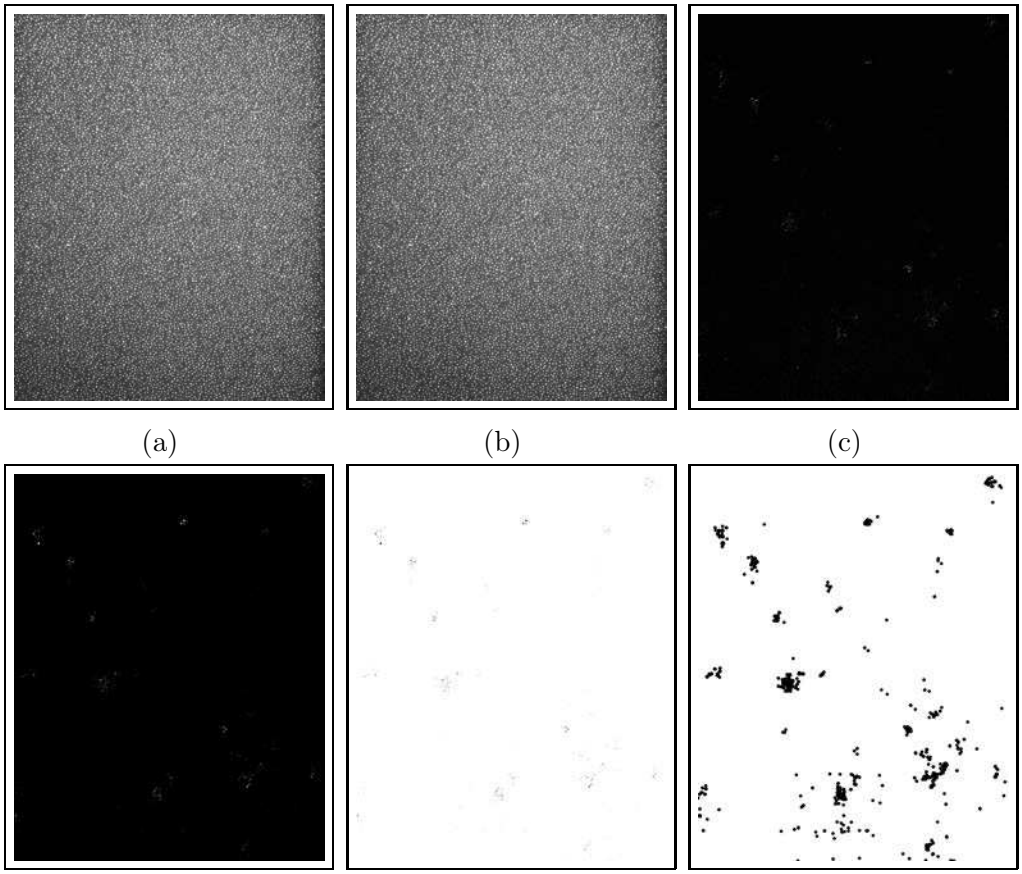


FIGURE 3.6 – Principe du traitement d'images par la macro sous ImageJ. Deux images successives (a-b) sont soustraites (c), puis différentes étapes (d-e) permettent d'estimer les réarrangements surfaciques (f).

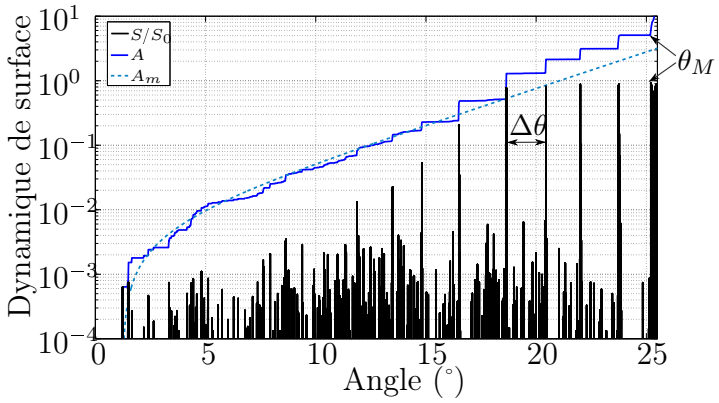


FIGURE 3.7 – Dynamique des réarrangements à la surface libre d'un empilement granulaire incliné jusqu'à avalanche (billes de 2 mm de diamètre dans un système de taille $30 \times 10 \times 11\text{cm}^3$). $\Delta\theta$ est la pseudo-période des précurseurs. θ_M est l'angle maximal du stabilité.

nulaire incliné jusqu'à avalanche comporte deux phases. Une première phase où des réarrangements localisés et intermittents se produisent, suivant une distribution en loi de puissance. La seconde phase, débutant environ une dizaine de degrés avant l'avalanche, correspond à des réarrangements collectifs quasi-périodiques (les précurseurs). L'angle d'avalanche θ_M vérifie également la récurence angulaire des précurseurs et peut être assimilé à un précurseur critique. L'amplitude des précurseurs augmente exponentiellement avec l'angle d'inclinaison. Nerone et al. (2003) ayant observés cette caractéristique, ils proposent que l'activité dans la phase des précurseurs croît également exponentiellement. Ils font alors l'extension de cette propriété à tous les réarrangements par continuité avec θ :

$$A_m(\theta) = \frac{Ke^{\beta\theta_0}}{\beta}\left(e^{\beta(\theta-\theta_0)} - 1\right), \tag{3.2}$$

où θ_0 correspond à l'angle où apparait le premier réarrangement, β est un paramètre dépendant du taux de réarrangement (Kiesgen De Richter et al., 2012). Ce modèle ajuste bien l'activité de la première phase de réarrangements (Fig. 3.7), mais ne reproduit pas les caractéristiques premières des précurseurs, à savoir l'intermittence et la quasi-périodicité.

Kiesgen De Richter et al. (2012) reprennent ensuite l'équation 3.2 en suivant des arguments simples issus de la théorie des pièges de Bouchaud

(1992). Cette théorie propose que des particules indépendantes d'un système hors équilibre piègées dans des puits de potentiel, se réorganisent sous l'effet d'une perturbation extérieure. Les possibiltés de sortie d'une particule piègée est alors définie par une probabilité de sortie P_s de nature exponentielle. En faisant l'analogie avec notre système, cette probabilité peut être définie pour un grain en fonction de l'angle d'inclinaison :

$$P_s(\theta) = Ce^{-\beta_p h(\theta)}. \tag{3.3}$$

C est une constante de normalisation, et β_p est le niveau moyen des perturbations liées au mouvement des grains et au bruit extérieur. $h(\theta)$ est la profondeur des pièges à la surface qui est supposée décroître de façon continue au cours de l'inclinaison, à partir de la profondeur moyenne $\tan^{-1}\mu_s^*$ des pièges à l'état initial ($\theta_0 = 0$), μ_s^* étant le coefficient de frottement effectif moyen.

$$h(\theta) = \tan^{-1}\mu_s^* - \theta. \tag{3.4}$$

Ainsi, en supposant les grains indépendants, la fraction de surface réarrangée $\frac{S}{S_0}(\theta)$ est proportionnelle à la fraction de grains $\frac{n(\theta)}{n}$ qui bougent à l'angle θ, soit $\frac{S}{S_0}(\theta) \sim \frac{n(\theta)}{n} = Ce^{-\beta_p h(\theta)}$. L'activité est alors approximée avec une évolution exponentielle dont le coefficient de croissance est contrôlé par β_p :

$$A_m \approx C\frac{e^{-\beta_p \tan^{-1}\mu_s^*} e^{\beta_p \theta_0}}{\beta_p}\left(e^{\beta_p(\theta-\theta_0)} - 1\right). \tag{3.5}$$

3.4 Méthodologie acoustique

Le sondage des réarrangements dans le volume est réalisé au moyen d'ondes acoustiques par l'intermédiaire des deux transducteurs piézoélectriques Panametrics de fréquence de résonance de 100 kHz, un étant utilisé en tant qu'émetteur, l'autre en tant que récepteur. Le signal d'excitation est paramétré sur un générateur de signaux qui envoie le signal désiré au transducteur via un amplificateur de puissance. Le signal de réception est ensuite pré-amplifié, avant d'être enregistré dans un ordinateur à l'aide d'une carte audio 2 voies de fréquence d'échantillonnage 192 kHz et de quantification 24 bits. Après acquisition, le signal enregistré est traité avec le logiciel Matlab. Deux types de sondage sont mis en œuvre :

- sondage du réseau des contacts faibles par effet d'auto-démodulation d'amplitude (acoustique non linéaire),

– sondage des paramètres élastiques (acoustique linéaire).

3.4.1 Sondage du réseau des contacts faibles

En choisissant de sonder le réseau de contacts faibles par effet d'auto-démodu-lation d'amplitude (Sec. 1.4.3.2), le signal source utilisé est une sinusoïde de fréquence $\sim$ 10 kHz modulée à 100 % en amplitude par une plus basse fréquence $\sim$ 1 kHz. La fréquence de modulation est démodulée dans le milieu au cours de la propagation par effet non linéaire. Pour s'assurer que l'amplitude du signal d'excitation ne soit pas trop élevé, et ainsi éviter le phénomène de clappement pour une proportion élevée de contacts (défini Sec. 1.4.3.1), le signal de réception peut être observé en temps réel avec un analyseur de spectre. En augmentant peu à peu l'amplitude d'excitation, la raie spectrale correspondant à la fréquence démodulée dévie d'une loi de puissance d'exposant 2 à 3/2, ce qui correspond à la transition au régime de clapping (Tournat et al., 2004).

Pour observer la dynamique de la composante acoustique démodulée, une densité spectrale de puissance du signal est calculée, puis la composante fréquentielle désirée est sélectionnée. La figure 3.8 montre un exemple du résultat obtenu avec une composante démodulée choisie à 1.5 kHz (expérience correspondant à la Fig.3.7). L'harmonique 2 associée à cette fréquence, également non linéaire, est également représentée (3 kHz). Ces composantes non linéaires montrent clairement que les précurseurs affectent les réarrangements dans le volume. Chaque précurseur est associé à une chute brutale des composantes suivie d'une relaxation rapide. Ce phénomène peut être attribué à une réorganisation du réseau de contacts faibles. Le résultat observé est beaucoup moins bruité que les résultats obtenus dans les études précédentes où les corrélations surface-volume semblaient difficiles et remarquées seulement pour les derniers précurseurs (Zaitsev et al., 2008; Kiesgen de Richter et al., 2010). En effet, ces précédents travaux ayant été effectués avec le montage A, le bruit important devait limiter la précision des mesures.

Il est également possible de sonder le milieu avec des impulsions acoustiques pour avoir notamment accès à la fonction de transfert acoustique du système. Cette méthode permet de suivre toutes les fréquences dans le domaine linéaire et à ses variations en fonction du temps. L'énergie acoustique transmise peut être caractérisée, ainsi que la vitesse de propagation des ondes.

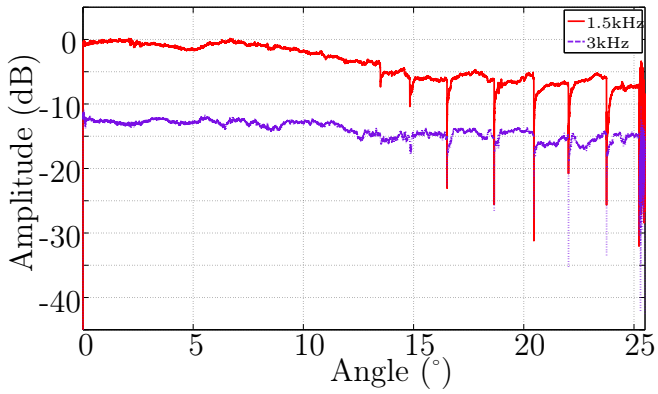


FIGURE 3.8 – Évolution des composantes acoustiques démodulées dans le volume d'un empilement granulaire incliné jusqu'à avalanche.

3.4.2 Sondage des paramètres élastiques

Il est possible de sonder les paramètres élastiques d'un milieu granulaire avec des ondes acoustiques basses fréquences pour $f \lesssim 10$ kHz $\Leftrightarrow \lambda \gtrsim 10d$ (où f et λ sont respectivement la fréquence et la longueur d'onde). Pour cette zone fréquentielle et pour cette configuration expérimentale, les ondes reçues correspondent majoritairement à celles qui se sont propagées par le squelette formé par les grains en contacts. Aux plus hautes fréquences, les ondes détectées sont celles qui se sont propagées dans le fluide qui sature le squelette. Des expériences de compaction ont prouvé cette sensibilité fréquentielle pour le sondage linéaire de couches granulaires (Legland et al., 2012). La fréquence de coupure sépérant les deux régimes de propagation (solide et fluide) diminue lorsque le diamètre des billes augmente. De plus, aucun effet non linéaire n'est observé en hautes fréquences dans le régime de propagation par le fluide.

Le signal d'excitation est constitué d'impulsions de durée 125 μs répétées toutes les 10 à 100 ms selon les expériences. Les signaux d'émission et de réception sont montrés sur la figure 3.9. En calculant la densité spectrale de puissance du signal de réception on accède à une estimation de la fonction de transfert acoustique du milieu (Fig. 3.10). Il est également possible de mesurer le temps de vol entre les impulsions émises et reçues, et ainsi de calculer la vitesse de propagation de ces impulsions (Sec. 6.2). À partir du signal de réception, on peut aussi estimer l'atténuation et la fréquence centrale de la fonction de transfert (barycentre fréquentiel) au cours de l'inclinaison.

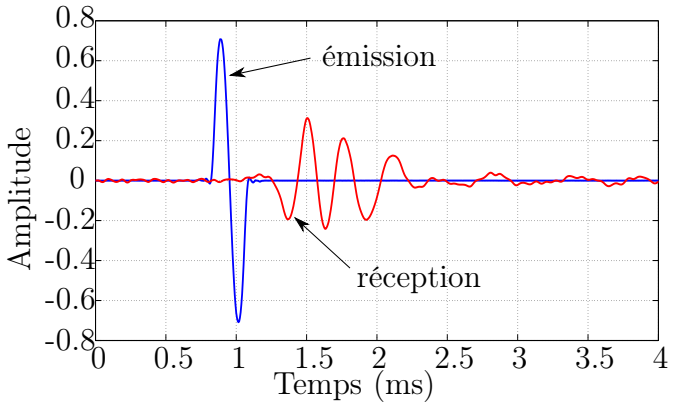


FIGURE 3.9 – Signaux temporels émis et transmis lors du sondage des paramètres élastiques avec des impulsions.

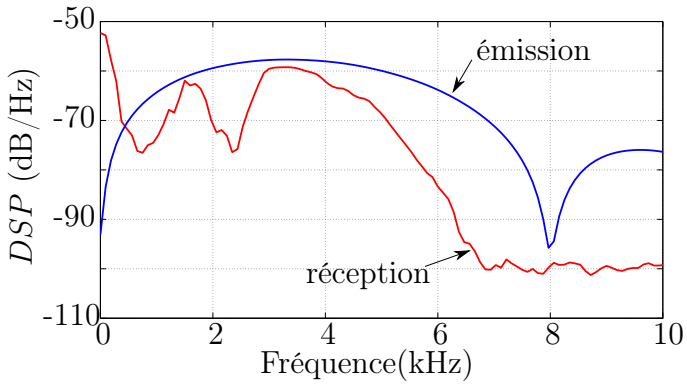


FIGURE 3.10 – Densités spectrales de puissance DSP des signaux émis et transmis lors du sondage des paramètres élastiques avec des impulsions.

3.5 Objectifs

Les mesures sont simultanément réalisées en surface et dans le volume. Les résultats obtenus vont permettre de relever des corrélations entre les deux signaux, optique et acoustique. Des paramètres prépondérants sur la dynamique amenant à la déstabilisation seront par la suite sélectionnés (géométrie, cohésion...). L'utilisation conjointe des données acoustiques et optique et leur comparaison doivent permettre de répondre à l'un des objectifs de cette thèse qui est d'apporter des éléments de compréhension sur la déstabilisation de milieux granulaires.

Chapitre 4

Corrélations surface-volume

Dans ce chapitre, les précurseurs sont conjointement caractérisés au niveau de la surface libre de l'empilement par méthode optique et par des méthodes acoustiques dans le volume (passives ou actives). De bonnes corrélations entre les précurseurs de surface et en volume sont mises en évidence. L'influence des effets mémoire pour les corrélations surface-volume est également analysée.

4.1 Sondage acoustique passif

À l'aide de l'un des transducteurs piézoélectriques, le bruit des grains mis en mouvement lors des précurseurs est enregistré. La figure 4.1 montre les mesures conjointes dans le volume (acoustique) et à la surface (optique). Les précurseurs sont clairement visibles dans le signal acoustique avec des émissions spontanées d'amplitudes importantes. La corrélation avec les précurseurs vus à la surface libre est ici évidente puisque chaque mouvement collectif de grains engendre des vibrations qui se propagent au sein de l'empilement. Il n'est toutefois pas possible de détecter les vibrations émises par des petits réarrangements à cause des faibles énergies impliquées.

La figure 4.2 montre les signaux temporels correspondant à chaque précurseur. Un filtrage passe bas avec une fréquence de coupure de 20 Hz est effectué afin de faciliter la visualisation. Les signatures acoustiques associées sont plutôt basses fréquences avec une dominante $\sim$ 10 Hz, c'est-à-dire avec des longueurs d'ondes $\sim$ 15 m. Étant donné la taille du système, ces signaux basses fréquences ne peuvent pas correspondre à une émission acoustique.

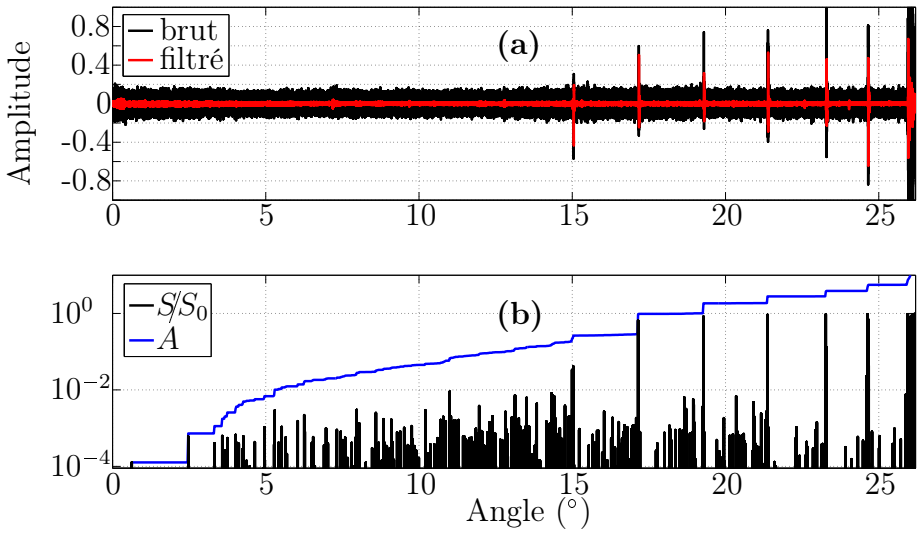


FIGURE 4.1 – Mesures simultanées des émissions acoustiques dans le volume (a) et des réarrangements à la surface (b) au cours de l'inclinaison jusqu'à avalanche ($d = 2$ mm, $L/d = 150$, $w/d = 50$, $N = 55$). À chaque précurseur détecté à la surface correspond à une émission acoustique dans le volume. Le signal acoustique est également filtré avec un passe-bas de fréquence de coupure de 20 Hz (en rouge).

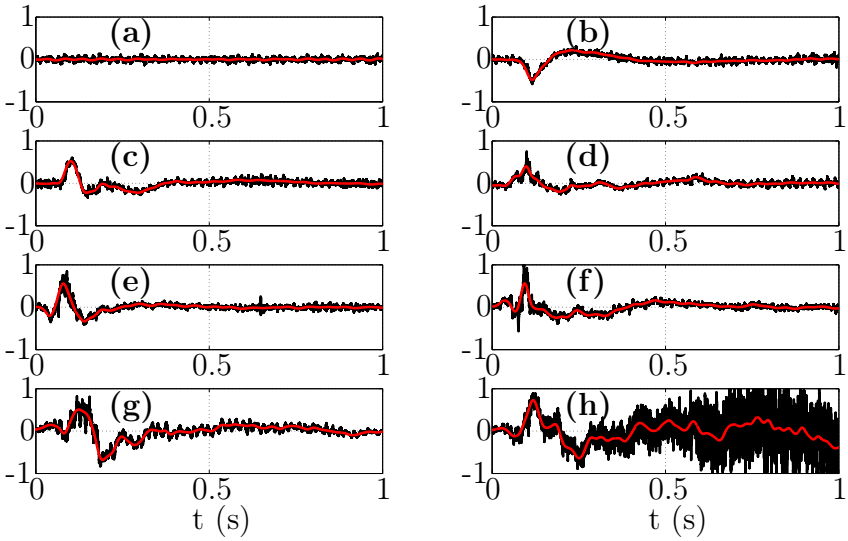


FIGURE 4.2 – Signaux temporels enregistrés au cours de la déstabilisation d'un empilement de taille $30 \times 10 \times 11\text{cm}^3$. En noir, le signal brut ; en rouge, le signal filtré par un passe-bas de fréquence de coupure 20 Hz. (a) Bruit de fond. (b) Premier précurseur (p_6). (c) Deuxième précurseur (p_5). (d) Troisième précurseur (p_4). (e) Quatrième précurseur (p_3). (f) Cinquième précurseur (p_2). (g) Sixième et dernier précurseur (p_1). (h) Avalanche (p_0).

On peut supposer que ces signaux correspondent à la dilatation du milieu. On note d'ailleurs une certaine asymétrie de ces signaux avec une phase ascendante plus rapide que la phase descendante. Or la vitesse d'un grain au cours d'un précurseur vérifie également la même asymétrique en fonction du temps (Kiesgen De Richter et al., 2012), avec une durée caractéristique de l'ordre de celle des signaux enregistrés (~ 0.2 s).

Pour vérifier que les signaux basses fréquences enregistrés sont bien de nature élastique provenant de la dilatation du milieu provoquée par un mouvement de cisaillement, nous provoquons un mouvement de cisaillement localisé dans le volume, mais toutefois assez proche de la surface (à ~ 1 cm). Pour ce faire, une plaque immergée dans l'empilement est tirée à l'aide d'un fil élastique qui s'enroule autour d'une tige métallique entraînée par un moteur pas à pas. La plaque, d'une épaisseur de 2 mm, est carrée de 5 cm de côté dont les faces sont recouvertes de billes collées de 2 mm de diamètre. Il se produit alors un mouvement de stick-slip lorsque la contrainte accumulée

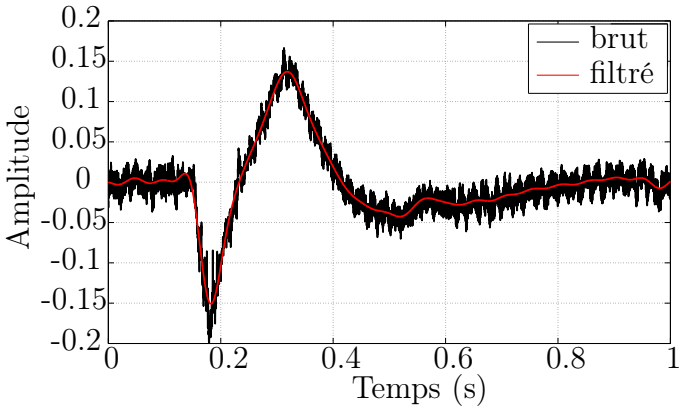


FIGURE 4.3 – Signal temporel enregistré au cours d'un mouvement de stick-slip d'une plaque rugueuse tirée avec un fil élastique dans le volume à près de 1 cm de profondeur.

par le fil atteint le seuil nécessaire pour décrocher la plaque (Johnson et al., 2008, 2012). La vitesse de la plaque en fonction de temps est aussi asymétrique (Nasuno et al., 1997, 1998). La figure 4.3 présente le signal enregistré lorsque le mouvement de stick-slip se produit. Un filtre passe-bas avec une fréquence de coupure de 20 Hz est également appliqué. Le signal issu du mouvement de stick-slip est également très basses fréquences et donc est similaire aux signaux enregistrés lors des précurseurs.

Pour en revenir aux précurseurs, le signal enregistré au déclenchement de l'avalanche (Fig. 4.2h) est similaire au signal enregistré lors des précurseurs. On peut supposer que l'avalanche est déclenchée par un « précurseur critique » que l'on note p_0. Suivant cette logique, le dernier précurseur est noté p_1, l'avant dernier précurseur est noté p_2, et ainsi de suite... Par ailleurs, les émissions acoustiques réelles du milieu liées aux collisions entre les grains au cours des précurseurs sont nettement plus petites que les basses fréquences liées à la dilatation du milieu. Néanmoins, ces émissions sont détectables avec des fréquences de quelques centaines de Hz jusqu'à quelques kHz. Les spectres des signaux enregistrés sont ainsi représentés sur la figure 4.4. Plus l'angle du précurseur est proche de l'avalanche, plus les amplitudes spectrales associées sont élevées. On peut ainsi supposer que le volume de grains mis en mouvement au cours des précurseurs devient de plus en plus grand.

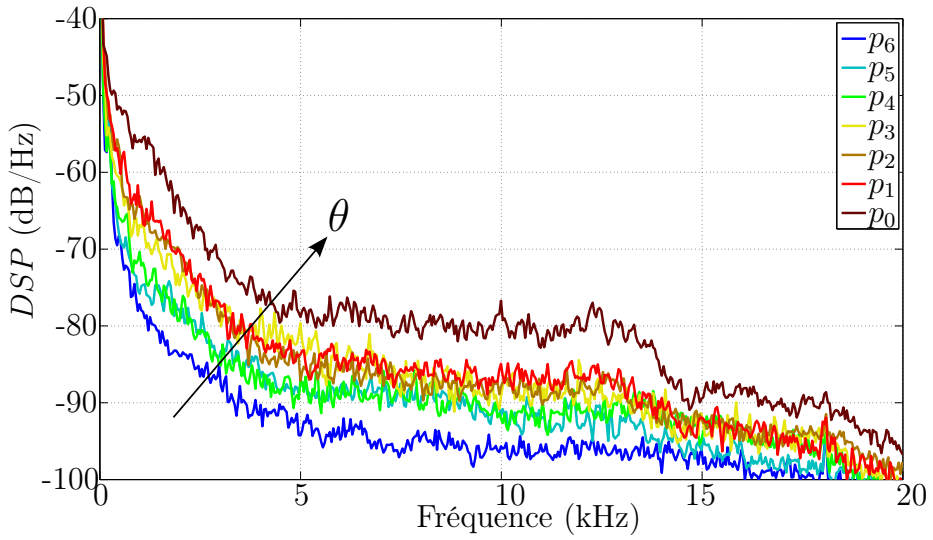


FIGURE 4.4 – Densités spectrales de puissance DSP calculées pour chaque précurseur sur une fenêtre de $0.4s$. p_0 correspond à l'avalanche, p_1 pour le dernier précurseur, p_2 pour l'avant dernier précurseur, et ainsi de suite...

4.2 Sondage acoustique actif

4.2.1 Sondage non linéaire

En utilisant l'effet non linéaire d'auto-démodulation d'amplitude décrit dans la section 3.4.1, le sondage des réarrangements dans le volume de l'empilement est effectué (Fig. 4.5). Pour les deux composantes démodulées (fondamentale à 1.5 kHz et harmonique 2 à 3 kHz), l'amplitude décroît brutalement lorsque un précurseur est détecté à la surface de l'empilement. Cette décroissance devient globalement de plus en plus importante à l'approche de l'avalanche. Cependant, les petits réarrangements n'induisent pas de fluctuations des composantes non linéaires. Après chaque précurseur qui correspond à chaque chute des amplitudes, la relaxation des contacts est observée. Celle-ci s'opère de façon logarithmique en fonction de temps (Hartley and Behringer, 2003).

Les réarrangements dans le volume sont très bien corrélés avec les précurseurs de surface. Les coefficients de corrélation C entre les amplitudes des composantes non linéaires et les surfaces réarrangées montrent bien ceci

(Fig. 4.5d-e). Ces coefficients sont obtenus en calculant la somme des termes diagonaux de la matrice de covariance glissante sur une fenêtre de 10^{-2° en fonction de l'angle (c'est-à-dire la somme des variances).

4.2.2 Sondage linéaire

Le sondage actif dans le volume est ici réalisé par émission d'impulsions (Sec. 3.4.2). Il est ainsi possible de mesurer la fonction de transfert acoustique en fonction de l'angle d'inclinaison (Fig. 4.6). Pour les milieux granulaires où l'air sature le squelette solide formé par les réseaux de contacts, et qui de plus sont soumis à une pression statique très faible, la propagation des ondes acoustiques suit deux régimes qui dépendent de la fréquence (Legland et al., 2012). Le premier, pour les basses fréquences $\lesssim$ 10 kHz, où la propagation est essentiellement effectuée à travers le squelette. Le second, pour les plus hautes fréquences, où la propagation est réalisée par le fluide saturant le squelette. La fréquence de coupure f_c entre ces deux régimes de propagation est estimée ici à près de 7 kHz.

En analysant différentes fonctions de transfert correspondant à différents angles d'inclinaison (Fig. 4.6), la gamme des basses fréquences inférieures à $f_c \approx 7$ kHz est sensible aux modifications de l'élasticité du milieu. En effet, les résonances et anti-résonances se décalent vers les plus basses fréquences lorsque l'angle augmente. La représentation sous la forme d'un spectrogramme angle-fréquence des signaux acoustiques reçus (Fig. 4.7) permet de mieux suivre la variation de l'élasticité du système. Le décalage fréquentiel est alors visible en suivant par exemple l'anti-résonance entre 2 et 2.5 kHz. Les précurseurs sont d'ailleurs clairement visibles par des discontinuités fréquentielles brutales (lignes verticales quasi-périodiquement espacées). Après chaque précurseur la fonction de transfert est décalée vers les plus basses fréquences, et ensuite la relaxation du milieu s'opère. Cette relaxation se traduit par un léger décalage fréquentiel vers les hautes fréquences en fonction du temps.

Ainsi, il est possible de choisir n'importe quelle fréquence dans la gamme fréquentielle où la propagation des ondes est sensible aux caractéristiques solides du milieu, pour sonder les variations du milieu. Par exemple, en choisissant une fréquence où la fonction de transfert est à peu près stable dans le sens où il n'y a pas de résonance ou anti-résonance prononcée proche (par exemple à 4 kHz), l'évolution de cette composante fréquentielle est principalement sensible aux variations d'atténuation de l'onde (partie imaginaire

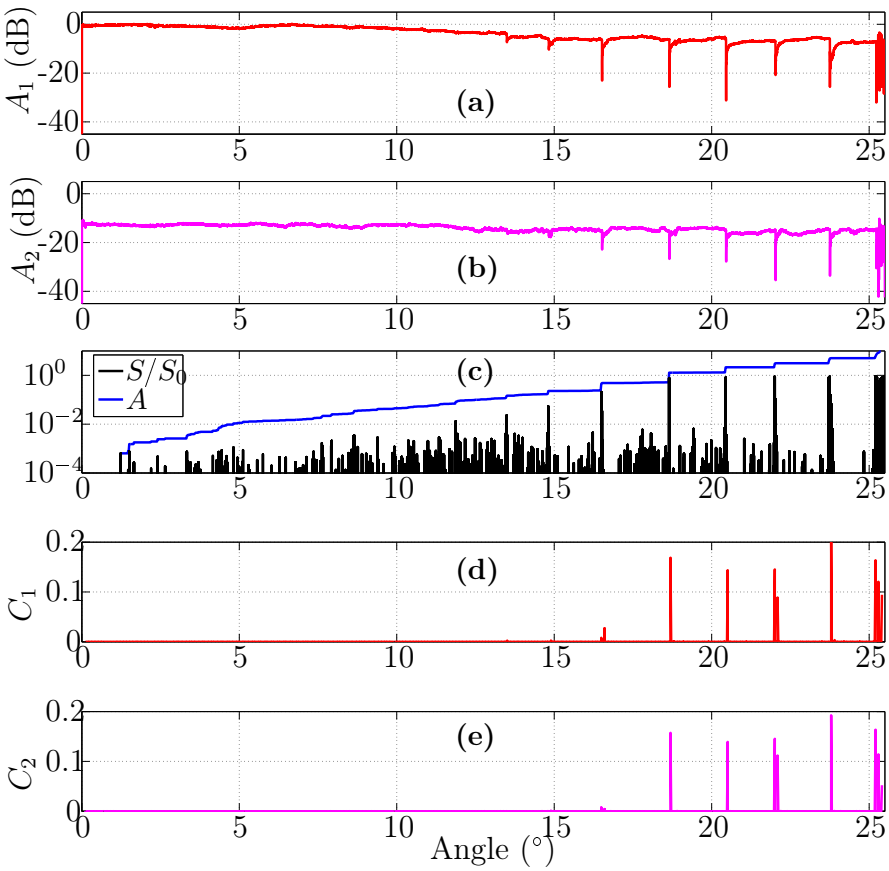


FIGURE 4.5 – Sondage acoustique non linéaire. (a-b) Amplitudes de la composante fondamentale démodulée (A_1) et de sa seconde harmonique (A_2) au cours de l'inclinaison. (c) Dynamique des réarrangements à la surface. (d-e) Coefficients de corrélation entre les amplitudes acoustiques et optiques pour les deux composantes démodulées (C_1 et C_2).

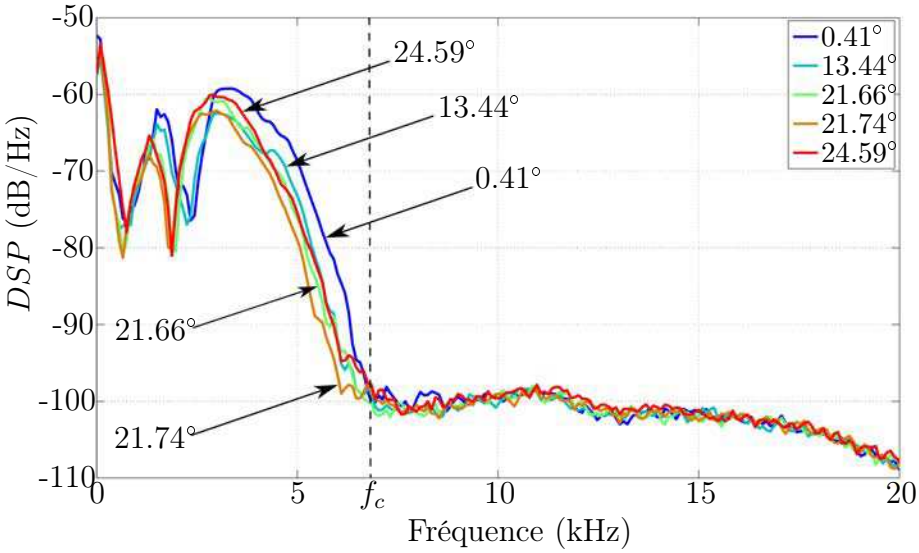


FIGURE 4.6 – Mesures de la fonction de transfert acoustique du système pour différents angles θ d'inclinaison : au début de l'inclinaison ($\theta = 0.41°$), avant le régime précuseurs (13.44°), juste avant et juste après un précurseur (21.66° et 21.74°), et juste avant l'avalanche 24.59°.

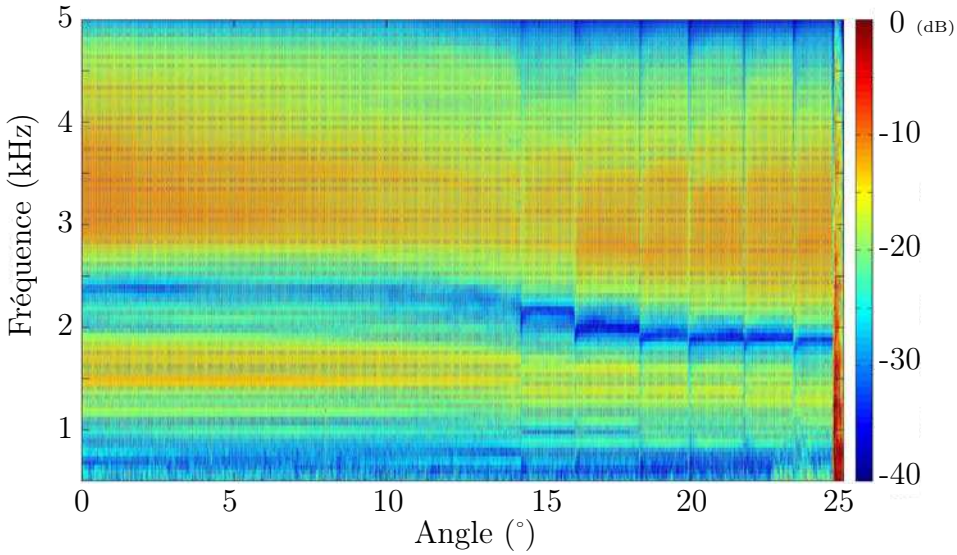


FIGURE 4.7 – Spectrogramme des signaux acoustiques reçus au cours de l'inclinaison jusqu'à avalanche.

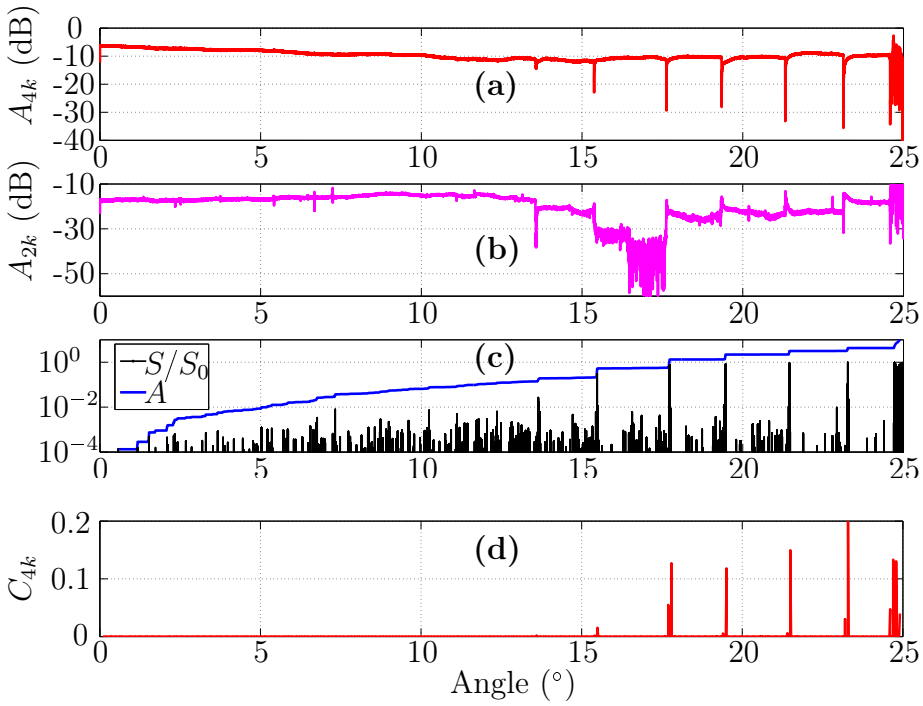


FIGURE 4.8 – Sondage acoustique linéaire. (a-b) Amplitudes des composantes à 4 kHz (A_{4k}) et à 2 kHz (A_{2k}) au cours de l'inclinaison. (c) Dynamique des réarrangements à la surface. (d) Coefficient de corrélation entre les amplitudes acoustiques de la composante à 4 kHz et optiques (C_{4k}).

du module élastique). En choisissant au contraire une fréquence proche d'une anti-résonance ou d'une résonance (par exemple à 2 kHz), une variation d'amplitude de la fonction de transfert à une fréquence donnée peut aussi être liée à un décalage en fréquence de la fonction de transfert (chute ou augmentation de la vitesse de propagation). La figure 4.8 montre ainsi cette différence de sensibilité fréquentielle. L'amplitude de la composante dite stable à 4 kHz diminue brutallement à chaque précurseur de façon exponentielle. Quant à l'amplitude de la composante dite instable à 2 kHz, tantôt elle diminue, tantôt elle augmente, à chaque précurseur. Le coefficient de corrélation C_{4k} entre l'amplitude de la composante à 4 kHz et l'amplitude des réarrangements à la surface, montre alors logiquement de très bonnes corrélations à chaque évènement précurseur (Fig. 4.8d).

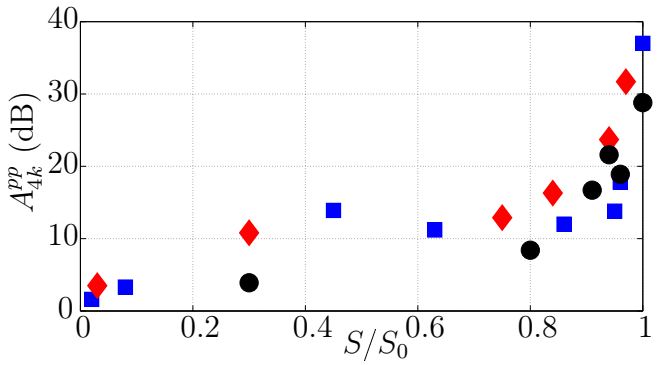
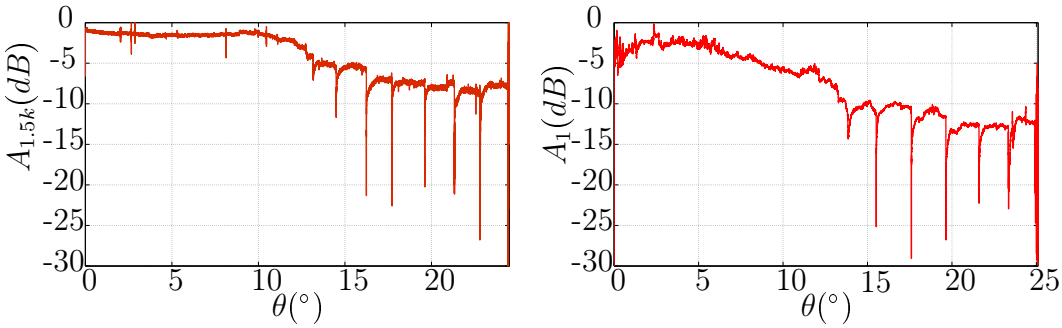


FIGURE 4.9 – Amplitudes des décroissances A_{4k}^{pp} de la composante linéaire à 4 kHz lors des précurseurs en fonction des fractions de surfaces réarrangées pour trois expériences (correspondant aux trois symboles).

Par ailleurs, la sensibilité du sondage acoustique par une fréquence dite stable pour la fonction de transfert en basses fréquences est plus élevée que les observations optiques en surface. À ce propos, l'évolution des décroissances brutales de la composante à 4 kHz correspondant aux précurseurs est représentée en fonction des surfaces réarrangées (Fig. 4.9). En échelle logarithmique, la fraction de surface réarrangée tend à saturer pour les derniers précurseurs, alors que les amplitudes acoustiques associées continuent d'augmenter. Les représentations obtenues pour trois expériences montrent ici une dépendance exponentielle. Ces observations sont de surcroît compatibles avec les observations expérimentales de Amon et al. (2013) qui montrent que le volume impliqué par les précurseurs continue d'augmenter jusqu'à l'avalanche. Le même résultat a également été obtenu en mesurant les réarrangements selon la profondeur à travers une des parois latérales par méthode optique (annexe C).

4.2.3 Discussion

Étant donné les très bonnes sensibilités des sondages linéaires et non linéaires pour la détection des précurseurs, des questions peuvent être soulevées. Est-ce que l'évolution de la composante non linéaire n'est pas uniquement sensible aux réorganisations des contacts faibles ? Ou bien, est-ce que les composantes linéaires en basses fréquences sont également sensibles aux modifications des contacts faibles ?



(a) Composante linéaire à 1.5 kHz. (b) Composante non linéaire à 1.5 kHz.

FIGURE 4.10 – Évolution de la composante fréquentielle à 1.5 kHz pour deux expériences distinctes réalisées dans les même conditions pour un empilement de taille $30 \times 10 \times 11\text{cm}^3$. (a) Composante engendrée linéairement. (b) Composante engendrée par effet non linéaire.

Une partie des réponses sucitées peut être expliquée dans la formulation suivante. Quelque soit la nature de la génération des fréquences induites dans le milieu (linéaire ou non linéaire), si les fréquences concernées sont inférieures à la fréquence de coupure f_c de la fonction de transfert, elles sont censées se comporter de la même façon au cours de leur propagation. Toutefois, il n'est pas possible d'engendrer la même fréquence à la fois par effet linéaire et par effet non linéaire (*i.e.* dans la même expérience, pour la même zone sondée). Mais étant donné la relativement bonne reproductibilité des mesures, il est possible de comparer qualitativement ces deux aspects (Fig. 4.10). La même composante fréquentielle induite dans le milieu par effet linéaire ou non linéaire se comporte de façon similaire au cours de la déstabilisation. On peut donc supposer qu'en sondant le volume en basses fréquences, les ondes sont sensibles à toutes modifications des contacts, qu'ils soient faibles ou forts.

4.3 Précurseurs miroirs

Dans cette section les effets mémoire appelés précurseurs miroirs sont analysés. Un empilement est tout d'abord incliné pour observer des précurseurs sans aller jusqu'à l'avalanche (Fig. 4.11a). Ensuite, le sens d'inclinaison est inversé sans temps d'attente pour rétablir l'empilement à l'horizontale (Fig.

4.11b). Dans cette seconde phase, des précurseurs sont observés pour les plus petits angles de façon symétrique avant que l'empilement ne revienne en position horizontale. En fait, au cours de la première inclinaison, l'empilement a gardé en mémoire l'orientation de la gravité changeant avec l'angle via la composante du poids suivant la normale à la paroi avant. Les contacts ont ainsi été amenés à avoir une orientation définie par le sens angulaire pour maintenir au mieux la stabilité de l'empilement. Lorsque le sens d'inclinaison est inversé, l'empilement se retrouve tout d'abord à nouveau dans une position stable. Ensuite, lorsque l'empilement tend à se rapprocher de la position horizontale, les contraintes devenant trop importantes, les contacts critiques se rompent, et des précurseurs apparaissent ainsi aux petits angles.

Kiesgen de Richter et al. (2010) ont déjà observé de tels précurseurs miroirs par méthode acoustique non linéaire dans le volume. Cependant ces auteurs supposent que cet effet ne concerne que le volume, alors qu'en réalité ces précurseurs miroirs sont également visibles à la surface de l'empilement. La figure 4.11 présente trois inclinaisons et inclinaisons inverses successives. Le sondage acoustique est ici effectué par la propagation d'un signal sinusoïdal de fréquence 1.5 kHz. L'amplitude acoustique associée tend à décroître de la même façon que les surfaces réarrangées. Ces cycles permettent de pratiquement faire disparaître les précurseurs. Les effets mémoires deviennent en fait de plus en plus importants, ce qui permet de minimiser l'énergie nécessaire pour le maintien de la stabilité de l'empilement. Après ces trois cycles, l'empilement est incliné jusqu'à avalanche (Fig. 4.11h). Dès que l'angle d'arrêt des précédents cycles d'inclinaison est dépassé (24.5°), l'activité granulaire reprend avec un précurseur d'énergie importante, suivi ensuite de l'avalanche. Ce regain d'activité est observé car le milieu n'a pas eu au cours des cycles précédents à dépasser l'angle d'arrêt.

Le phénomène de précurseurs est lié à l'anisotropie des forces de frottement qui est principalement orthogonale par rapport au sens de la composante du poids parallèle au fond de l'empilement (Staron et al., 2006). Ainsi, lorsque l'orientation de cette composante du poids est inversée, via le sens de l'angle d'inclinaison, l'anisotropie des forces de frotement tend à s'inverser, ce qui provoque des précurseurs miroirs. Il aurait aussi été intéressant d'incliner l'empilement pour des angles négatifs, ce que ne permet pas le montage expérimental. Un comportement hystérétique serait alors attendu (Deboeuf et al., 2005).

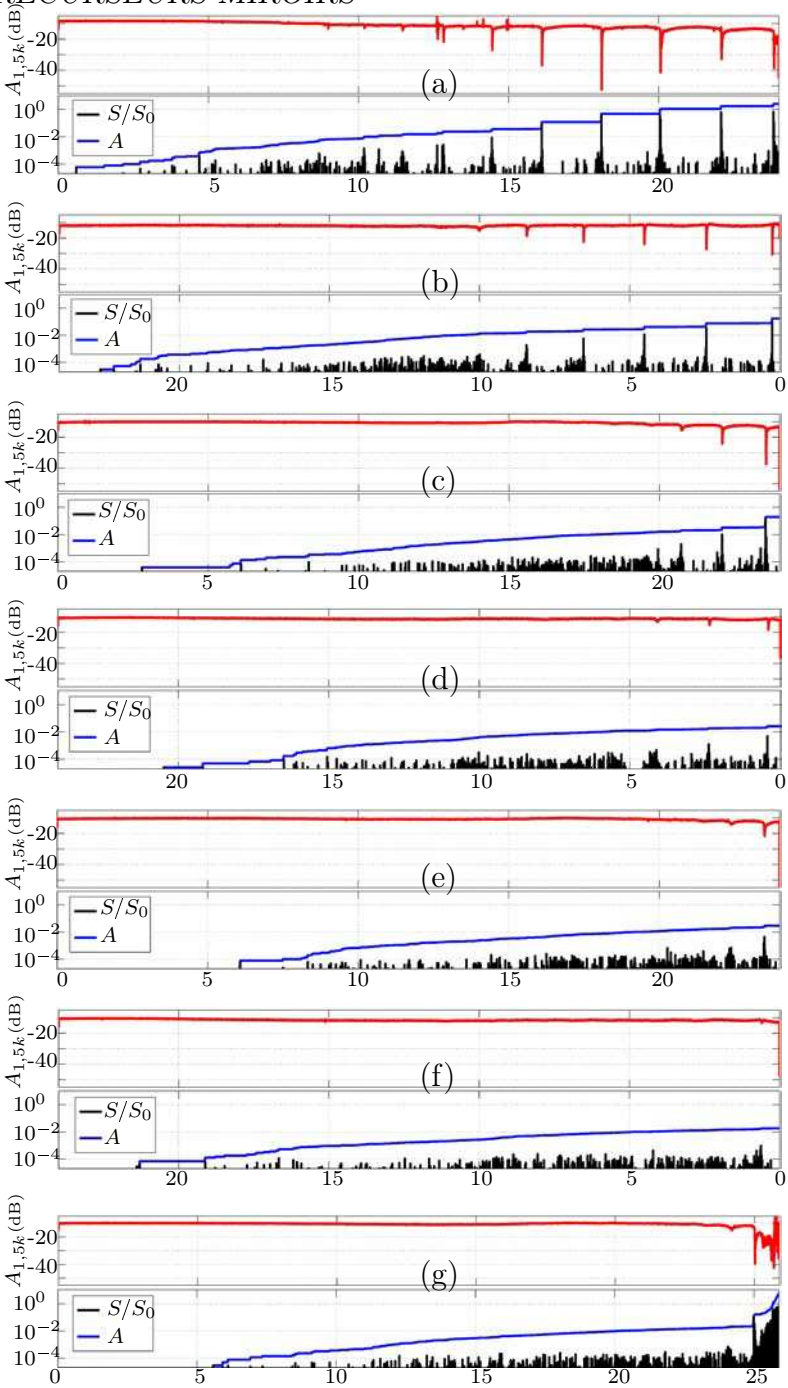


FIGURE 4.11 – Mise en évidence de l'effet miroir des précurseurs. (a) Première inclinaison de 0 à 24.5° avant avalanche. (b) Première inclinaison inverse de 24.5 à 0°. (c) Seconde inclinaison de 0 à 24.5°. (d) Seconde inclinaison inverse de 24.5 à 0°. (e) Troisième inclinaison de 0 à 24.5°. (f) Troisième inclinaison inverse de 24.5 à 0°. (g) Quatrième inclinaison de 0° jusqu'à avalanche.

Chapitre 5

Étude paramétrique des précurseurs

5.1 Paramètres

Les précurseurs d'avalanches dépendent de nombreux paramètres (Sec. 2.2). On peut penser tout d'abord à la forme et la granulométrie des grains. Le matériau constituant les grains est également important. Pour resteindre la diversité amenée par les paramètres cités précédemment, les milieux granulaires étudiés dans cette thèse sont constitués de billes de verre sphériques monodisperses de taille millimétrique. Dans ce chapitre, l'influence de la préparation de l'empilement sur la dynamique des précurseurs est tout d'abord étudiée (Sec. 5.2). Ensuite l'effet de l'état de surface est abordé conjointement avec celui de la taille de l'empilement (Sec. 5.3). Puis le rôle des conditions hygrométriques et de température est aussi étudié (Sec. 5.4).

En premier lieu, un des paramètres prépondérants agissant sur la dynamique de déstabilisation d'un empilement granulaire est la préparation de ce dernier, et indirectement sa compacité. En effet, la préparation conditionne la répartition des chaînes de force au sein de l'empilement. La préparation de la majorité des empilements étudiés est identique entre expériences afin de contrôler la compacité et ainsi obtenir des comportements physiques reproductibles (Sec. 3.2). Toutefois, l'effet des conditions appliquées à la surface libre de l'empilement est étudié (Sec. 5.2) : sa préparation et son affleurement avec les bords de la boîte.

Par ailleurs, l'état de surface des grains est aussi un paramètre important

(Sec. 5.3). Ce paramètre, souvent négligé pour les études d'avalanches, se révèle crucial pour la dynamique des réarrangements.

Ensuite, la « géométrie » de l'empilement est également étudiée pour des volumes parallélipédiques. L'influence des différentes dimensions est ainsi caractérisée (Sec. 5.3.3).

De plus, les variations des conditions atmosphériques (humidité et température) interviennent aussi dans la modification des propriétés observées (Sec. 5.4). Ces paramètres ne sont souvent pas mentionnés ou sont mal contrôlés dans les travaux expérimentaux avec des grains de taille millimétrique, là où les effets cohésifs sont largement sous-estimés. Pourtant ils rentrent bien en jeu dans la dynamique des réarrangements.

Enfin, la vitesse d'inclinaison est aussi essentielle, pour savoir si le mouvement peut être considéré comme quasi-statique. La limite est observée à environ $3.5^{\circ}/\mathrm{s}$, vitesse à partir de laquelle la dynamique des réarrangements commence à être affectée par des effets intertiels. Cela se traduit par une augmentation de l'activité, des précurseurs plus fréquents, et une avalanche précoce.

5.2 Préparation du milieu

5.2.1 Influence de la compacité

La préparation de l'empilement est décrite dans la section 3.2. La compacité ainsi obtenue avec des billes de 2 mm de diamètre est de l'ordre de 0.59. Selon Kiesgen De Richter et al. (2012), une compacité plus importante diminue globalement l'activité au cours de l'inclinaison . Une explication proposée est que la surface libre est moins rugueuse dans le cas compact. Ces auteurs montrent que l'angle d'avalanche augmente mais que les précurseurs ne sont pas vraiment influencés lorsque la compacité est plus importante. Pourtant Amon et al. (2013) suggèrent que les précurseurs tendent à disparaître lorsque l'empilement devient compact. Des mesures sont alors réalisées en faisant varier la compacité de l'empilement (0.589, 0.598 et 0.612 ± 0.002). Le résultat observé sur la figure 5.1 met en évidence que l'augmentation de la compacité tend à rapprocher les précurseurs entre eux. On peut donc aussi supposer que les précurseurs n'apparaissent pas dans la déstabilisation d'empilements très compacts.

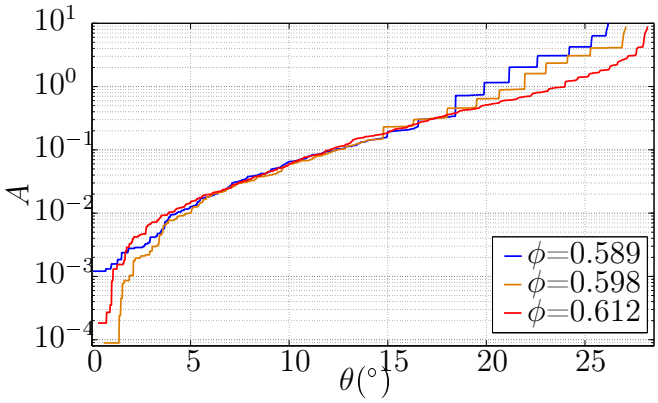


FIGURE 5.1 – Activités A mesurées pour différentes compacités (0.589, 0.598 et 0.612 $\pm$ 0.002) d'empilements de taille $20 \times 20 \times 11cm^3$.

5.2.2 Influence des conditions aux limites

Par la suite les conditions de préparation du milieu sont modifiées pour voir leur influence sur la dynamique de la déstabilisation. En changeant la nature de la paroi avant qui supporte la composante du poids parrallèle à la surface, les précurseurs sont plus nombreux et apparaissent de plus en plus fréquemment à l'approche de l'avalanche (Fig. 5.2b). En assumant qu'un précurseur intervient lorsqu'une contrainte seuil est atteinte, la contrainte est alors en partie relachée et se réaccumule ensuite suivant un mouvement angulaire correspondant à $\Delta\theta$ jusqu'à l'atteinte du prochain seuil, et donc du précurseur suivant. La contrainte considérée est celle de cisaillement et comprend la contrainte appliquée sur la paroi avant et le frottement entre la couche de grains cisaillée et le reste du milieu. L'ajout ici d'une mousse en polyuréthane sur la paroi avant diminue ainsi soit le mouvement angulaire nécessaire pour atteindre la contrainte seuil pour le déclenchement des précurseurs, soit la contrainte seuil elle-même. De plus, la mousse est de plus en plus compressée au cours de l'inclinaison, ce qui peut aussi expliquer l'augmentation de la fréquence des précurseurs.

Le passage de la raclette à la fin de la préparation de l'empilement permet de lisser la surface. Si la raclette n'est pas passée (Fig. 5.2c), l'angle d'avalanche diminue très légèrement et les précurseurs sont un peu moins pseudo-périodiques. Dans ce cas, la surface est bruitée (plus rugueuse) mais n'implique pas de modifications importantes de la dynamique de la déstabilisation.

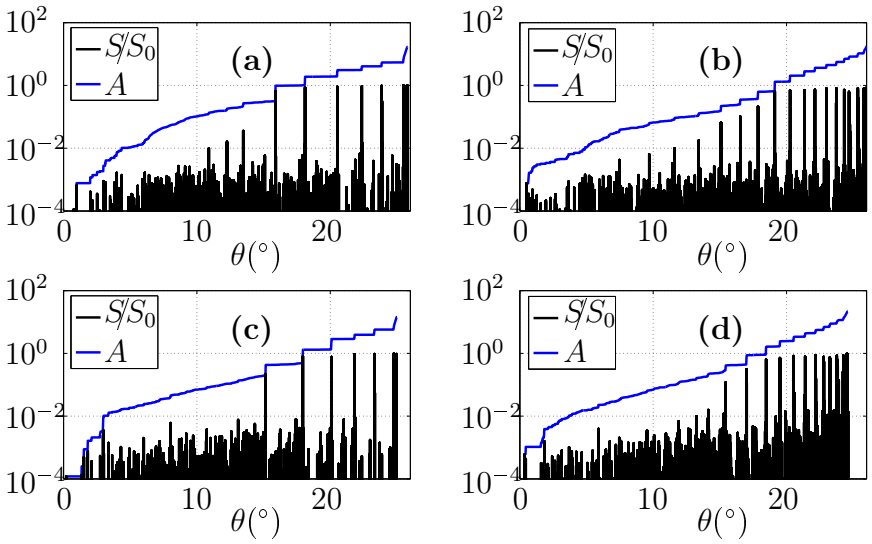


FIGURE 5.2 – Dynamiques des réarrangements à la surface mesurées pour différentes préparations de l'empilement de taille $30 \times 10 \times 11\text{cm}^3$: (a) préparation standard, (b) préparation standard avec une mousse posée sur la paroi avant, (c) préparation sans le passage de la raclette, (d) préparation sans le passage la raclette et avec la surface libre non affleurante aux parois de la boîte.

L'empilement est ensuite préparé sans remplir totalement la boîte de façon à avoir la surface libre non affleurante aux bords de la boîte. La dynamique est alors modifiée de façon importante avec des précurseurs plus nombreux devenant plus fréquents à l'approche de l'avalanche (Fig. 5.2d). L'angle d'avalanche est aussi plus faible.

Les modifications des conditions aux limites introduisent ainsi un biais dans la mesure. Le respect du protocole de préparation des empilements est donc nécessaire afin d'obtenir des mesures reproductibles.

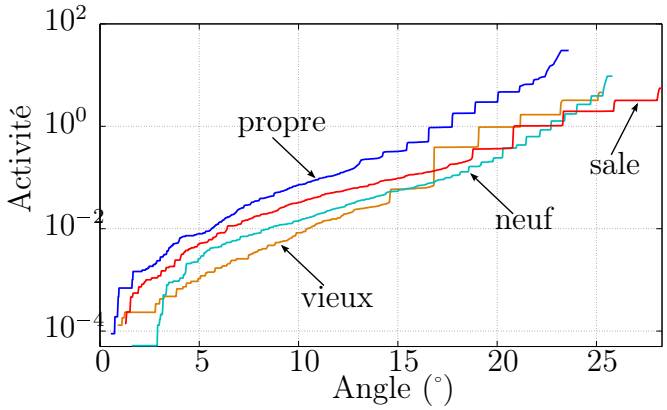


FIGURE 5.3 – Dynamique des réarrangements pour des empilements de billes de taille $30 \times 19 \times 3\text{cm}^3$ avec différents états de surface : vieux, neuf, propre, et sale.

5.3 État de surface des grains

5.3.1 Observations expérimentales

L'influence de l'état de surface pour des grains de taille millimétrique est souvent négligée. La surface d'un grain est pourtant sensible à son environnement, surtout pour des billes de verre. Le verre est en effet le siège d'échanges physico-chimiques à l'échelle nanométrique. Ses propriétés hygroscopiques lui confèrent la capacité de piéger facilement les impuretés présentes dans l'air (poussières, graisses).

Lors de précédents travaux sur les précurseurs, Kiesgen De Richter et al. (2012) ont observé optiquement une dynamique différente entre deux empilements de billes de 3 mm de diamètre selon qu'elles soient teintées dans la masse ou teintées en surface. Le nombre et la récurence des précurseurs, ainsi que l'angle d'avalanche, sont alors modifiés de façon importante. Ici, des expériences ont été menées avec des billes de 2 mm de diamètre de même type provenant du même fabriquant :

- des billes « vieilles » (déjà utilisées avant la thèse) ;
- des billes « neuves » juste sorties de leur sac de conditionnement.

L'activité mesurée en surface de ces deux empilements est radicalement différente (Fig. 5.3). Pour les billes neuves, les précurseurs sont plus nombreux et fréquents. La différence majeure entre les deux jeux de billes est supposée

provenir de l'usure et/ou de la présence de poussières. Toutefois, les expériences n'étant pas dommageables pour les grains, l'hypothèse est faite que l'usure peut être négligée. De plus, l'absence de poussière de verre dans la boîte de stockage contenant les billes vieilles, conforte cette hypothèse.

Afin de vérifier que c'est bien la présence d'impuretés qui est prédominante pour l'état de surface des billes utilisées, des billes vieilles sont lavées dans un bain d'ethanol. Cette manipulation permet de retirer une grande partie des impuretés présentes à la surface des billes. Une fois ces billes sèches, elles sont appelées billes « propres ». Des expériences sont alors menées avec ces billes. La dynamique observée pour les précurseurs est proche de celle observée avec les billes neuves (Fig. 5.3b). Les précurseurs sont nombreux et fréquents. Cependant, l'angle d'avalanche est diminué car la phase de lavage a du diminuer le coefficient de frottement des grains.

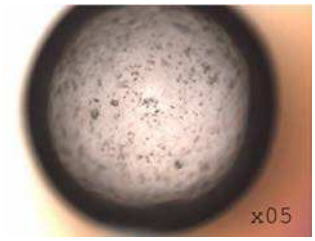
Au contraire, des billes neuves sont salies avec de la farine (2 % en volume). La dynamique des précurseurs se rapproche alors de celle observée avec les billes vieilles (Fig. 5.3b), c'est-à-dire des précurseurs moins nombreux et moins fréquents. L'angle d'avalanche est aussi augmenté car l'ajout de farine entre les grains apporte de la cohésion.

5.3.2 Estimation de l'état de surface

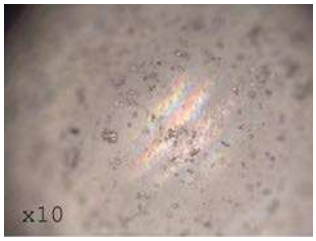
L'état de surface des billes utilisées est un paramètre crucial sur la dynamique des précurseurs. Il est donc intéressant de le quantifier afin d'essayer de comprendre les mécanismes dont dépendent les précurseurs. Des clichés de la surface de billes neuves et vieilles ont ainsi été prises à différentes échelles (Fig. 5.4).

Par microscopie optique il n'est pas possible de distinguer de différence entre billes neuves et vieilles. Les images obtenues rendent déjà compte de la rugosité de surface (Fig. 5.4a-c). Cette rugosité peut être estimée par technique de microscopie confocale qui permet d'accéder à une section optique d'une portion de surface avec une très faible profondeur de champ. À partir des images obtenues (Fig. 5.4d-e), les hétérogénéités pour la rugosité de surface apparaissent plus importantes pour la bille vieille. Des paramètres de rugosité sont alors calculés à l'aide des profils obtenus :

- le *Rpk* (reduced peak height) qui représente la hauteur moyenne des pics ;
- le *Rvk* (reduced valley depth) qui représente la profondeur moyenne des creux.

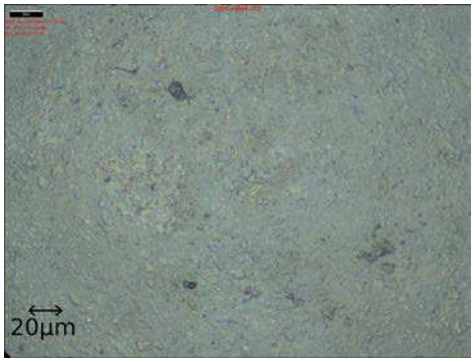


(a) Neuf, 3481 × 2160μm^2.

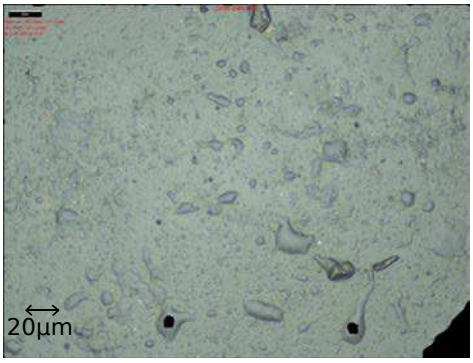


(b) Neuf, 1740 × 1305μm^2.

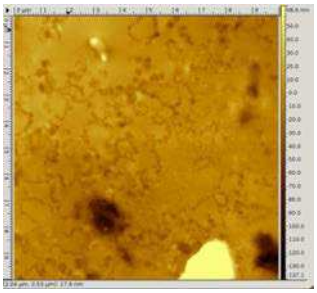
(c) Neuf, 870 × 653μm^2.



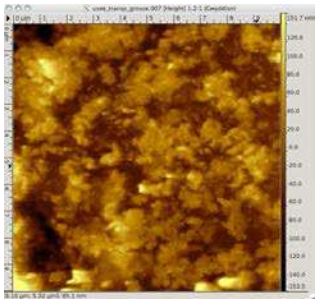
(d) Neuf, 286 × 217μm^2.



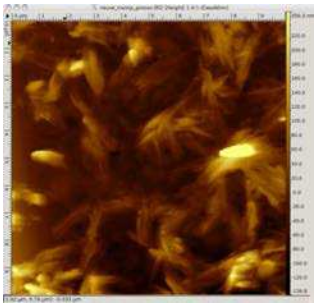
(e) Vieux, 286 × 217μm^2.



(f) Neuf, 10 × 10μm^2, couleur foncée à claire : −171 à 69 nm.



(g) Vieux succinctement lavé, 10 × 10μm^2, couleur foncée à claire : −154 à 152 nm.



(h) Vieux, 10 × 10μm^2, couleur foncée à claire : −140 à 259 nm.

FIGURE 5.4 – Imagerie des surfaces des billes de 2mm de diamètre à différentes échelles dépendant de la technique de vizualisation : (a-c) par microscopie optique, (d-e) par microscopie confocale, (f-h) par microscopie à force atomique.

État de surface	neuf	vieux
Rpk	130 nm	240 nm
Rvk	570 nm	560 nm

TABLE 5.1 – Paramètres de rugosité mesurés pour une bille neuve et une bille vieille à partir des profils obtenus par microscopie confocale (Fig. 5.3d-e).

Un grand *Rpk* implique des tailles de pics importantes et donc une aire de contact plus faible dans le cas d'un contact faible. Mais cette aire de contact induit une contrainte importante lorsque le contact devient fort (du à l'enchevêtrement des pics de surface). Ces paramètres de rugosité mesurés pour une bille neuve et une bille vieille (tab. 5.1) indiquent un *Rvk* similaire et un *Rpk* environ deux fois plus élevé pour la bille vieille. La valeur de *Rpk* plus élevée pour la bille vieille est révélatrice de présence de saletés à la surface de la bille (comme visualisée Fig. 5.4e). Le frottement entre deux billes vieilles est alors plus important que celui entre deux billes neuves. En extrapolant ce constat entre deux billes vieilles à une assemblée constituée de ces mêmes billes, la contrainte seuil pour le déclenchement d'un précurseur est alors plus élevée pour casser les contacts en raison de leur résistance au glissement accrue.

Pour essayer d'aller un peu plus loin, l'état de surface de chaque bille est analysé par microscopie à force atomique. Cette technique permet des mesures à l'échelle nanoscopique. Cependant, chaque grain devait être succinctement nettoyé avec de l'acétone car les poussières brouillent la visualisation à cause de leur taille trop importante (Fig. 5.4h). Les images obtenues pour chaque grain (Fig. 5.3f-g), montrent une échelle de ruguosité nanoscopique différente. La rugosité nanoscopique est assez homogène pour le grain neuf. Elle est plus dispersée pour le grain vieux, avec une répartition plus importante des creux et des pics de taille plus élevée.

5.3.3 Influence de la taille du système

5.3.3.1 Longueur et largeur de l'empilement

Dans cette section, l'influence de la taille de l'empilement sur les précurseurs est étudiée conjointement avec l'influence de l'état de surface des billes : vieux, neuf, propre, et sale (Fig. 5.3). Les résultats correspondant ont

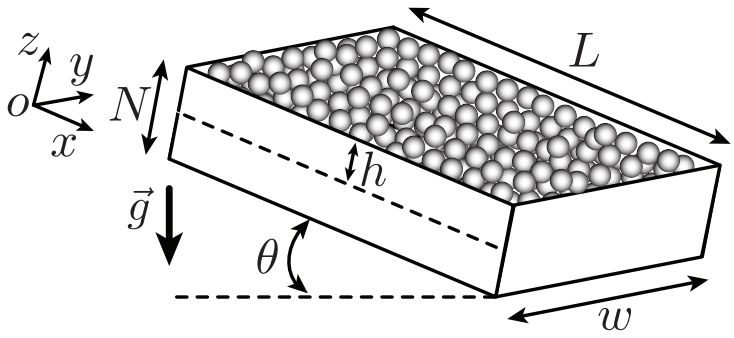


FIGURE 5.5 – Représentation schématique de l'expérience et introduction des notations utilisées.

été mis en forme en vue de la rédaction d'un article placé en annexe D. En premier lieu, le schéma présenté Fig. 5.5 permet d'introduire les notations. L'influence sur les précurseurs de la longueur (L), de la largeur (w), et de la hauteur (N) de l'empilement est ainsi étudiée. Les mesures sont réalisées avec le montage A (Fig. 3.1) à une température de $22 \pm 2^{\circ}C$ et à une humidité de 50 ± 5 %.

Les mesures sont tout d'abord conduites en faisant varier la largeur w de l'empilement (Fig. 5.6a). L'effet du confinement latéral sur la pseudo-période $\Delta\theta$ des précurseurs est relativement faible. $\Delta\theta$ augmente en effet légèrement avec ce confinement. Ce comportement est d'ailleurs plus prononcé avec la présence d'impuretés à la surface des grains. En second lieu, l'effet de la variation de la longueur L sur $\Delta\theta$ est caractérisé (Fig. 5.6b). $\Delta\theta$ diminue ici avec l'augmentation de L. Cette dépendance est accrue lorsque la cohésion entre les grains augmente via leur état de surface. D'autre part, les mêmes comportements sont également observés pour l'angle d'avalanche θ_M avec les variations de w (Fig. 5.7a) et L (Fig. 5.7b). Les ajustements des données expérimentales des figures 5.6 et 5.7 sont calculés à partir du modèle présenté en annexe D et décrit très brièvement par la suite.

L'annexe D propose un modèle inspiré par les travaux de Kiesgen De Richter et al. (2012) permettant de reproduire qualitativement nos résultats expérimentaux. Il repose sur la supposition qu'une certaine épaisseur du milieu granulaire, celle située entre la surface libre et une profondeur h, peut glisser lorsqu'un critère de rupture mentionné ci-dessous est atteint. De plus, la pression est supposée hydrostatique et isotrope, hypothèse déjà utilisée avec succès dans le cas de milieux granulaires confinés (Taberlet et al., 2003). Les

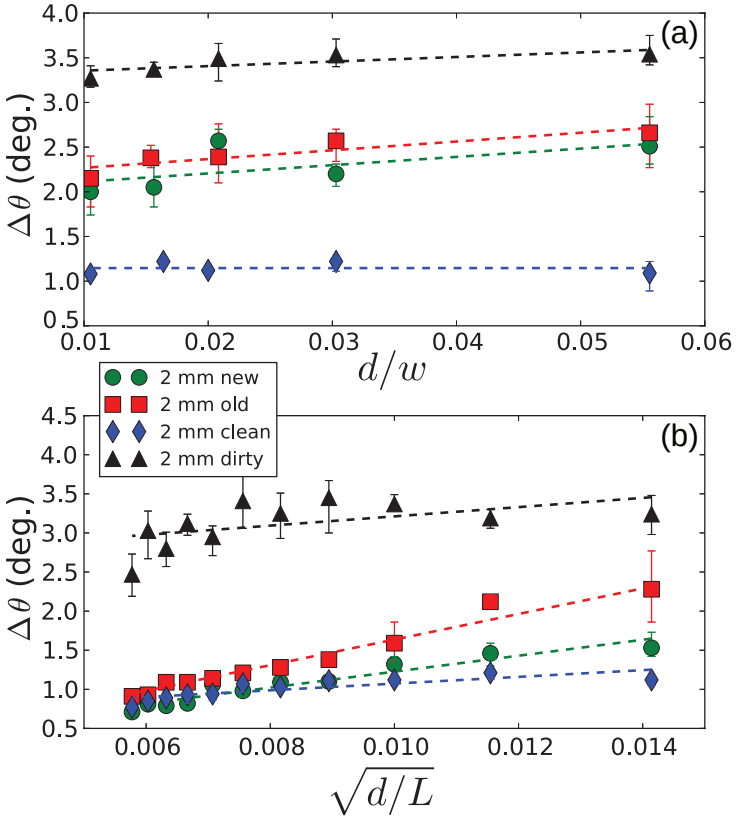


FIGURE 5.6 – La pseudo-période des précurseurs $\Delta\theta$ est proportionelle à d/w (a) et à $\sqrt{d/L}$ (b). Pour les expériences conduites à L constant, $L = 20$ cm $=$ 100d et $N = 27d$ (a), et pour celles conduites à w constant, $w = 19$ cm $= 95d$ et $N = 17d$ (b). Les données sont obtenues par moyennes sur 5 expériences et les barres d'erreurs sont les écarts maximal et minimal par rapport à la moyenne.

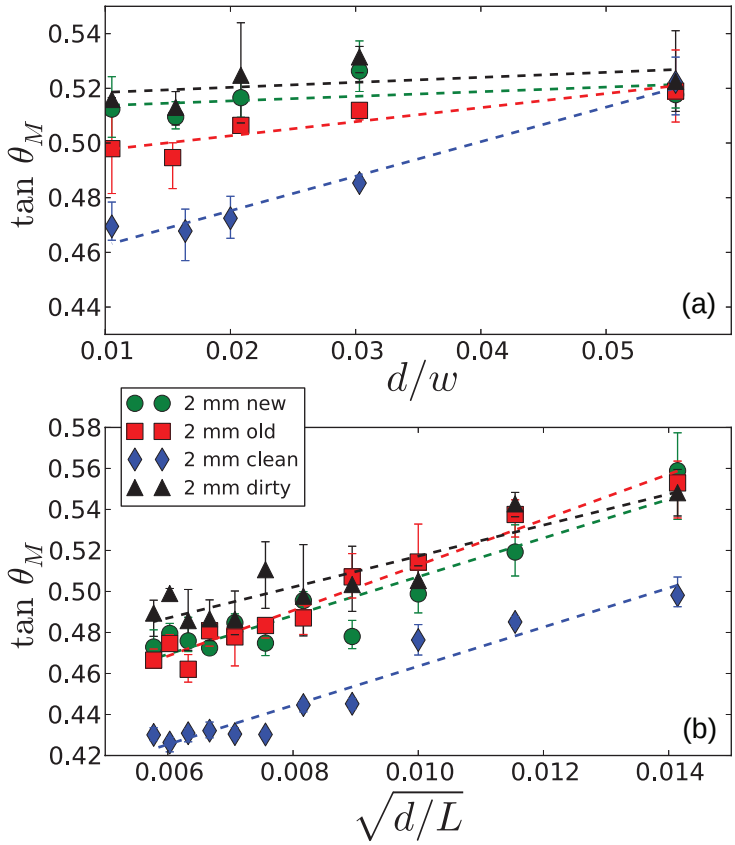


FIGURE 5.7 – La tangente aux angles d'avalanches $\tan\theta_M$ est proportionelle à d/w (a) et à $\sqrt{d/L}$ (b) Pour les expériences conduites à L constant, L = 20 cm = 100d et $N = 27d$ (a), et pour celles conduites à w constant, w = 19 cm = $95d$ et $N = 17d$ (b). Les données sont obtenues par moyennes sur 5 expériences et les barres d'erreurs sont les écarts maximal et minimal par rapport à la moyenne.

forces qui s'exercent sur la portion concernée par un précurseur suivant l'axe $0x$ sont :

- la composante x du poids,
- la force de frottement du milieu sur les parois latérales,
- la force de frottement de la portion avec les grains situés en dessous,
- la réaction F de la paroi avant qui supporte l'essentiel de la composante x du poids de la portion,
- une possible force de cohésion avec le reste du milieu et les parois.

Cette dernière force, ou la contrainte associée s_A, est particulièrement importante car elle est influencée par l'état de surface des grains. La portion de grains rompt si la force F excède une valeur critique F_s. À ce stade, un précurseur a lieu suivi du durcissement du milieu. La prise en compte de toutes ces hypothèses permet donc de développer le modèle présenté en annexe D. Ainsi, la pseudo-période dépend du confinement w et de la longueur de la boîte L comme :

$$\Delta\theta \approx a_1 + \frac{a_2}{w\sqrt{L}}. \tag{5.1}$$

Les coefficients a_1 et a_2 de la relation 5.1 dépendent des forces listées précédemment avec notamment une dépendance de a_2 en $\sqrt{s_A}$. Cette relation est effectivement vérifiée expérimentalement par la mesure (Fig. 5.6). $\Delta\theta$ diminue lorsque la longueur et/ou la largeur de l'empilement augmentent. L'effet de la variation des dimensions L et/ou w est d'autant plus important que la cohésion est importante.

Concernant l'angle d'avalanche, $\tan\theta_M$ est également trouvé proportionnel à $1/\sqrt{L}$ et à $1/w$:

$$\tan\theta_M \approx b_1 + \frac{b_2}{w\sqrt{L}}. \tag{5.2}$$

Ces resultats nous laissent à penser que les avalanches et les précurseurs sont de même nature. Le comportement prédit par la relation 5.2 ajuste également bien les résultats expérimentaux (figure 5.7). Cependant, la dépendance en w pour $\Delta\theta$ et $\tan\theta_M$ est faible, mais la pente et l'intersection dépendent de la cohésion. Au contraire, pour la variation de la longueur, seule l'intersection avec l'axe des ordonnées dépend clairement de la cohésion.

5.3.3.2 Épaisseur de l'empilement

Par la suite, l'influence de l'épaisseur de l'empilement sur les précurseurs est étudiée à travers N, le nombre de couches de l'empilement. Les mesures

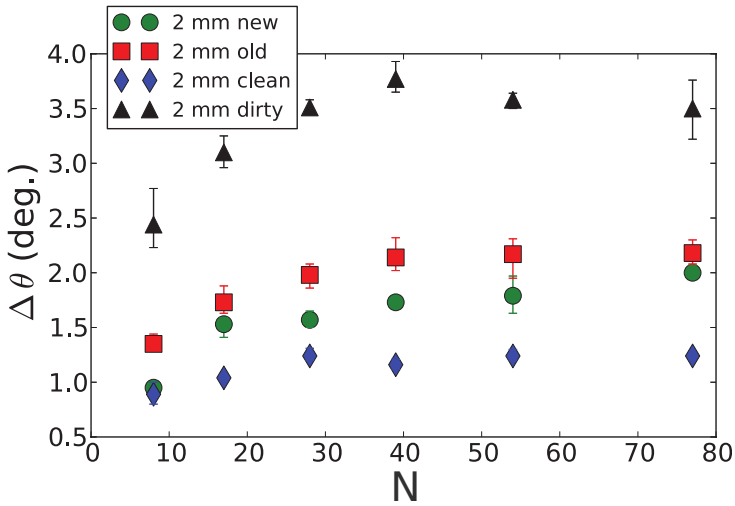


FIGURE 5.8 – Évolution de la pseudo-période des précurseurs en fonction du nombre de couches N de l'empilement (L = 30 cm = 150d et w = 10 cm = 50d). Les données sont obtenues par moyennes sur 3 expériences et les barres d'erreurs sont les écarts maximal et minimal par rapport à la moyenne.

sont ainsi réalisées en gardant L et w constants (Fig. 5.8). La pseudo-période des précurseurs $\Delta\theta$ augmente lorsque N augmente, mais atteint un plateau à partir de 30-40 tailles de grains. Cette saturation de $\Delta\theta$ est obtenue pour la même valeur limite de N pour les différents états de surface. L'existence de ce plateau est intéressante et suggère que les précurseurs impliquent jusqu'à quelques dizaines de couches. Au delà de cette limite de N, le milieu peut donc être considéré comme semi-infini. De manière surprenante cette limite en nombre de couche est très inférieure à aux hauteurs pouvant être mobilisées dans des précurseurs reportées dans l'article de Amon et al. (2013). Cette différence est-elle due à une différence de géométrie de grains ou du système. Afin de répondre à cette question il faudrait reproduire les expériences d'Amon et al. (2013) en modifiant l'épaisseur du récipient contenant les grains et d'étudier l'effet de ce paramètre sur l'épaisseur du milieu granulaire mise en jeu aux différents précurseurs.

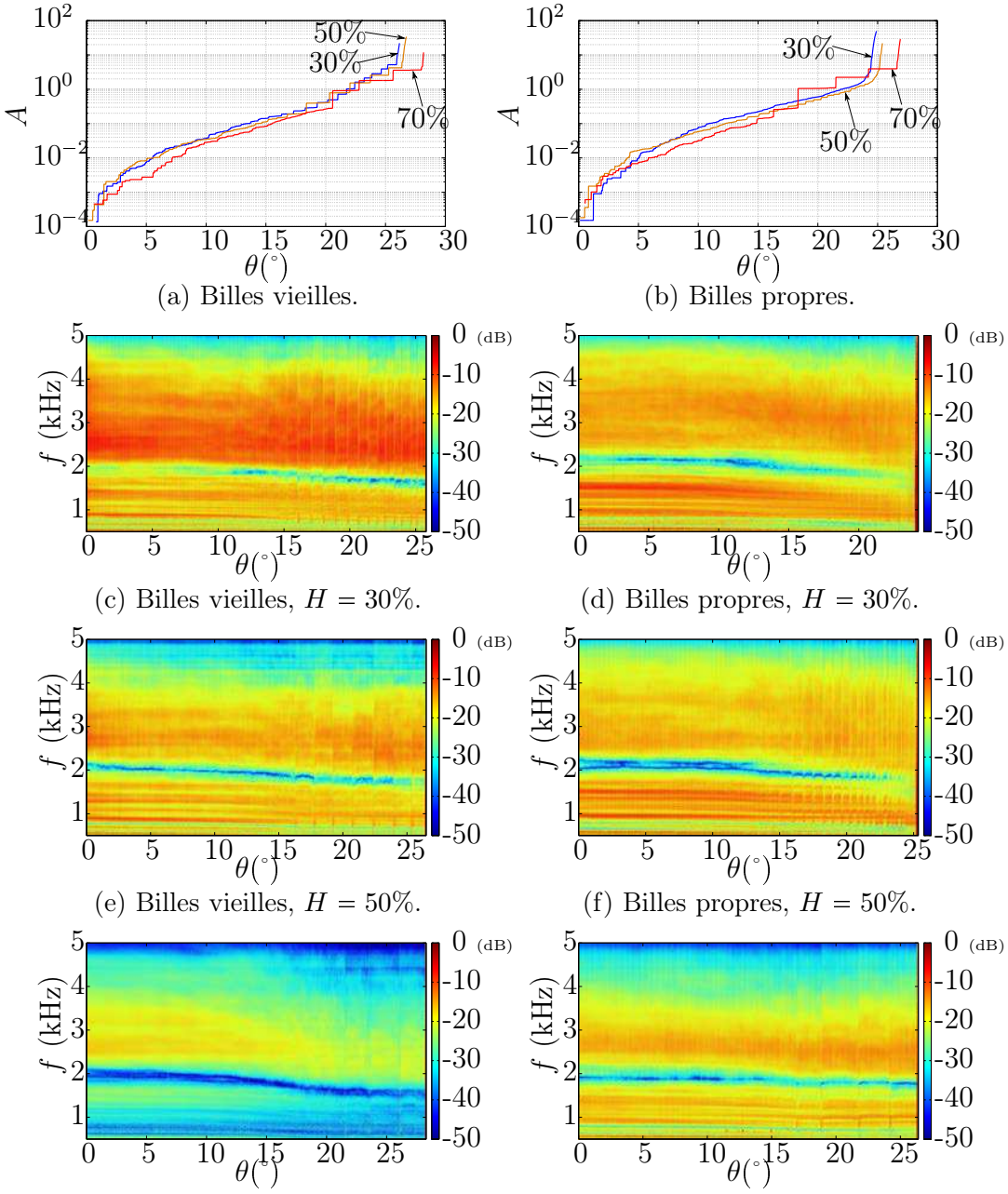
5.4 Humidité et température

Les conditions atmosphériques jouent un rôle important pour les interactions entre grains (Duran, 1997; Bocquet et al., 1998; Vandewalle et al., 2012). Elles doivent de ce fait être nécessairement contrôlées afin de garantir un minimum de reproductibilité entre expériences. À forte humidité des ponts liquides se forment et apportent de la cohésion entre grains. À faible humidité ce sont des forces électrostatiques qui apparaissent. Cependant, ces phénomènes sont souvent négligés lors des expériences avec des gros grains ($d > 1$mm). Pourtant, avec des billes de verre de 1mm de diamètre, Vandewalle et al. (2012) remarquent que l'humidité influence la dynamique de compaction d'un empilement. Ces auteurs préconisent ainsi de travailler expérimentallement à un taux d'humidité de 45 % pour minimiser les effets liés à l'humidité.

Le matériel dont on dispose pour les expériences permet de faire varier le taux d'humidité H de la salle entre 25 et 80 %, tout en maintenant stable la température à $22 \pm 1^{\circ}C$. L'influence de l'humidité est ainsi explorée avec les billes vieilles et propres (Fig. 5.9). Pour les deux empilements, H influence d'une façon très importante la dynamique des précurseurs. Plus H est élevé, plus les précurseurs sont espacés et donc moins ils sont nombreux (tab. 5.2). Ce résultat rejoint les observations expérimentales de Amon et al. (2013). L'angle d'avalanche augmente également, mais de façon moins importante que la pseudo-période des précurseurs. L'effet de la variation de H est plus fort pour les billes propres. La rugosité de ces billes étant plus faible, la surface de contact des ponts liquides peut être supposée plus importante. De plus, leur lavage à l'éthanol a éliminé la majorité des graisses présentes à leurs surfaces, ce qui peut également expliquer la sensibilité accrue des billes propres aux variations hygrométriques.

Les mesures dans le volume montrent que l'atténuation des ondes acoustiques augmente avec H. L'effet est d'ailleurs plus prononcé pour les billes vieilles. Ces résultats sont assez intuitifs en raison de la présence d'impuretés qui liées à la présence de graisses combinées aux ponts liquides, qui donc apportent plus d'atténuation acoustique au niveau des contacts entre grains.

En ce qui concerne l'influence de la température T sur la dynamique de la déstabilisation, des expériences ont été conduites pour 4 températures variant de 16 à 29 °C et pour des taux d'humidité fixés à 35 et 50 %. À la vue des résultats obtenus (Fig. 5.10), l'influence de la température n'est pas négligeable. Dans la gamme de températures étudiée, la pseudo-période



(a) Billes vieilles.

(b) Billes propres.

(c) Billes vieilles, $H = 30\%$.

(d) Billes propres, $H = 30\%$.

(e) Billes vieilles, $H = 50\%$.

(f) Billes propres, $H = 50\%$.

(g) Billes vieilles, $H = 70\%$.

(h) Billes propres, $H = 70\%$.

FIGURE 5.9 – Influence de l'humidité sur la dynamique des précurseurs pour plusieurs taux d'humidité H. (a-b) Activités mesurées en surface. (c-h) Spectrogrammes des signaux acoustiques reçus en fonction de l'angle d'inclinaison.

Billes	vieilles			propres		
H (%)	30	50	70	30	50	70
$\theta_M(^\circ)$	26.37±0.32	26.77±0.28	26.89±0.47	24.74±0.23	25.04±0.11	25.96±0.60
$\Delta\theta(^\circ)$	1.00±0.10	1.78±0.21	2.30±0.12	0.63±0.09	1.06±0.13	2.42±0.24
M	12.5±1.4	6.3±0.7	2.8±0.3	> 20	9.7±0.8	4.6±0.8

TABLE 5.2 – Influence du taux d'humidité (H). Valeurs des angles d'avalanches (θ_M), des pseudo-périodes des précurseurs ($\Delta\theta$), et des nombres de précurseurs (M). Moyennes sur 10 expériences où les incertitudes sont les écarts moyens.

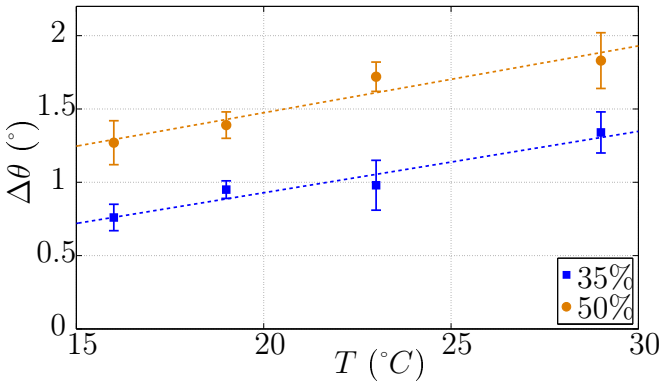


FIGURE 5.10 – Variation de la pseudo-période des précurseurs $\Delta\theta$ en fonction de la température T mesurée à deux taux d'humidité H (35 et 50 %). Moyennes sur 5 expériences où les barres d'erreurs sont les écarts moyens entre expériences.

des précurseurs augmente linéairement avec la même pente ($4.4.10^{-2}$ °.K^{-1}) pour les deux taux d'humidité. À hygrométrie fixée, lorsque la température augmente, la pression de vapeur saturante augmente P_{sat}. En effet, de 15 à 30 °C, P_{sat} varie de 17.0 à 42.4 mbar, soit un rapport 2.5, ce qui équivaut à une variation de H de 30 à 50 % lorsque T est fixé. Cette interprétation est compatible avec les résulats présentés dans la table 5.2.

5.5 Réponse à une perturbation localisée

La réponse de l'empilement à une perturbation localisée est ici étudiée. Pour ce faire, une bille métallique de diamètre 5 mm est plongée initialement dans le milieu à près de 1 cm de profondeur, au milieu de l'empilement suivant la longueur, et à équidistance des parois latérales. Ensuite, cette bille est retirée à un angle donné à l'aide d'un aimant. Un travail préalable de Kiesgen De Richter (2009) avec le même type d'expérience, a montré que la perturbation dépend peu de l'angle. En effet, la surface réarrangée lors de la perturbation n'augmente qu'à partir de quelques degrés avant l'avalanche. Cependant, quelle est l'influence sur la dynamique de la déstabilisation de l'empilement ?

Lorsque la perturbation est effectuée, la bille métallique est violemment attirée par l'aimant, ce qui produit un petit cratère et donc l'éjection de quelques billes sur une grande partie de la surface libre (Fig. 5.11a). Une émission acoustique de cette perturbation contribue alors à un saut en amplitude de la composante acoustique mesurée. Deux mesures sont ainsi présentées avec des perturbations effectuées respectivement à 10° (Fig. 5.11b) et 20° (Fig. 5.11c). Après perturbation à 10°, les réarrangements surfaciques sont inexistants pendant quelques dixièmes de degrés, puis des réarrangements interviennent avec ensuite l'apparition du régime des précurseurs qui n'est pas modifié par rapport à celui observé sans perturbation (Fig. 4.8). Pour une perturbation effectuée dans le régime des précurseurs (à 20°), un précurseur précoce est ainsi déclenché, et le précurseur suivant est alors retardé. Le retard permet de compenser l'avance engendrée par la perturbation. On rattrape ainsi la position normale du précurseur, celle qu'il aurait eu sans la perturbation, montrant que la pseudo-période des précurseurs est robuste. Les mêmes observations sont également faites avec d'autres perturbations effectuées à différents angles. En revanche, si la perturbation intervient entre le dernier précurseur et l'avalanche, elle déclenche intévitablement l'avalanche.

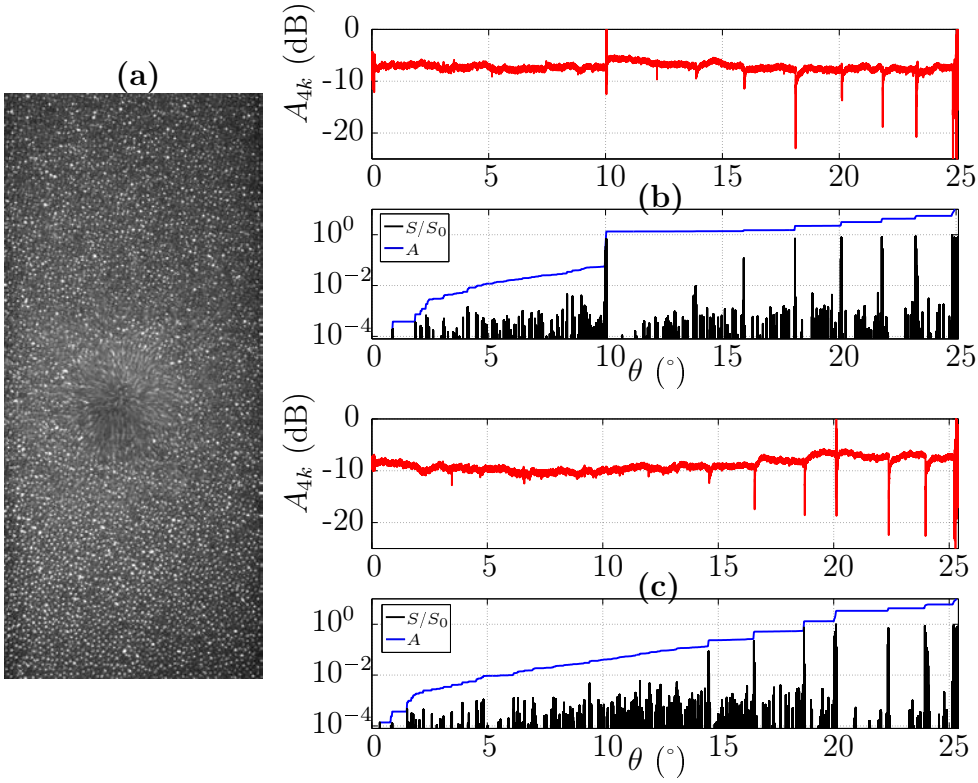


FIGURE 5.11 – Perturbation localisée au voisinage de la surface libre (a). Dynamique des réarrangements à la surface et dans le volume avec le suivi de la composante linéaire à 4 kHz, pour des perturbations effectuées à 10° (b) et 20° (c). Empilement de taille $30 \times 10 \times 11 cm^3$.

Chapitre 6

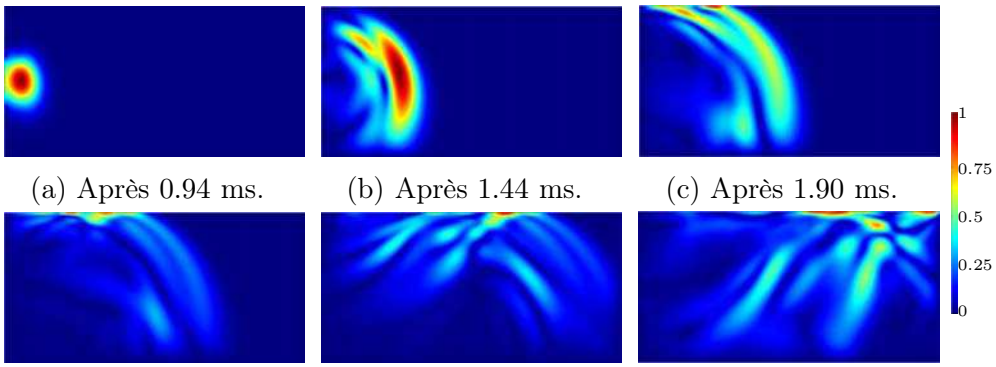
Vers la compréhension de la déstabilisation

6.1 Propagation acoustique en basses fréquences

Le sondage acoustique réalisé au cours des expériences de cette thèse est effectué en basses fréquences ($\lesssim$ 10 kHz). Tout d'abord, cette sensibilité fréquentielle s'explique parce que l'empilement est soumis à une pression uniquement liée à la gravité et donc relativement faible étant donné qu'il n'est pas précontraint (mis à part la gravité). La pression statique étant faible [1], les ondes sont rapidement atténuées et notamment lorsque la fréquence augmente, par des processus de diffusion et de dissipation. Enfin, la surface rayonnante des transducteurs est grande (disque de 4 cm de diamètre) par rapport à la taille des grains utilisés ($\sim$ 1 mm). L'empilement est vu par les ondes acoustiques basses fréquences comme un milieu effectif, ce qui explique la sensibilité des basses fréquences (prouvée par la mesure de la fonction de transfert acoustique) face aux variations d'élasticité de l'empilement (Sec. 4.2.2). La longueur d'onde à 4 kHz pour une vitesse de propagation de 40 m.s^{-1} (estimation pour l'onde longitudinale à 1 cm de profondeur) est de 1 cm, ce qui est 10 fois supérieur à la taille des grains.

Il est possible de simuler la propagation d'une impulsion dans un tel milieu homogénéisé, avec un gradient d'élasticité dans la profondeur (associé à l'augmentation de la pression due à la gravité). La figure 6.1 permet de visua-

1. À 1 cm de profondeur la pression statique vaut $\rho_{eff} g z = 2500 \times 0.596 \times 9.81 \times 0.01 =$ 146 Pa.



(a) Après 0.94 ms. (b) Après 1.44 ms. (c) Après 1.90 ms.

(d) Après 2.32 ms. (e) Après 3.00 ms. (f) Après 3.80 ms.

FIGURE 6.1 – Modélisation de la propagation d'une impulsion gaussienne dans un milieu granulaire effectif bi-dimensionnel. Le code couleur correspond à l'amplitude normalisée du champ de déplacement acoustique total qui est représenté après différents temps de propagation.

liser l'évolution spatiale du champ de pression acoustique dans le plan (Oyz) (Fig. 5.5) entre les deux transducteurs. Le milieu effectif est paramétré avec $\rho_{eff} = 1500\text{kg.m}^{-3}$ (la masse volumique effective), $E_{eff} = 6.10^7$ Pa (le module effectif), $\nu = 0.3$ (le coefficient de Poisson), et pour une largeur de 30 cm et une hauteur de 15 cm. Les vitesses des ondes longitudinales et des ondes transversales sont également paramétrées avec une dépendance à la puissance 0.3 selon la profondeur (Jacob et al., 2008). D'après cette modélisation calculée par éléments finis à l'aide du logiciel Comsol Multiphysics®, l'onde propagée affecte effectivement pratiquement tout le milieu. Il est observé la formation d'ondes de surface qui coexistent avec les ondes de volume. Ainsi, la nature des ondes acoustiques qui sondent le milieu est complexe (modes de surface et de volume, guidés par le gradient d'élasticité), et il est délicat d'interpréter les résultats expérimentaux à l'aide d'arguments tranchés sur la nature des ondes propagées et des signaux reçus.

6.2 Évolution des paramètres élastiques

Pour en revenir au cadre expérimental, le sondage acoustique linéaire par l'émission d'impulsions (Sec. 3.4.2) permet, en plus de la mesure de la fonction de transfert, de mesurer la vitesse, l'atténuation, et la fréquence

centrale au cours de l'inclinaison de l'empilement.

La vitesse de propagation des ondes peut être estimée en mesurant le temps de vol des impulsions transmises. Cependant, le signal étant suceptible de changer de phase, le temps de vol est donc mesuré entre chaque premiers extremum des signaux d'émission et de réception (Fig. 3.9). Un exemple de la vitesse ainsi mesurée est représenté sur la figure 6.2a. Cette vitesse c décroît globalement de près de 4 % au cours de l'inclinaison. De plus, les précurseurs sont aisément identifiables avec une diminution brutale de la vitesse correspondant à une perte de cohérence spatiale des impulsions transmises liée à une perte de rigidité du milieu. Cette diminution s'amplifie à l'approche d'avalanche, montrant que l'épaisseur de grains impliquée par les précurseurs augmente. Il est également remarquable d'observer qu'après chaque précurseur, une relaxation lente de l'élasticité du milieu s'opère. La variation de la vitesse peut être directement reliée avec celle d'un module élastique effectif E_{eff} de l'empilement en faisant l'approximation :

$$E_{eff} = \rho_{eff} c^2, \tag{6.1}$$

avec $\rho_{eff} = \rho\phi$ la masse volumique effective du milieu qui dépend de la masse volumique ρ des grains et de la compacité ϕ.

On peut dans un premier temps supposer la compacité constante au cours de l'inclinaison, ou tout du moins comme variant très peu. Le module effectif de l'empilement diminue alors de 5 % au cours de la déstabilisation. Il est en effet estimé par la relation (6.1) à 44 MPa au début de l'inclinaison, et diminue jusqu'à 42 MPa juste avant le premier précurseur. La déstabilisation d'un empilement granulaire impliquerait donc son ramollissement (chute des paramètres élastiques du milieu) avant l'apparition des précurseurs. Lors d'un précurseur il y a une perte de rigidité brutale du milieu, suivie du renforcement du milieu qui évolue de façon quasi-logarithmique jusqu'au prochain précurseur. Un tel ramollissement est aussi observé avec la génération de signaux sismiques d'amplitudes élevées dans des milieux granulaires soumis à de faibles pressions statiques (Johnson and Jia, 2005). Outre le relaxation élastique suivant les précurseurs, la vitesse reste quasi-constante jusqu'à l'avalanche.

Dans un deuxième temps, on peut au contraire supposer que la variation de vitesse est liée à celle de la masse volumique effective, et donc de la compacité. En effet, les déplacements observés en surface et sur quelques épaisseurs de grains par les côtés, montrent que les grains déplacés se tassent à la base

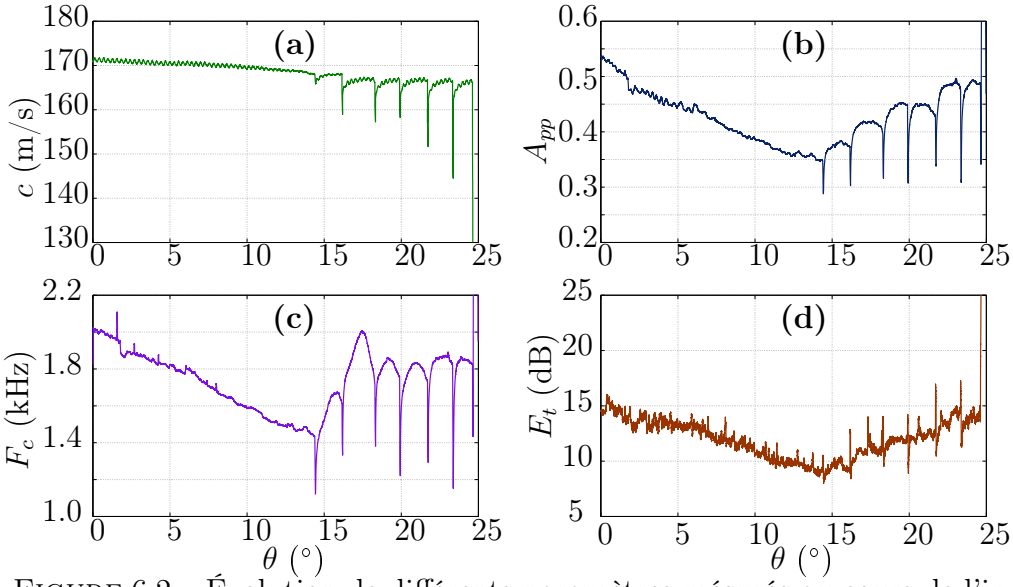


FIGURE 6.2 – Évolution de différents paramètres mésurés au cours de l'inclinaison d'un empilement de taille $30 \times 10 \times 11$ cm^3. **(a)** Vitesse de propagation c. **(b)** Amplitude pic à pic A_{pp} du signal de réception. **(c)** Fréquence centrale F_c calculée entre 0.5 et 5 KHz. **(d)** Énergie du signal de réception E_t.

du tas, laissant un trou se former en haut du tas. Ceci suggère également que la compacité n'est pas homogène dans tout l'empilement. Amon et al. (2013) proposent aussi que la compacité augmente légèrement jusqu'à l'apparition du premier précurseur. En considérant par exemple que le module élastique effectif reste constant avant l'apparition des précurseurs, la compacité augmente nécessairement lorsque la vitesse mesurée diminue. Ainsi, pour passer d'une vitesse de 172 m.s^{-1} au début de l'inclinaison à une vitesse de 168 m.s^{-1} juste avant le régime des précurseurs, la compacité doit respectivement augmenter de 0.596 à 0.625, ce qui est important. Même si la fraction volumique de l'empilement augmente légèrement, il y a nécessairement un certain ramollissement du milieu qui s'opère.

La fréquence centrale du signal est également mesurée dans la gamme de fréquences 0.5-5 kHz, là où la fonction de transfert montre le plus de sensibilité lors de la modification de l'élasticité de l'empilement (Sec. 4.2.2). La fréquence centrale F_c est estimée en calculant le barycentre des spectres des signaux transmis dans la gamme fréquentielle citée précédemment. La fréquence F_c diminue de manière importante jusqu'à l'apparition du premier

précurseur (Fig. 6.2c), ce qui peut être interprété comme un ramollissement du milieu de la même façon que la diminution de vitesse de propagation. De surcroît, la fréquence centrale chute lors de chaque précurseur et augmente progressivement pendant environ une demi pseudo-période de précurseur, puis diminue progressivement jusqu'au précurseur suivant. Encore une fois, la chute de F_c lors des précurseurs correspond à une perte de rigidité du milieu. La phase de croissance/décroissance de F_c entre les précurseurs implique quant à elle, un renforcement progressif lié à l'accumulation de la contrainte tangentielle via l'angle d'inclinaison, suivi par une fragilisation. Cependant, l'augmentation globale de F_c dans le régime des précurseurs peut provenir de l'orientation des contacts qui a tendance à suivre le sens de la sollicitation. En effet, l'équation (6.1) ne prend pas en compte l'anisotropie des contacts qui joue sans doute un rôle dans la zone des précurseurs.

En dernier lieu, l'atténuation des ondes dans le milieu est mesurée. L'amplitude pic à pic A_{pp} des impulsions transmises se comporte de la même façon que pour la fréquence centrale (Fig. 6.2b). La décroissance de A_{pp} avant le premier précurseur est liée à celle de F_c étant donné que la sensibilité du transducteur devient de plus en plus faible vers les plus basses fréquences (Fig. 3.4). Par ailleurs, l'énergie E_t du signal de réception montre également une décroissance semblable jusqu'au premier précurseur (fig 6.2d). E_t augmente ensuite de façon régulière avec des sauts en amplitude lors des précurseurs où est aussi présente la contribution des très basses fréquences liée à la dilatation du milieu. Toutefois, l'interprétation de la croissance globale de ces paramètres (A_{pp}, F_c et E_t) dans le régime des précurseurs est délicate, mais on pourrait supposer que le module effectif réaugmente progessivement avec notamment l'anisotropie des contacts.

La mesure de paramètres élastiques mènent aux interprétations suivantes. Au cours de l'inclinaison, le système se ramollit légèrement avant l'apparition des précurseurs. Lors d'un précurseur il y a une chute de la rigidité du milieu suivie par un renforcement progressif (« hardening »). Cette chute de rigidité s'amplifie à l'approche de l'avalanche, prouvant que l'épaisseur de grains impliqués devient de plus en plus grande. Durant le régime des précurseurs, l'interprétation globale est complexe, mais on peut supposer que le module effectif du milieu augmente via l'anisotropie des contacts, et éventuellement avec une augmentation légère et progressive de la compacité (qui serait intéressante à mesurer précisément).

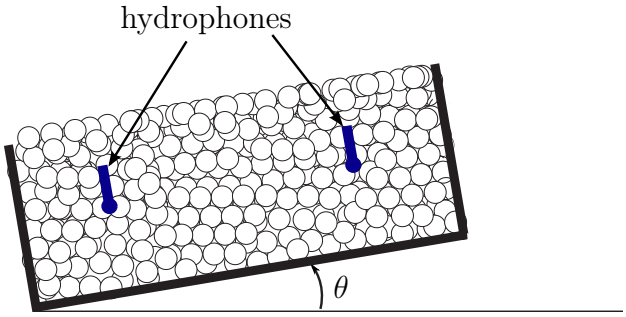


FIGURE 6.3 – Représentation schématique de l'expérience où deux hydrophones espacés de 19 cm sont immergés à mi-profondeur dans l'empilement.

6.3 Origine du signal très basses fréquences lié aux précurseurs

Lorsqu'un précurseur apparaît, une signature très basse fréquence ~ 10 Hz est mesurée par l'un des transducteurs piézoélectriques (Sec. 4.1). Pourtant, ce signal peut difficilement correspondre à une émission acoustique du milieu étant donné la taille d'une telle longueur d'onde (~ 10 m) par rapport à la taille des empilements étudiés (~ 10 cm), sauf s'il agit d'une onde de surface qui peut alors se propager à une vitesse de ~ 10 m.s^{-1}(Jacob et al., 2008; Bonneau et al., 2008; Bodet et al., 2010), et donc avoir une longueur d'onde de ~ 1 m qui pourrait correspondre à une résonance de la boîte dans sa longueur. De plus, la sensibilité des transducteurs ne permet pas de détecter des déformations acoustiques si basses fréquences (Fig. 3.4). L'interprétation qui a été formulée est liée à la dilation des couches de grains concernées par les précurseurs.

Afin d'essayer de clarifier ce phénomène, deux hydrophones de sensibilités similaires sont immergés dans l'empilement à peu près à mi-profondeur (fig. 6.3). Le premier est placé en bas du tas près de la paroi sur laquelle est dirigée la composante x du poids lors de l'inclinaison. Le second est quant à lui situé en haut du tas. Une mesure est ainsi effectuée en sondage passif pour un empilement incliné jusqu'à avalanche (Fig. 6.4). Les signaux associés aux précurseurs enregistrés en haut du tas augmentent de façon linéaire, excepté pour le tout dernier précurseur qui déclenche l'avalanche où les amplitudes associées sont plus faibles. Les signaux enregistrés en bas du tas ont leur amplitude qui diminue pour les précurseurs qui apparaissent aux plus grands

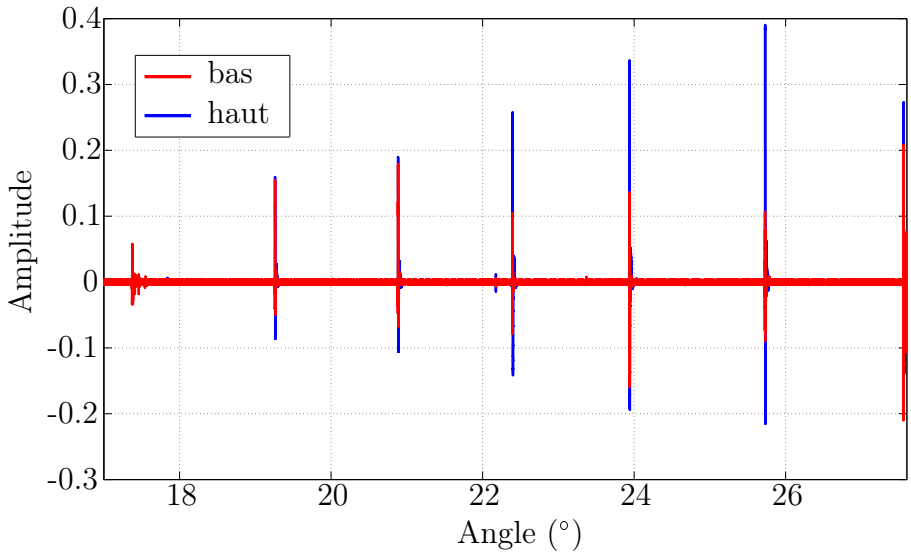


FIGURE 6.4 – Sondage passif avec deux hydrophones espacés de 19 cm immergés dans un empilement de taille $30 \times 10 \times 11$ cm^3 et de compacité $\phi \approx 0.60$ incliné jusqu'à avalanche.

angles, mais l'amplitude associée devient plus importante lors du précurseur critique.

En s'intéressant de plus près aux signatures temporelles associées aux précurseurs (Fig. 6.5), le signal basses fréquences est détecté en premier en haut du tas. Ce décalage temporel est d'environ 20 ms sur une distance de 19 cm entre les capteurs, ce qui signifie que la propagation de la zone cisaillée lors d'un précurseur se déroule à une vitesse de près de 10 m.s^{-1}. Une perturbation mécanique se propageant à si faible vitesse pourrait être attribuée à un soliton. En effet, un soliton est une onde solitaire propre aux milieux non linéaires et dispersifs (Russel, 1844). Son énergie est de plus localisée, particularité observée en provoquant une petite perturbation en cisaillement par une plaque rugueuse immergée en mouvement stick-slip (Fig. 4.3). L'onde basse fréquence ainsi engendrée est atténuée assez rapidement au bout de quelques centimètres (Fig. 6.6). Sa vitesse est de même estimée de l'ordre de 10 m.s^{-1}.

Cependant, une telle onde peut aussi correspondre à la dilation des grains au voisinage de la zone cisaillée. Le mouvement collectif de grains cisaillés peut produire un son basse fréquence comme observé dans certaines dunes

-0.05

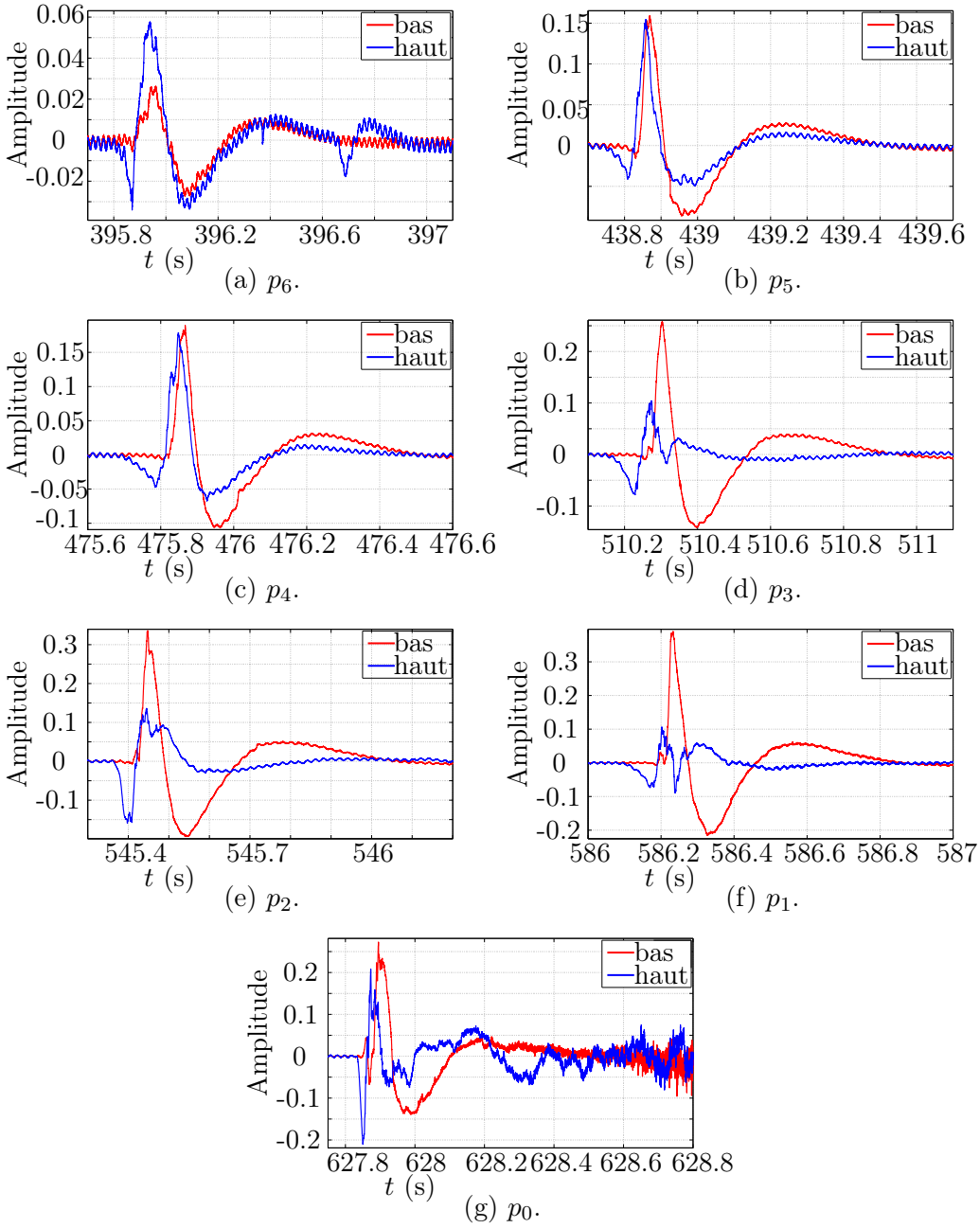


FIGURE 6.5 – Zooms de la figure 6.4 sur les signaux correspondant aux précurseurs. p_0 correspond à l'avalanche, p_1 pour le dernier précurseur, p_2 pour l'avant dernier précurseur, et ainsi de suite...

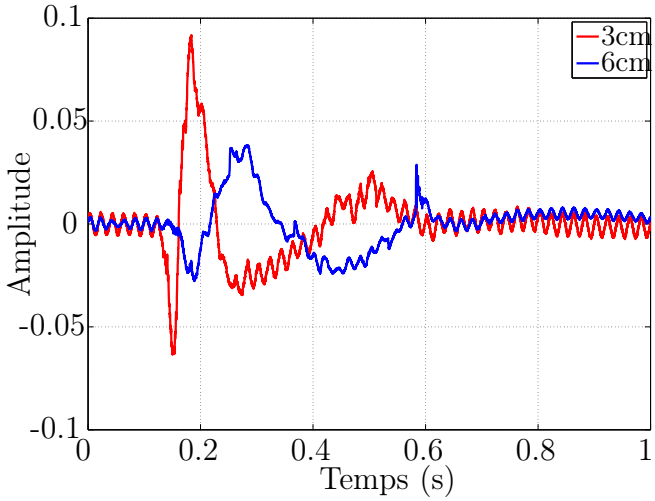


FIGURE 6.6 – Signaux temporels enregistrés par deux hydrophones au cours d'un mouvement de stick-slip d'une plaque rugueuse tirée avec un fil élastique dans le volume à près de 1 cm de profondeur. Les hydrophones sont placés à la même profondeur que la plaque et derrière celle-ci par rapport au sens du mouvement.

dans le désert et reproduit en laboratoire (Douady et al., 2006), connu comme le chant des dunes. Ces sons sont d'ailleurs très énergétiques comme dans nos expériences, mais sont souvent obtenus en régime stationnaire (avalanche continue). La fréquence caractéristique est alors imposée par le mouvement collectif des grains et est de plus liée à de nombreux paramètres dont notamment le coefficient de frottement et la sphéricité des grains (Haff, 1986). La figure (6.7) présente une période d'un chant de dune observé en très basses fréquences ($\sim$ 25 Hz) au Maroc (Douady et al., 2006). On retrouve une certaine asymétrie comme pour les signaux de précurseurs ou de stick-slip.

Pour résumer, un précurseur provoque une émission d'une onde impulsionnelle assymétrique de très basse fréquence, assymétrie que vérifie également la vitesse des grains mesurée en surface (Kiesgen De Richter et al., 2012). La similitude est aussi proche avec les signaux enregistrés lors de mouvements stick-slip effectués dans le volume. Son origine semble liée à la dilation de la couche de grains cisaillée et qui pourrait se rapprocher de la génération d'un soliton, ou encore du phénomène du chant des dunes.

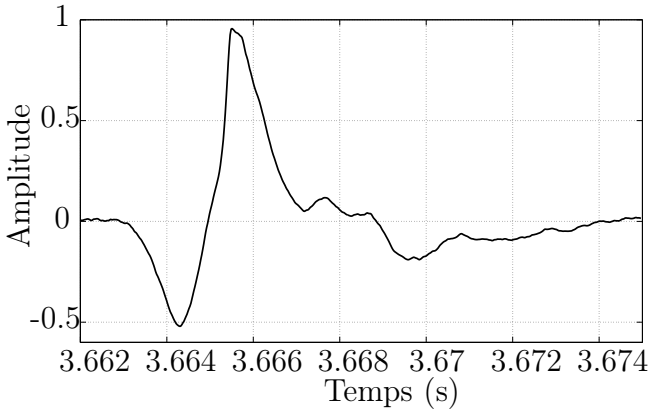


FIGURE 6.7 – Signal tronqué d'un chant de dune très basse fréquence au Maroc (Douady et al., 2006).

Conclusion

Objectifs initiaux

Cette thèse a permis d'étudier en détail la dynamique granulaire au cours de la déstabilisation d'un empilement. Ce sujet présente beaucoup d'intérêts pour la compréhension des catastrophes géophysiques. Dans ce contexte, l'étude des précurseurs d'avalanches est ainsi importante pour la prédiction des catastrophes. Les précurseurs traduisent aussi la plasticité amenant à la transition de déblocage (unjamming). Ces travaux faisaient suite aux études de Kiesgen De Richter et al. (2012) et Zaitsev et al. (2008). L'objectif initial était d'établir des corrélations entre les réarrangements de grains qui interviennent à la surface et dans le volume. Il a également été question de conduire une investigation des principaux paramètres influant sur les précurseurs. Un banc de mesure a alors été conçu pour faciliter et améliorer les mesures de la déstabilisation d'empilements constitués de billes de verre monodisperses de taille millimétrique.

Méthodologies utilisées

Les précurseurs d'avalanches font partie du processus d'auto-organisation d'un empilement granulaire incliné. Ce sont des phénomènes collectifs pseudo-périodiques qui ne vérifient pas de loi de puissance comme pour les systèmes critiques auto-organisés. Ils sont aisément identifiables à la surface libre d'un empilement et impliquent jusqu'à la quasi-totalité de la surface. Cependant, l'orgine de leur récurrence reste une question en suspens. Une technique de mesure acoustique non linéaire, prouvée comme étant sensible aux modifications des contacts faibles, a été reprise pour sonder les réarrangements dans le volume. En même temps, les réarrangements à la surface ont été détectés par méthode optique. La corrélation entre les réarrangements surfaciques et volumiques est importante lors des évènements correspondant aux précur-

seurs. L'amplitude des composantes acoustiques non linéaires subit une chute brutale, suivie d'une relaxation sur près d'une dizaine de secondes.

Toutefois, il est possible d'obtenir des corrélations similaires en utilisant simplement un signal acoustique linéaire. La sensibilité du sondage acoustique dépend en fait de la fréquence. Cette dépendance fréquentielle est liée au confinement de l'empilement, qui est faible dans le cadre de cette thèse avec une pression statique inférieure à 1 kPa. La bande passante fréquentielle utile pour le sondage des réarrangements est ainsi plutôt située dans les basses fréquences ($\lesssim$ 10 kHz). Pour ces fréquences, la propagation des ondes acoustiques est en effet sensible aux modifications du squelette rigide formé par le réseau de contacts entre grains. Par ailleurs, le confinement géométrique implique des résonances et anti-résonances du système visibles sur le spectre des signaux reçus. Ainsi, en choisissant une fréquence qui n'est pas au voisinage d'une résonance, la corrélation entre les précurseurs mesurés à la suface et dans le volume devient très bonne. De plus, si une même fréquence est engendrée par effet linéaire ou non linéaire, la sensibilité pour le sondage du volume est semblable. Ceci remet donc en question l'intérêt de la méthode acoustique non linéaire pour le sondage de milieux granulaires peu contraints et dans une configuration comme celle-ci avec de grandes distances de propagation (en effet, pour de courtes distances, 1-2 cm, l'influence de la propagation linéaire est moindre et donc on est plus sensible aux paramètres non linéaires du milieu car proche de la zone d'interaction non linéaire).

Résultats

L'influence de paramètres prépondérants a ensuite été étudiée. Tout d'abord, un des principaux paramètres est la préparation de l'empilement, et notamment sa compacité. Plus la compacité est élevée, plus les précurseurs sont nombreux et rapprochés, ce qui suppose qu'ils tendent à disparaître pour des empilements très compacts. La nature de la paroi avant est également importante et conditionne la pseudo-périodicité. Des imperfections au niveau de la surface libre peuvent aussi affecter la récurrence des précurseurs. En second lieu, l'état de surface des grains est crucial pour les propriétés des précurseurs. La présence d'impuretés à la surface des grains (graisses, poussières) implique des modifications des contacts à l'échelle micro, voire nanoscopique. En effet, la dynamique des précurseurs est très différente s'il s'agit de grains propres ou sales. Plus les grains sont propres, plus les précurseurs sont nombreux et donc récurents. Par ailleurs, en changeant les conditions

hygrométriques on peut également modifier le régime des précurseurs comme avec l'état de surface. Les précurseurs sont alors plus nombreux et rapprochés lorsque l'humidité diminue. Les effets d'état de surface initial et d'humidités sont aussi couplés. Enfin, une perturbation localisée « tue » un petit moment la dynamique et montre que le précurseur peut être retardé, prouvant que la pseudo-périodicité est robuste.

Le sondage acoustique en basses fréquences permet de faire l'approximation d'un milieu effectif ($\lambda \gtrsim 10d$). La propagation de ces ondes basses fréquences dans l'empilement affecte ainsi pratiquement tout le volume. Dans ces conditions, il est possible de sonder l'élasticité du milieu en mesurant la vitesse de propagation des ondes. La vitesse diminue légèrement au cours de la déstabilisation et chute lors des précurseurs. Cette chute est suivie par une relaxation lente. Cette vitesse est directement liée à un module effectif du milieu, donc l'empilement se ramollit, puis une chute de rigidité est observée à chaque précurseur, suivie du renforcement du système. De même, les mesures de la fréquence centrale et de l'atténuation des ondes conduisent aux mêmes observations.

Un précurseur est vu comme une portion supérieure de l'empilement qui décroche par un mouvement de cisaillement. La portion impliquée a ainsi son épaisseur qui croît à l'approche de l'avalanche. Un signal très basses fréquences ($\sim 10\ Hz$) est alors généré, signal ne pouvant pas correspondre à une émission acoustique des grains mis en mouvement et entrant en collisions. La perturbation associée débute en haut du tas et se propage jusqu'en bas (vers la paroi avant) à faible vitesse ($\sim 10\ m.s^{-1}$). Cette onde peut correspondre à un soliton, ou encore à la génération d'un son provenant de la dilatation de la couche de grains cissaillée. Des mesures complémentaires à l'aide d'une petite plaque rugueuse immergée dans l'empilement tirée en mouvement de stick-slip, a montré des similarités avec les précurseurs. Le signal passif résultant est également très basses fréquences, se propage à faible vitesse, mais est très localisé. Des mesures complémentaires avec une antenne de capteurs seraient intéressantes afin de cerner plus précisément la génération de telles ondes basses fréquences (notamment leur directivité).

Cette thèse a aussi permis de montrer que les précurseurs et les avalanches ont la même nature physique. D'une part, les signatures acoustiques sont similaires, l'avalanche pouvant être considérée comme le précurseur critique. D'autre part, les dépendances géométriques suivant la longueur et la largeur de l'empilement sont les mêmes.

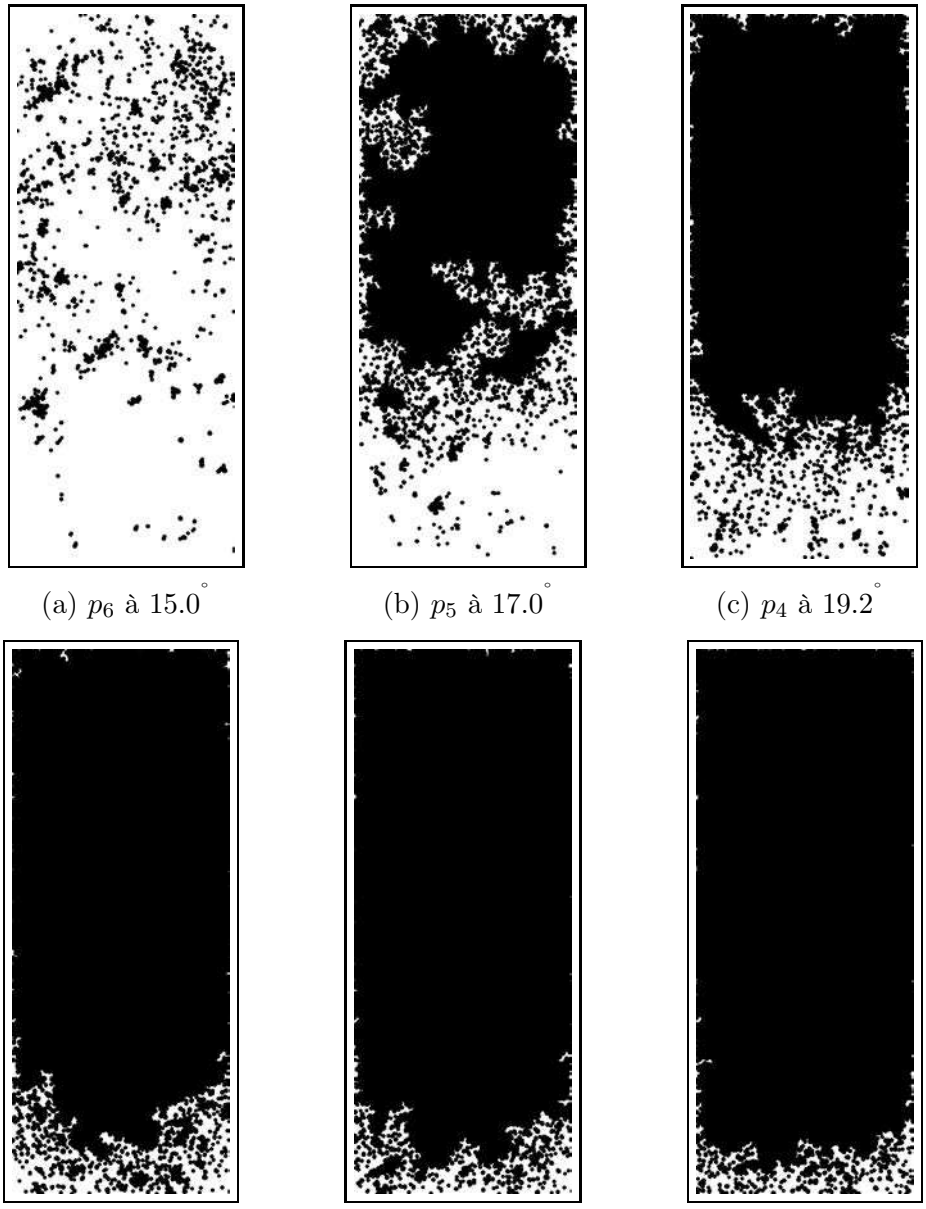
Perspectives

Des perspectives de travail intéressantes s'ouvrent sur ce sujet. La mesure de la force de réaction de la paroi avant suivant la profondeur serait envisageable à l'aide d'une antenne de capteurs de force. Cela permettrait notamment de vérifier si cette force est homogène suivant la portion de grains mobilisés lors d'un précurseur. L'épaisseur de cette portion serait également évaluée. Les informations alors recueillies seraient d'une grande aide afin d'améliorer la modélisation des précurseurs. La mesure de la compacité serait aussi utile pour savoir si elle varie au cours de l'inclinaison, et aussi de voir son évolution locale dans les couches de grains impliquées lors des précurseurs (par exemple par mesure capacitive (Louge et al., 2010), ou par sondage avec des rayons gamma (Philippe and Bideau, 2002; Ribière et al., 2007)). Par ailleurs, des expériences avec un autre matériau granulaire non hygroscopique, par exemple des billes métalliques, permettraient de limiter les effets de variation de l'état de surface qui sont très forts avec le verre. L'effet de la taille des grains pourraient alors être étudié. On peut aussi imaginer des expériences avec un milieu granulaire ordonné pour voir si des précurseurs existent. Enfin, des expériences sur le terrain, ou du moins avec des plus grands systèmes, seraient utiles pour voir si la méthode acoustique linéaire peut fonctionner étant donné que sa sensibilité est liée au confinement de l'empilement, et donc aux conditions aux frontières.

Annexe A

Surfaces réarrangées lors des précurseurs calculées avec ImageJ

Cette annexe présente la répartition spatiale des billes réarrangées à la surface lors des précurseurs. Les images présentées sur la figure A.1 sont issues de la macro sous ImageJ. Les zones grisées correspondent ainsi aux grains mis en mouvement lors des précurseurs. Ces grains sont déplacés de haut en bas dans le référentiel du lecteur. L'expérience choisie correspond aux résultats présentés dans la section 4.1 et montrés dans la figure 4.1. La visualisation des surfaces réarrangées montre que les grains situés en bas du tas (près de la paroi avant) sont moins mobilisés.



(a) p_6 à 15.0°

(b) p_5 à 17.0°

(c) p_4 à 19.2°

(d) p_3 à 21.8°

(e) p_2 à 23.0°

(f) p_1 à 24.5°

FIGURE A.1 – Surfaces réarrangées lors des précurseurs mesurés pour l'expérience présentée sur la figure 4.1 ($d = 2$ mm, $L/d = 150$, $w/d = 50$, $N = 55$). Le bas de chaque image correspond au bord du bac par dessus lequel les billes sortent lors de l'avalanche. p_1 est le dernier précurseur, p_2 est l'avant dernier précurseur, et ainsi de suite...

Annexe B

Identification des précurseurs d'avalanches par sondage acoustique dans le volume de couches granulaires inclinées

Cette annexe correspond à l'article pour la conférence Powders and Grains 2013 (Duranteau et al., 2013).

Résumé

La compréhension des précurseurs d'avalanches est importante pour la prédiction d'évènements critiques. Dans la dynamique amenant à l'avalanche, les précurseurs sont identifiés comme des mouvements collectifs de grains à la surface libre. Lorsqu'un empilement granulaire est incliné à une vitesse angulaire constante, les précurseurs apparaissent quasi-périodiquement. Dans cet article, nous caractérisons simultanément les précurseurs à la surface libre par méthode optique, et dans le volume par méthodes acoustiques (non linéaire et linéaire). L'utilisation de la méthode acoustique non linéaire n'est étonnament pas nécessaire pour sonder les réarrangement dans le volume du milieu granulaire. Une méthode linéaire peut aussi être utilisée dans la région fréquentielle où la propagation acoustique est sensible au squelette solide formé par le réseau de contacts entre grains. Nos expériences conduites avec des billes de verre monodisperses montrent que que leur état de surface est de loin le plus important pour les propriétés des précurseurs. Nos

résultats permettent de sonder la relaxation associée à chaque évènement précurseur avec une résolution temporelle de quelques ms (moins de 10^{-2} degrés d'inclinaison). Les interprétations des différents précurseurs fournissent des perspectives intéressantes sur la compréhension des mécanismes de la déstabilisation de systèmes granulaires.

Identification of Avalanche Precursors by Acoustic Probing in the Bulk of Tilted Granular Layers

M. Duranteau*, V. Tournat†, V. Zaitsev**, R. Delannay* and P. Richard*,‡

*Institut de Physique de Rennes, UMR CNRS 6251, Université de Rennes 1, 1-263 av. General Leclerc, 35042, Rennes, France
†LUNAM Université, LAUM, CNRS, Université du Maine, Av. O. Messiaen, 72085, Le Mans, France
**Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, Uljanova St. 46, 603950, Nizhny Novgorod, Russia
‡LUNAM Université, IFSTTAR, Site de Nantes, CS 4, 44344 Bouguenais Cedex, France

Abstract. Understanding the precursors of granular avalanches is important for the prediction of critical events. As part of the dynamics leading to the avalanche, precursors are identified as collective motions of grains on the free surface. When a granular pile is tilted at a constant angular velocity, precursors appear quasi-periodically. In this paper we simultaneously caracterize precursors on the free surface with an optical method and in the bulk with acoustic methods (nonlinear and linear). Surprisingly, the use on nonlinear acoustic method is not necessary to probe rearrangements in the bulk of the granular material. A linear method can also be used provided that the frequency region is the one where the acoustic propagation is sensitive to the solid skeleton formed by the bead-contact network. Our experiments conducted with monodisperse glass beads show that their surface features are by far the most important for the precursor propreties. Our results allow to probe with a few millisecond time resolution (less than 10^{-2} degree of inclination) the relaxation phenomena associated to each precursor event. Interpretations of different precursors and different experiments provide an interesting train of thought for the understanding of destabilization mechanisms in granular systems.

Keywords: granular media, precursor of avalanche, acoustics
PACS: no. 43.20.-f, 81.05.Rm

A known typical phenomenon occurring in the destabilization of granular media is the avalanche precursor [1, 2, 3, 4, 5]. One of the first experimental laboratory study of avalanche precursors has been carried out by slowly tilting of a three dimensional container filled with glass beads of 2.2 mm in diameter, until avalanche [1]. The surface rearrangements preceding an avalanche were imaged from the top surface of the glass bead packing and processed using a particle tracking method. Large events associated to rearrangements of a significant portion of the surface beads were observed quasi periodically from tilt angles $\sim 15^\circ$ to the avalanche angle, and denoted as avalanche precursors. The size distribution function of the rearrangements associated to precursors shows a non Gaussian character and is wider than the one of the small rearrangements Gaussian law. Later, Kiesgen De Richter et al. [3] extended the identification of the precursor regime focusing in particular on the influence of the packing preparation and of the mechanical noise in the measurement system. It has been found that the activity of the free surface is higher for looser packings. Also, the mechanical noise in the system tends to decrease the surface rearrangement activity and the number of precursors. In [2] avalanche precursors were probed in the bulk of the granular layer with a nonlinear acoustic method based on the self demodulation effect. In granular media, nonlinear acoustic effects show a high complexity due to numerous interdependence [6]. One key point of the method is that acoustic waves essentially propagate through the skeleton of the bead packing composed by the beads and their contacts. Correlations between surface and bulk precursors were observed and discussed. However, the observed correlations appeared weak, at least for freshly prepared granular packings and they tend to disappear when the layers are inclined repeatedly forth and back [7]. Recently, the study of Legland et al. [8] opens new possibilities of acoustic probing and it demonstrates that the acoustic propagation is sensitive to the solid skeleton formed by the bead-contact network in a sufficiently low frequency region (a few kHz for gravity loaded mm bead packings). This work demonstrates also the possibility to probe modifications of the bead-contact network with linear acoustic parameters (from the acoustic transfer function of a granular slab).

The present work is a continuation of the in-depth study of the avalanche precursors and their signatures in terms of transient elasticity of the packing. Here we make use of the knowledge on the characteristics of a weakly loaded granular medium acoustic transfer function to target the probing acoustic frequencies and to interpret the measurements [6, 8]. The variations in the acoustic signal transmitted mainly through the bulk of the granular layer are simultaneously compared to surface precursors measured with a camera. Different granular media are tested

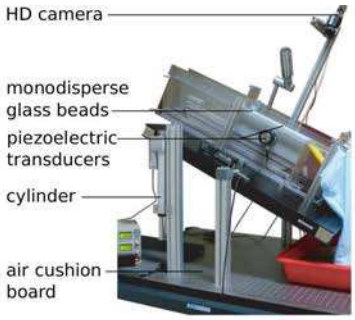


FIGURE 1. Experimental setup: a box of variable size containing grains is slowly tilted until the avalanche. A camera allows to image the free surface of the packing. Piezoelectric transducers are used to probe the bulk with acoustic waves.

to understand better what are the important parameters determining the precursors characteristics. It is shown that cohesion between grains plays an important role in the precursors existence, periodicity and amplitude.

EXPERIMENTAL SETUP

The experimental setup (Fig. 1) is placed on an air-cushion board to isolate the system from external mechanical noise. An electric motor is used to tilt a smaller board on which an open box of variable size is placed. The dimensions of this box are fixed here at 31 cm in length, 10 cm in width and 11 cm in height. The box is tilted at a constant speed in a quasi-static way ($\sim 2.5°$/min). A camera mounted above the free surface and rotating with the box registers images of the surface during the tilting process. Two piezoelectric transducers are placed in the middle of the lateral faces of the box and face each other. The granular packing is freshly prepared each time with a protocol which ensures reproducible results. The quasi-monodisperse glass beads (diameters within 1.7-2.1 mm) are poured up to the top of the box. Then, a scraper is passed to remove the excess grains and a grid, initially placed at the bottom, is slowly removed through the beads. Finally the scraper is passed a last time to smoothen the surface. The obtained packing fraction is measured at $\phi = 0.596 \pm 0.010$.

Two sets of beads having different surface natures are used: standard beads, already being used (beads S) and clean beads, washed with ethanol (beads C). The surface properties of the grains are indeed very far leading the characteristics of the avalanche precursors [9]. The cleanest are the grains, the smaller is the precursor periodicity. Measurements are conducted under controlled constant temperature of $22 \pm 1°$C and humidity of

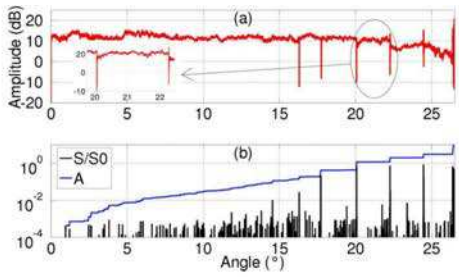


FIGURE 2. **(a)** Level of the demodulated component during a tilt of a packing of S beads. **(b)** Dynamics of surface rearrangements.

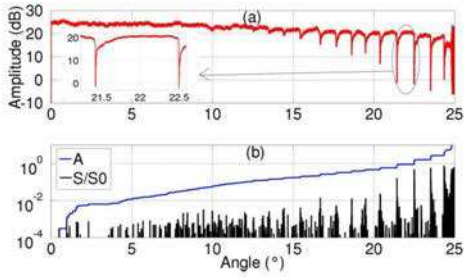


FIGURE 3. **(a)** Level of the demodulated component during a tilt of a packing of C beads. **(b)** Dynamics of surface rearrangements.

$55 \pm 5\%$. Optical and acoustical acquisitions are taken simultaneously. The experimental setup is improved compared to the one used in Kiesgen de Richter et al. [7], mainly because the mechanical noise of the system is much weaker.

Optical Methodology

A step of 0.1 s in time is used between each image, corresponding to an angular interval of $d\theta \approx 3.10^{-3}°$. After acquisition, the frames are processed to quantify the rearranged surface portions between two successive frames [3]. It is then possible to plot these rearranged surfaces S, normalized by the total surface S_0, depending on the tilt angle θ. The cumulative fraction of rearranged surface (S/S_0), called activity (1), is also calculated:

$$A(\theta) = \sum_{j=0}^{\lfloor \theta/d\theta \rfloor} \frac{S(j.d\theta)}{S_0}. \quad (1)$$

An example of such measurement results is shown in Fig. 2(b). The largest events correspond to precursors which occur pseudo-periodically with the tilting angle. The activity increases exponentially until the emergence

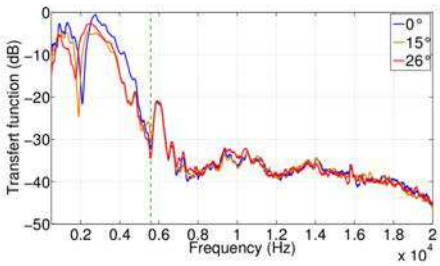


FIGURE 4. Acoustic transfer functions measured during the tilt of the packing of S beads: at the start (0°), at the middle (15°), and at the end, just before the avalanche (26°). The cut off frequency between the two characteristic regimes of propagation is estimated at ~ 5.6 kHz (the green dashed line).

of precursors. The precursors destabilize the pile when their size becomes comparable with the total surface S_0.

Acoustical Methodology

The longitudinal piezoelectric transducers of 4 cm in diameter are in direct contact with the grains. One works as the emitter and the second as the receiver. A modulated signal is excited in order to generate and observe the nonlinear self-demodulated effect. The second harmonic generation and self-action effects are also registered. These nonlinear effects have been observed to be most of the time very sensitive to weak perturbations of the granular packing elasticity [2, 10, 11]. The chosen excited carrier frequency is 11 kHz and the modulation frequency is 1.5 kHz. We reproduce the same experimental configuration as in [2] in order to monitor accurately the precursors. The demodulated component at 1.5 kHz is then monitored to probe grains and forces rearrangements in the bulk of the granular layer.

Also, another acoustic method has been implemented, and consists in generating pulses of 250 μs duration every 100 ms in order to measure the acoustic transfer function between the transducers. The acoustic transfer function of granular media in such configuration exhibits two main propagation regimes [8]. At the lowest frequencies, the detected signals originate from the acoustic waves that propagated though the solid skeleton of the medium. In this frequency domain the signal is then sensitive to modifications of this skeleton elasticity and geometry. At larger frequencies, the received signal mainly originates from the propagation in the air saturating the beads as in an "equivalent fluid". In this frequency region the received signal is independent of the solid elasticity but only depends slightly on the medium geometry. Consequently, for a better sensitivity to precursors, it is advantageous to work in the lowest frequency regime where the signal is sensitive to the skeleton elasticity. In our case, a sine wave with a 1 kHz frequency is then used. Modifications of the received acoustic signals are analyzed through the level variation as a function of time of the signal received at the excitation frequency.

EXPERIMENTAL RESULTS

The level of the nonlinear (self-demodulated) component at 1.5 kHz is measured during the tilting process until the large avalanche, for both packings of S and C beads (Fig. 2(a) and 3(a)). The surface rearrangements are simultaneously measured and exhibit quasi-periodic precursors and finally an avalanche (Fig. 2(b) and 3(b)). The nonlinear component shows large quasi-periodic fluctuations with a strong level decrease for each precursor. After each precursor the amplitude of the acoustic component relaxes during $0.5° \approx 12$ s until a plateau before to suddenly decrease for the next precursor. The observed results clearly demonstrate the presence of precursors and the correlations with the surface rearrangements are striking. The very low external mechanical noise in the system permits to greatly improve the detection of precursors in the bulk of the medium, possibly associated to contact forces modifications. As expected [9], there are more precursors and they exhibit a smaller periodicity, for the C beads. This observation can be explained if one considers that the cohesion forces are more important for the C beads than for the S beads, assumption which consistent with the larger value of the angle of avalanche obtained for the latter beads. Therefore, for C beads, the medium is less stable when tilted and small rearrangements are more frequent. The larger cohesion between S beads leads to a better stability but also to larger rearrangements (both at the surface and in the bulk) as observed optically and acoustically. The cohesion forces at the micro contacts between beads could come from the formation of capillary bridges, electrostatic or Van der Waals forces.

Acoustic transfer functions are measured for the packing of S beads: at the initial state (0°), at the middle of the tilting (15°), and just before the avalanche (26°) (Fig. 4). It is observed that the lower frequency part of these transfer functions is modified in this tilting process, corresponding to acoustic propagation through the solid skeleton. The cut-off frequency between the solid controlled and the equivalent fluid controlled propagation is estimated at 5.6 kHz. Consequently, when the medium is probed at a 1 kHz sine wave for both packings S (Fig. 5) and C (Fig. 6), a strong sensitivity to the rearrangements is obtained. The signal variability of this linearly propagated wave shows clearly a strong correlation with the surface precursors. In addition to the previously observed

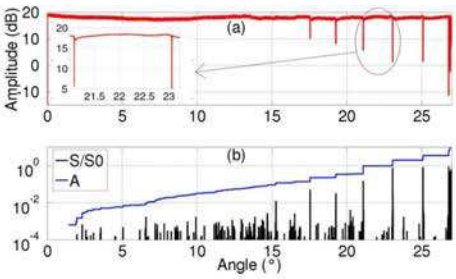


FIGURE 5. **(a)** Level of the 1 kHz linear signal during a tilt of a packing of S beads. **(b)** Dynamics of surface rearrangements.

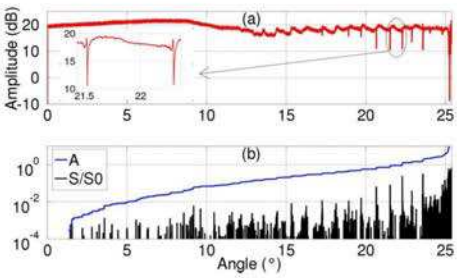


FIGURE 6. **(a)** Level of the 1 kHz linear component during a tilt of a packing of C beads. **(b)** Dynamics of surface rearrangements.

sensitivity of the nonlinear self-demodulated component, we find here that the linear elastic parameters of the packing, probed by the linear acoustic wave at 1 kHz, are also strongly modified during a precursor. The fact that the surface (geometrical) and the bulk (elastic) modifications are strongly correlated indicates that precursors are both of geometrical and elastic natures, and exhibit a certain extension in-depth of the granular layer.

Additional work on the packing elasticity modifications during precursors and the granular layer tilting is currently carried out. In particular, the relaxation of the elastic properties after a precursor is an interesting phenomenon.

CONCLUSIONS

The observation of avalanche precursors when a granular layer is slowly tilted is reported for two different granular samples. These precursors are detected by an optical method monitoring rearrangements of grains at the surface, and by different acoustic methods, probing the linear and nonlinear elasticity of the solid skeleton of the packing bulk (the network formed by the beads and their contacts). We particularly worked on the minimization of the external mechanical noise, in order to obtain clear and reproducible results.

Strong correlations between optical and acoustical detections of precursors are obtained, demonstrating that precursors are both of geometrical nature (at least at the surface) and of elastic nature in the bulk of the layer (at least down to a certain depth). We also show the possibility to probe these events with linear acoustic parameters, measured in a frequency region where the acoustic propagation is sensitive to the elasticity of the granular solid skeleton. Measurement of the acoustic transfer function of the medium allows to estimate this high-sensitivity frequency region.

Avalanche precursors are shown to be different for the two types of bead packings, S or C. This is due to the expected different adhesion forces at the microcontacts for S and C samples. Interpretations consistent with larger adhesion forces for the dirty beads (S) than for the clean ones (C) are provided. Finally, elasticity relaxation is observed after the precursors and should be studied in details in the future.

This work is supported by ANR 2010-BLAN-0927-01 grant "STABINGRAM" (for STABility loss IN GRAnular Media).

REFERENCES

1. N. Nerone, M. Aguirre, A. Calvo, D. Bideau, and I. Ippolito, *PRE* **67**, 011302 (2003).
2. V. Zaitsev, P. Richard, R. Delannay, V. Tournat, and V. Gusev, *EPL* **83**, 64003 (2008).
3. S. Kiesgen De Richter, G. Le Caër, and R. Delannay, *JSTAT* **4**, 04013 (2012).
4. V. Gibiat, E. Plaza, and P. D. Guibert, *JASA* **123** (2009).
5. J. Thirot, Y. Le Gonidec, and B. Kergosien, "Acoustic emissions in multiscale granular structures under gravitational destabilization," in *ICU Proc.*, 2012.
6. V. Tournat, and V. Gusev, *AAU* **96**, 208–224 (2010).
7. S. Kiesgen de Richter, V. Zaitsev, P. Richard, R. Delannay, G. L. Caër, and V. Tournat, *JSTAT* **11**, 11023 (2010).
8. J.-B. Legland, V. Tournat, O. Dazel, A. Novak, and V. Gusev, *JASA* **131**, 4292–4303 (2012).
9. M. Duranteau, R. Delannay, and P. P. Richard, *PRL* **sub.** (2013).
10. V. Tournat, V. Gusev, V. Zaitsev, and B. Castagnède, *EPL* **66**, 798–804 (2004).
11. V. Tournat, V. Zaitsev, V. Gusev, V. Nazarov, P. Béquin, and B. Castagnède, *PRL* **92**, 085502 (2004).

Annexe C

Détection des réarrangements sur le côté de l'empilement

Dans cette annexe, les réarrangements sont mesurés à travers l'une des parois latérales, à l'arrière d'un transducteur (par rapport au sens des déplacements des grains), là où les réarrangements à la surface sont les plus amples. Étant donné que le bac possède une double paroi près de la surface afin de notamment passer la raclette, les réarrangements sur le côté ne peuvent être détectés qu'à partir d'une profondeur de 2.5 cm correspondant à une douzaine de taille de grains (avec $d = 2$ mm). La portion du côté analysée est par la suite découpée en 4 zones selon la profondeur pour la détection des réarrangements par méthode optique :

- h_1 entre $12d$ et $20d$,
- h_2 entre $20d$ et $30d$,
- h_3 entre $30d$ et $45d$,
- h_4 entre $45d$ et $55d$.

Ces différentes zones h sont représentées dans la figure C.1. Dans le même temps, le volume est sondé avec l'effet non linéaire d'auto-démodulation (Fig. C.2a). Les précurseurs sont ainsi très bien détectés. Des réarrangements à la paroi sont alors mesurés par méthode optique (Fig. C.2b-c). Pour les deux zones supérieures h_1 et h_2, chaque précurseur implique de plus en plus de grains, ce, de manière quasi-exponentielle. De manière surprenante, quelques rares rérrangements interviennent dans les zones plus profondes h_3 et h_4 à des petits angles (vers 10°). Toutefois, l'activité des précurseurs est de plus en plus élevée en se rapprochant de la surface.

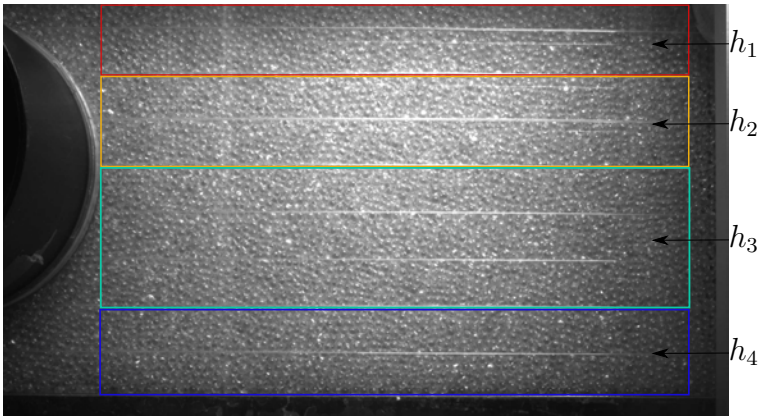


FIGURE C.1 – Face latérale d'un empilement de billes de 2 mm de diamètre, à l'arrière de l'un des deux transducteurs. Les zones rectangulaires correspondent à 4 zones h où les réarrangements sont mesurés par méthode optique. La zone h_1 est située à partir d'une profondeur de 2.5 cm $\approx 12d$.

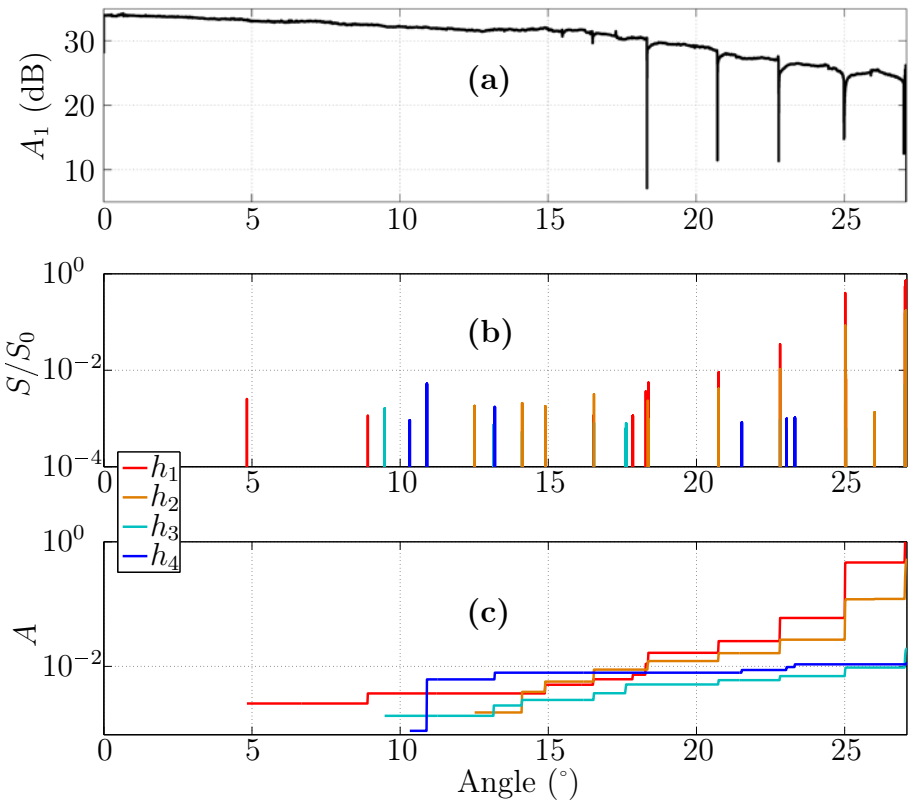


FIGURE C.2 – Détection des réarrangements lors de l'inclinaison d'un empilement de billes de 2 mm de diamètre jusqu'à avalanche. (a) Sondage du volume par méthode acoustique non linéaire en suivant la composante démodulée A_1. (b) Fraction de surface réarrangée S/S_0 et (c) activité A mesurées sur une des faces latérales à l'arrière d'un transducteur pour 4 zones h suivant la profondeur définies dans la figure C.1.

Annexe D

Avalanches et évènements quasi-périodiques d'empilements granulaires lentement inclinés

Cette annexe correspond à un article en cours de rédaction (Duranteau et al., 2014).

Résumé

Lorqu'un empilement granulaire est lentement incliné à vitesse constante, des précurseurs d'avalanches apparaissent quasi-périodiquement. De telles propriétés sont communément rencontrées dans une large gamme de systèmes répondant à travers des évènements abrupts quand les contraintes augmentent légèrement. Nous montrons ici expérimentallement que l'état de surface des grains a une influence cruciale sur les précurseurs d'avalanches. En assumant que les forces de cohésion entre grains dépendent de leur état de surface, nous développons une approche théorique qui reproduit fidèlement la dépendance expérimentale des propriétés des précurseurs avec la taille de l'empilement. Il est également suggéré que le déclenchement des avalanches et des précurseurs ont la même origine physique.

Avalanches and quasi-periodic events in slowly tilted granular packings

Mickael Duranteau,[1] Renaud Delannay,[1] Patrick Richard,[2] and Vincent Tournat[3]

[1]*Institut de Physique de Rennes - UMR CNRS 6251, Université Rennes 1, 1-263 av. General Leclerc, 35042, Rennes, France*

[2]*GPEM, LUNAM Université, IFSTTAR, site de Nantes, Route de Bouaye, 44344 Bouguenais cedex, France*

[3]*LAUM, LUNAM Université, CNRS, Université du Maine, Av. O. Messiaen, 72085 Le Mans, France*

When a granular pile is slowly tilted at a constant velocity, avalanche precursors appear quasiperiodically. Such a behavior is commonly encountered in a wide range of systems responding through abrupt events to a slowly increasing stress. Here, we experimentally show that the surface features of the grains have a crucial impact on avalanche precursors. By assuming that the cohesion forces between grains depend on their surface features, we develop a theoretical approach which faithfully reproduces the experimental dependency of precursor properties with packing geometry. It also suggests that the triggering of precursors and avalanches have the same physical origins.

PACS numbers: PACS numbers: 83.80.Fg, 81.05.Rm, 45.70.Ht

Introduction – Physical systems that, submitted to a continuously and slowly increasing stress, respond through abrupt and quasi-periodic events are encountered in a wide range of fields of research [1, 2] including crystal plasticity, complex networks, destabilization of discrete media, soil mechanics and earthquakes. Among them, a slowly tilted granular material is often seen as a macroscopic paradigm of such systems [3–5]. Submitted to an external force, a granular packing may experience some microdisplacements or modifications of the contact network as the system adapts to its new constraints. These events, by modifying the stress distribution within the packing, control its stability. Due to the strong correlation in the latter network, such modifications may lead to large restructuration of the packing. Therefore, studying the destabilization of a granular material (i.e. the transition from a static equilibrium to a dynamic state), will allow a better understanding of not only granular materials but also of a wide range of physical systems. Here, we report an extensive experimental study of the influence of grain properties and packing geometry on the precursors. We derive a theoretical model that captures our experimental findings and quantify the dependency of the precursors properties on the system geometry.

Experimental setup – Let us first recall briefly that a slowly tilted granular system has a maximal angle of stability (*i.e.* the angle of avalanche) above which an avalanche occurs. It is preceded by quasi-periodic precursors that have been studied both experimentally (using optical [6–9] and/or acoustical [10–13] methods) as well as numerically [14, 15]. To our best knowledge no clear explanation has been given to explain their quasi-periodic behavior. Our experimental system is sketched in Fig. 1. It consists of measuring the size of the surface events that occur during the tilt – at a constant speed and in a quasi-static way– of a granular pile contained in a rectangular box. The granular packing, made of (2.0 ± 0.1)mm glass beads, is freshly prepared each time using the following procedure which leads to reproducible results. The grains are poured into the box at the base of which a metal grid is placed. After filling the box, the grid is carefully removed to guarantee a homogeneous and reproducible packing fraction of the bead assembly. Then a scraper is passed downstream relative to the direction of inclination to remove excess grains and to smooth the surface. The floor of the box is made of a layer of 2 mm glass beads, thus providing a bumpy surface. The tilt speed, which is about 2.5°/min, respects the condition of quasi-static motion of the system. Indeed, above 4°/min, inertia effects appear, the frequency of precursors increases significantly and the angle of avalanche softly decreases. The measurements are performed at a temperature between 20 and 24°C and at a humidity level of $50 \pm 5\%$. This relative humidity is not far from that recommended by Vandewalle et al. (45%) to minimize cohesive interactions between glass beads [16]. These atmospheric conditions are necessary to obtain reproducible results. A camera mounted above

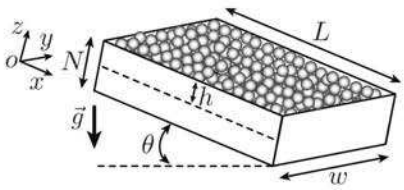


FIG. 1: Experimental setup: a vessel of variable size containing 2 mm glass beads is slowly tilted until the avalanche. A camera allows to image the free surface of the packing. The geometry of the box is adjustable: its maximum length, width and height are respectively 63 cm, 19 cm and 20 cm. The x, y and z axis are normal respectively to the front and back walls, to the sidewalls and to the free surface.

the free surface takes frames during the tilt. A step of

0.5 s in time is fixed between each image corresponding to an angular interval of $d\theta \approx 0.02°$. After the image acquisition, they are processed to measure rearranged surfaces between two successive frames [8]. The cumulative fraction of rearranged surface (S/S_0) called activity (A) is also calculated: $A(\theta) = \sum_{j=0}^{[\theta/d\theta]} S(j.d\theta)/S_0$.

Crucial importance of grain surface features – Evolutions of A and S/S_0 versus the inclination angle are shown in Fig.2a for (old – see caption of Fig. 2b) glass beads. The larger events correspond to precursors which occur pseudo-periodically with the tilt angle until the angle of avalanche (the last and largest event). The activity increases exponentially until the emergence of precursors. To study the effect of surface features of the grains on

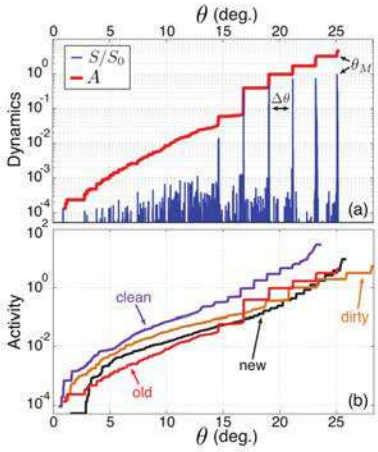


FIG. 2: (color online) (a) Dynamics of rearrangements until the avalanche. Packings with (old – see below) glass beads of $d = 2$ mm diameter and a size of 30 cm i.e. $150d$ in length, 19 cm i.e. $95d$ in width and 3 cm i.e. $15d$ in height. The precursor occur at almost constant interval $\Delta\theta$ (the quasi-period) until the angle of avalanche θ_M. (b) Different surface features of grains influence greatly the behaviors of precursors. In the legend, 'new' refers to beads that have never been used before, 'old' to used beads, 'clean' to old beads washed with ethanol and 'dirty' to new beads with 2% of flour in volume.

the precursor properties we first compare two assemblies of beads similar in every aspect (same bead manufacturer, same vessel, same sample preparation...) except the bead history. Indeed one packing is made of old beads because they were stored and used for a long time in the laboratory in contact with the ambient air. The other one is made of new beads. Due to hygroscopic properties, glass has the ability to trap impurities (e.g. dust or oil naturally present on our fingers and in exhaled breath) at its surface, leading to different surface features between the new grains and the old ones. The latter may also experience mechanical wear, however we expect that this phenomenon is negligible with respect to the presence of impurities. Contrary to the angle of avalanche, θ_M, which remains almost unchanged, the precursor pseudo-period $\Delta\theta$, defined in Fig. 2a is strongly affected: it is found to be larger for the older grains (Fig. 2b). As for the number of precursors, it is lower for old beads. To justify the assumed predominance of the impurities with respect to the mechanical wear, on the one hand new beads are soiled with a little bit of flour (2% in volume), and on the other hand, old beads are washed in an ethanol bath. In the following the former beads will be called dirty beads and the latter clean beads. Clean beads are assumed to be the less cohesive (the washing process removes the dirt and the oil) and dirty beads are assumed to be the most cohesive due to the hygroscopic behavior of the flour. We observe that both θ_M and $\Delta\theta$ are affected by the surface features of the grains. For clean beads the pseudo-period becomes small and for dirty beads that quantity is found to be larger than that of old beads. Note that similar results are obtained with different grain size. However, a quantitative study of the effect of grain sizes is difficult since two glass beads of different size are often manufactured in a different way and thus have different surface features. Confocal microscopy observations confirm the presence of dirt and reveal the presence of defects (see supplementary material).

Influence of the geometry of the box – It is well known that the geometry of the containing box influences the value of the angle of avalanche (see [17–22] for the effect of lateral confinement and [8] for the effect of length of the box). Does the geometry also influences the properties of the precursors? To address this point, we performed two sets of experiments. For the first one, we varied the length of the box and kept the gap between sidewalls and the number of grain layers constant (respectively $w = 19$ cm $= 95d$ and $N = 17$ layers of grains). On the contrary the second one was carried out at a constant length and number of layers (20 cm $= 100d$ and 27 respectively) and the gap between sidewalls was varied. Note that for both sets, the corresponding packing height is more than 10 grain sizes, height above which the avalanches are no more influenced by the bed bumpiness [23, 24]. We observe (Fig. 3a) that the precursor period scales with d/w which corresponds to the scaling observed in the literature for $\tan\theta_M$ [17–22]. Fig. 3b shows that $\Delta\theta$ decreases with increasing L, which is a variation compatible with a $\sqrt{d/L}$ scaling. Interestingly, both scalings hold for $\tan\theta_M$ (Fig. 4), suggesting that both quantities have the same physical origins. Of course, those variations are not universal, i.e. the coefficients of the linear fits used in Figs. 3 and 4 depend on the type of grains (new, old, clean or dirty).

According to Ref. [9], precursors cover a large number of layers which increases when approaching to the

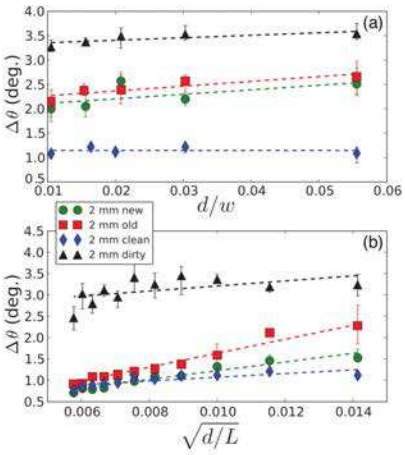


FIG. 3: (color online) The pseudo-period of the precursors $\Delta\theta$ scales with d/w (a) and with $\sqrt{d/L}$ (b). Grain diameter is equal to 2 mm. For experiments performed at constant length we have $L = 20$ cm $= 100$d and $N = 27d$ (a) and for those performed at constant gap width between sidewalls we have $w = 19$ cm $= 95d$ and $N = 17d$ (b). Data is averaged over 5 experiments and the error bars denote the maximal positive and negative deviations to the average.

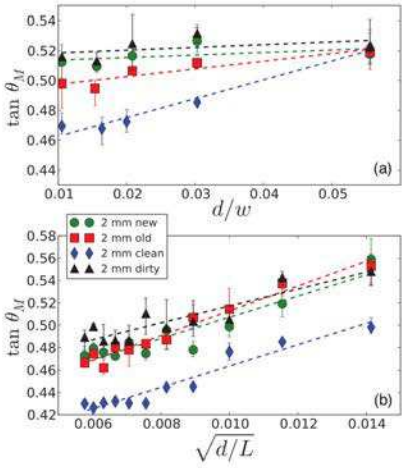


FIG. 4: (color online) The tangent of the angle of avalanche $\tan\theta_M$ scales with d/w (a) and with $\sqrt{d/L}$ (b). Grain diameter is equal to 2 mm. For experiments performed at constant length we have $L = 20$ cm $= 100d$ and $N = 27d$ (a) and for those performed at constant gap width between sidewalls we have $w = 19$ cm $= 95d$ and $N = 17d$ (b). Data is averaged over 5 experiments and the error bars denote the maximal positive and negative deviations to the average.

avalanche. Nerone et al. [7] showed that the pseudo-period increases with the number of layers. They concluded that the mechanism of precursors is governed by collective effects between grains. However they did not carry out measurements beyond 40 layers where the pseudo-period variation seems to begin to saturate. To explore the precursor characteristics for deeper packings, we carried out experiments for piles of 30 cm ($150d$) long and 10 cm ($50d$) wide (Fig. 5). For old, new and dirty beads, the pseudo-period $\Delta\theta$ increases smoothly at low N until $N \approx 30 - 40$ and then reaches a plateau.

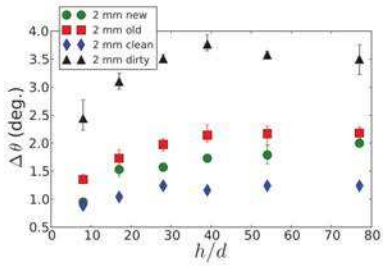


FIG. 5: (color online) Evolution of the pseudo-period of the precursors according to the number of layers in a pile of 30 cm length and 10 cm wide for old, new, clean and dirty beads. Data is averaged over 3 experiments and the error bars denote the maximal positive and negative deviations to the average.

Modeling – To understand the underlying physics of avalanche precursors, we can consider a slab of granular material parallel to the bottom of the box and located between the free surface and a depth h. The forces parallel to the x-axis (see Fig. 1) that exert on that slab are (i) the corresponding weight component (ii) the friction of the lateral walls of the box, (iii) the friction of the slab on the grains beneath it, (iv) the reaction, F, of the front wall of the box and (v) possible cohesion forces with the slab beneath and with the sidewalls. Those cohesion forces are assumed to be associated to the same cohesion stress s_A. Following [20], we assume that the pressure is isotropic and hydrostatic. Moreover, we use a failure criterion similar to the one used in [8] *i.e.* the slab cracks if F exceeds a critical value F_s. The sum of the forces parallel to the x-axis normalized by the z component of the weight is then $f(h) = \mu_I + \mu_w h/w + 2\mu_w s_A/\rho g w + (F_s + \mu_I s_A L w)/(\rho g L w h \cos\theta)$, where μ_I and μ_w are respectively the effective friction coefficients with the grains beneath the slab and with the lateral walls. The angle θ ranging between $0°$ and $\theta_M \approx 25°$, we will approximate in the following $\cos\theta$ by 1. The tilt angle increasing from the horizontal, we observe the first precursor when $\tan\theta$ is equal to the minimum of $f(h)$. The corresponding angle, θ_1, is given by $\tan\theta_1 = f(h_c)$ where $h_c = \sqrt{(F_s + \mu_I s_A L w)/\mu_w \rho g L}$ corresponds to the

critical height for which the system fails. Note that if the height of the slab is lower or higher than h_c, the system remains stable. The onset of this first precursor is made possible by the dilatancy-induced softening of the granular materials between the free surface and the depth h_c. Similarly, when the grains involved in the first precursor stop, part of the system hardens. This hardening is consistent with experimental results [8, 9] that report the absence of precursors in the case of dense packings, where no compaction – and thus hardening – is possible and with the experimental study of the grain displacements at the free surface during a precursor [8]. We assume that the hardening leads to an increase of the friction within the granular material through an increase of the effective friction coefficient μ_I which is limited in space to the slab involved in the first precursor and to the grain layer sheared by that slab [9]. Further to the hardening, the force at the front wall decreases to balance the increase of friction. For sake of simplicity we assume that the reaction with the front wall is zero just after the precursor. To obtain an expression for h_S the height of the grain layer sheared by the precursor, it is reasonable to assume that the size of that layer increases with the critical height. Moreover, it has been shown that in the case of steady and fully developed flows the size of that layer is proportional to that gap between sidewalls [21]. We therefore propose the following expression: $h_S = \alpha h_c + \beta w$, where α and β are constants that may depend on cohesion. The function $f(h)$ becomes then $f(h) = \mu_I + \mu_w h/w + 2\mu_w s_A/\rho g w + (F_s + \mu_I s_A L w)/(\rho g L w h)$ if $h > h_c + h_S$ and $f(h) = \mu_I + F_s/\rho g L w h_c + \mu_w h/w + 2\mu_w s_A/\rho g w + (F_s + \mu_I s_A L w)/(\rho g L w h)$, otherwise. The new function $f(h)$ is minimized for the height $h_c + h_S$. The same reasoning made for the nth precursor leads to the height $h_c + (n-1)h_S$, which is consistent with the very recent results of Amon et al. [9]. The period of the precursors can then be deduced (see [25] for a full calculation):

$$\Delta\theta \approx \frac{\mu_w}{w} h_S = \mu_w \beta + \frac{\mu_w \alpha}{w\sqrt{L}} \sqrt{\frac{F_s + \mu_I s_A L w}{\mu_w \rho g}}.$$

If the cohesion force $s_A L w$ is much lower than F_s the following approximation can be made:

$$\Delta\theta \approx \mu_w \beta + \frac{\mu_w \alpha}{w\sqrt{L}} \sqrt{\frac{F_s}{\mu_w \rho g}}.$$

The angle of avalanche of a packing of cohesive spheres can be determined through geometrical arguments [26]. The knowledge of both θ_M and $\Delta\theta$ allows the determination of M, the number of precursors observed before the avalanche. Both $\Delta\theta$ and θ_M increase with the cohesion unlike M which decreases when the cohesion increases (see Fig. 2b). Assuming that M is known, the tangent of the angle of avalanche $\tan\theta_M = \tan(\theta_1) + M\Delta\theta$ can then be written as

$$\tan\theta_M \approx \mu_I + \mu_w \left(\frac{2 s_A}{\rho g w} + M\beta \right) + \mu_w \frac{(2 + M\alpha)}{w\sqrt{L}} \sqrt{\frac{F_s + \mu_I s_A L w}{\mu_w \rho g}}.$$

Here again, if the cohesion force is small in regard to F_s we can approximate the latter equation by

$$\tan\theta_M \approx \mu_I + \mu_w \left(\frac{2 s_A}{\rho g w} + M\beta + \frac{(2 + M\alpha)}{w\sqrt{L}} \sqrt{\frac{F_s}{\mu_w \rho g}} \right).$$

Our model predicts that for moderate cohesion force, $\Delta\theta$ is affine with d/w. The slope of the corresponding straight line may depend on the cohesion stress through α. We observe in Fig. 3a, that this dependency is rather weak. On the contrary, the intercept, which is proportional to α, depends clearly on cohesion. The tangent of the angle of avalanche is also found to be affine with d/w, but both the slope and the intercept – through M and more weakly through α – depend on s_A. Those predictions are consistent with our experimental findings (see Fig. 3 and 4). Interestingly, the failure criterion is the same for a precursor and for an avalanche. However it should be pointed out that the physics of those two phenomena are probably different. In the case of precursors, the energy is rapidly dissipated and the layer of grains involved reaches a more stable equilibrium. On the contrary, in the case of avalanches, the energy of the grains cannot be dissipated and the layer involved is fully destabilized.

Conclusion – In this letter, we experimentally show that the properties of avalanche precursors depend sensibly on the surface features of grains and on the geometry of the system. Those experimental studies lead to the following conclusions. Firstly, the pseudo-period of precursors decreases when the length and/or the width of the containing box increases. That variation is enhanced when the cohesion between grains is increased. Secondly, in the presence of cohesion, the thickness of the granular packing influences the pseudo-periodicity of precursors as long as it is lower than $30 - 40$ grain sizes. A force-based failure criterion which is able to capture our experimental results shows that for moderate cohesion both the angle of avalanche and the precursor period scales with $1/w\sqrt{L}$. Avalanches and precursors have thus the same physical origins but the energy of the latter is not large enough to destabilize the whole system. The question of the influence of the surface features of the grains on the bulk contact network and its consequences on the avalanche precursors remains an experimental challenge that might be addressed using acoustic methods [13, 27].

This research is supported by the ANR grant "STABINGRAM" No. 2010-BLAN-0927-01. We thank V. Zaitsev, R. Artoni, E. Ibraim, A. Amon and J. Crassous for helpful discussions, A. Faisant and P. Chasle for

experimental support and J.P. Guin and A. Brient for technical help.

[1] M.-C. Miguel, A. Vespignani, S. Zapperi, J. Weiss, and J.-R. Grasso, Nature **410**, 667 (2001).
[2] S. Papanikolaou, D. M. Dimiduk, W. Choi, J. P. Sethna, M. D. Uchic, C. F. Woodward, and S. Zapperi, Nature **490**, 517 (2012).
[3] G. Mandl, *Mechanics of tectonic faulting* (Developments in Structural Geology Vol. 1, 1988).
[4] A. Sornette, D. Sornette, and P. Evesque, Nonlinear Processes in Geophysics **1**, 209 (1994).
[5] K. Lu, M. Hou, K. Wang, Z. Peng, W. Sun, X. Sun, Y. Wang, X. Tong, Z. Jiang, and J. Liu, Chinese Science Bulletin **56**, 1071 (2011).
[6] M. Bretz, J.B. Cunningham, P.L. Kurczynski, and F. Nori, Physical Review Letters **69**, 2431 (1992).
[7] N. Nerone, M. A. Aguirre, A. Calvo, D. Bideau, and I. Ippolito, Physical Review E **67**, 011302 (2003).
[8] S. Kiesgen De Richter, G. Le Caër, and R. Delannay, Journal of Statistical Mechanics: Theory and Experiment p. 04013 (2012).
[9] A. Amon, R. Bertoni, and J. Crassous, Phys. Rev. E **87**, 012204 (2013).
[10] S. Kiesgen de Richter, V. Zaitsev, P. Richard, R. Delannay, G. Le Caër, and V. Tournat, Journal of Statistical Mechanics: Theory and Experiment **11**, 11023 (2010).
[11] V. Gibiat, E. Plaza, and P. D. Guibert, Journal of the Acoustical Society of America **123** (2009).
[12] J. Thirot, Y. Le Gonidec, and B. Kergosien, in *International Congress of Ultrasonics Proceedings* (2012).
[13] V. Zaitsev, P. Richard, R. Delannay, V. Tournat, and V. Gusev, Europhysics Letters **83**, 64003 (2008).
[14] L. Staron, J. P. Vilotte, and F. Radjai, Physical Review Letters **89**, 204302 (2002).
[15] L. Oger, I. Ippolito, and A. M. Vidales, Granular Matter **9**, 267 (2007), ISSN 1434-5021.
[16] N. Vandewalle, G. Lumay, F. Ludewig, and J. E. Fiscina, Physical Review E **85**, 031309 (2012).
[17] P. Boltenhagen, The European Physical Journal B **12**, 75 (1999).
[18] S. Courrech Du Pont, P. Gondret, B. Perrin, and M. Rabaud, Europhysics Letters **61**, 492 (2003).
[19] Y. Grasseli and H. Herrmann, Physica A **246**, 301 (1997).
[20] N. Taberlet, P. Richard, A. Valance, W. Losert, J. M. Pasini, J. T. Jenkins, and R. Delannay, Phys. Rev. Lett. **91**, 264301 (2003).
[21] P. Richard, A. Valance, J.-F. Métayer, P. Sanchez, J. Crassous, M. Louge, and R. Delannay, Physical Review Letters **101**, 248002 (pages 4) (2008).
[22] J.-F. Métayer, P. Richard, A. Faisant, and R. Delannay, Journal of Statistical Mechanics: Theory and Experiment **2010**, P08003 (2010).
[23] O. Pouliquen and N. Renaut, Journal de Physique II **6**, 923 (1996).
[24] M. A. Aguirre, N. Nerone, A. Calvo, I. Ippolito, and D. Bideau, Physical Review E **62**, 738 (2000).
[25] P. Richard, R. D. Mickael Duranteau, and V. Tournat, in preparation (2013).
[26] R. Albert, I. Albert, D. Hornbaker, P. Schiffer, and A.-L. Barabási, Phys. Rev. E **56**, R6271 (1997).
[27] J.-B. Legland, V. Tournat, O. Dazel, A. Novak, and V. Gusev, Journal of the Acoustical Society of America **131**, 4292 (2012).

Annexe E

Relaxation de l'empilement après préparation

Cette annexe présente des mesures du temps de relaxation d'un empilement granulaire après préparation. Dans cette thèse les mesures sont effectuées pour des empilements dits « frais » c'est-à-dire pour des empilements tout juste préparés selon la méthode décrite dans la section 3.2. Dès lorsque un empilement est préparé, un processus de relaxation se met en place au niveau des contacts et des chaines de forces. De ce fait, en attendant plus ou moins longtemps avant de débuter une mesure de déstabilisation, la reproductibilité des mesures devient faible. Ainsi, il est intéressant de savoir à quelles échelles de temps ces mécanismes de compaction interviennent.

Des mesures par sondage acoustique linéaire sont alors conduites avec des empilements constitués de billes de 2 mm de diamètre et de dimension $30 \times 10 \times 11$ cm^3. Les paramètres élastiques (vitesse de phase et amplitude des ondes transmises) sont mesurés pendant quelques heures après la préparation d'un empilement (Fig. E.1). Ces paramètres varient au cours des deux premières heures après préparation de l'empilement. Ils se stabilisent en effet au bout d'une heure et demi. La vitesse de propagation des ondes transmises a alors diminué d'environ 7 %, ce qui correspond à un affaiblissement du module élastique effectif de près de 14 % si la compacité reste constante, ce qui est énorme. Travaillant avec des empilements plutôt laches, ils ont peut-être tendance à se compacter légèrement sous l'effet de la gravité. Toutefois, même si la compacité croît de 0.59 à 0.61, ce qui est important, le module effectif diminue de 11 %. Par conséquent, le milieu se dilate après sa préparation. Donc le temps d'attente après la préparation d'un empilement

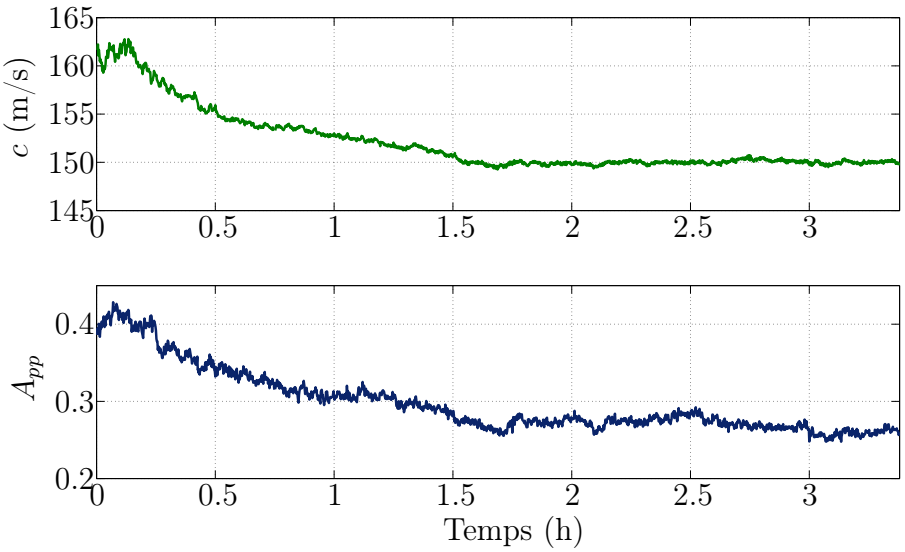


FIGURE E.1 – Évolution au cours du temps de la vitesse de propagation c et de l'amplitude pic à pic A_{pp} des ondes transmises après préparation.

joue de façon importante sur l'état des contacts pendant les deux premières heures.

Bibliographie

Agnolin, I., J. Jenkins, and L. L. Ragione (2006). A continuum theory for a random array of identical, elastic, frictional disks. *Mechanics of Materials 38*(8–10), 687–701.

Aguirre, M. and A. Calvo (2010). Compacity influence in reorganization of two dimensional granular packings : numerical model. *Powder Technology 201*, 109–113.

Aguirre, M., N. Nerone, A. Calvo, I. Ippolito, and D. Bideau (2000). Influence of the number of layers on the equilibrium of a granular packing. *Physical Review E 62*(1), 738–743.

Aguirre, M., N. Nerone, I. Ippolito, A. Calvo, and D. Bideau (2001). Granular packing : influence of different parameters on its stability. *Granular Matter 3*, 75–77.

Aharonov, E. and D. Sparks (2002, May). Shear profiles and localization in simulations of granular materials. *Physical Review E 65*, 051302.

Albert, R., I. Albert, D. Hornbaker, P. Schiffer, and A. Barabasi (1997). Maximum angle of stability in wet and dry spherical granular media. *Physical Review E 56*(6), R6271–R6274.

Amon, A., R. Bertoni, and J. Crassous (2013). Experimental investigation of plastic deformations before granular avalanche. *Physical Review E 87*, 012204.

Anfosso, J. and V. Gibiat (2004). Elastic wave propagation in a three-dimensional periodic granular medium. *Europhysics Letters 67*(3), 376–382.

Aspelmeier, T., G. Giese, and A. Zippelius (1998, oct). Cooling dynamics of a dilute gas of inelastic rods : a many particle simulation. *Physical Review E 57*, 857–865.

Bak, P. (1996). *How nature works : the science of self-organized criticality.* Copernicus Press.

Bak, P., C. Tang, and K. Wiesenfeld (1987, July). Self-organized criticality : an explanation of 1/f noise. *Physical Review Letters 59*(4), 381–384.

Bernal, J. D. and J. Mason (1960). Packing of spheres : Co-ordination of randomly packed sheres. *Nature 188*, 910–911.

Berryman, J. D. (1983). Random close packing of hard spheres and disks. *Physical Review A 27*, 1053–1061.

Bideau, D. and A. Hansen (Eds.) (1993). *Disorder and granular Media*, Random Materials and Processes. Elsevier Science Publishers, Amsterdam.

Blair, D., N. Mueggenburg, A. Marshall, H. Jaeger, and S. Nagel (2001). Force distribution in three-dimensional granular assemblies : effect of packings order and interparticle friction. *Physical Review E 63*, 041304.

Bocquet, L., E. Charlaix, S. Ciliberto, and J. Crassous (1998). Moisture-induced ageing in granular media and the kenetics of capillary condensation. *Nature 396*, 735–737.

Bodet, L., X. Jacob, V. Tournat, R. Mourgues, and V. Gusev (2010). Elasticity profile of an unconsolidated granular medium inferred from guided waves : Toward acoustic monitoring of analogue models. *Tectonophysics 496*(1–4), 99–104.

Boltenhagen, P. (1999). Boundary effects on the maximal angle of stability of a granular packing. *The European Physical Journal B 12*, 75–78.

Bonneau, L., B. Andreotti, and E. Clément (2008). Evidence of rayleigh-hertz surface waves and shear stiffness anomaly in granular media. *Physical Review Letters 101*, 118001.

Bouchaud, J. (1992, September). Weak ergodicity breaking and aging in disordered systems. *Journal de Physique I 2*(2), 1705–1713.

Bretz, M., J. Cunningham, P. Kurczynski, and F. Nori (1992). Imaging of avalanches in granular materials. *Physical Review Letters 69*(16), 2431–2436.

Cates, M., J. Wittmer, J.-P. Bouchaud, and P. Claudin (1999, sept). Jamming and static stress transmission in granular materials. *Chaos 9*(3), 511–522.

Chang, C. S. and P.-Y. Hicher (2005). An elasto-plastic model for granular materials with microstructural consideration. *International Journal of Solids and Structures 42*, 4258–4277.

Coste, C., E. Falcon, and S. Fauve (1997, nov). Solitary waves in a chain of beads under hertz contact. *Physcical Review E 56*(5), 6104–6117.

Coste, C. and B. Gilles (1999). On the validity of hertz contact law for granular material acoustics. *European Physical Journal B 7*, 155–168.

Costello, R. M., K. L. Cruz, C. Egnatuk, D. T. Jacobs, M. C. Krivos, T. S. Louis, and R. J. Urban (2003). Self-organized criticality in a bead pile. *Physica Review E 67*, 041304.

Courrech Du Pont, S., P. Gondret, B. Perrin, and M. Rabaud (2003). Wall effects on granular heap stability. *Europhysics Letters 61*(4), 492–498.

Dantu, P. (1957). Contribution à l'étude mécanique et géométrie des milieux pulvérulents. *Proceedings of the 4th International Workshop "Soils Mechanics and Foundation Engineering" 1*, 144–148.

Dauphine, A. (2003). Les réseaux urbains : un exemple d'application de la théorie des systèmes auto-organisés critiques. *Annales de Géographie 631*, 227–242.

Dauphine, A. and D. Provitolo (2003). Les catastrophes et la théorie des systèmes auto-organisés critiques. *Les Risques, Editions du Temps, Nantes.*

De-Billy, M. (2000). Experimental study of sound propagation in a chain of spherical beads. *Journal of Acoustical Society of America 108*(4), 1486–1495.

Deboeuf, S., O. Dauchot, L. Staron, A. Mangeney, and J. Vilotte (2005, November). Memory of the unjamming transition during cyclic tiltings of a granular pile. *Physical Review E 72*, 051305.

Delestac, D. (2013). Sand wars. *documentary*.

Deneubourg, J.-L. (2001). Plan d'organisation et population dans les sociétés d'insectes. *L'homme devant l'incertain, Paris, Odile Jacob*, 141–155.

Denisov, D. V., Y. Y. Villanueava, K. A. Lörincz, S. May, and R. J. Wijngaarden (2012). Relation between self-organized criticality and grain aspect ratio in granular piles. *Physcical Review E 85*, 051309.

Derode, A., A. Tourin, and M. Fink (2001, Aug). Random multiple scattering of ultrasound. ii. is time reversal a self-averaging process ? *Physical Review E 64*, 036606.

Divoux, T., H. Gayvallet, and J. Géminard (2008, Oct). Creep motion of a granular pile induced by thermal cycling. *Physical Review Letters 101*, 148303.

Douady, S., A. Manning, P. Hersen, H. Elbelrhiti, S. Protière, A. Daerr, and B. Kabbachi (2006, Jul). Song of the dunes as a self-synchronized instrument. *Physical Review Letters 97*, 018002.

Duran, J. (1997). *Sables, poudres et grains : introduction à la physique des milieux granulaires*. Eyrolles, Paris.

Duranteau, M., R. Delannay, P. Richard, and V. Tournat (2014). Avalanches and quasi-periodic events in slowly tilted granular media. *in preparation*.

Duranteau, M., V. Tournat, V. Zaitsev, R. Delannay, and P. Richard (2013). Identification of avalanche precursors by acoustic probing in the bulk of tilted granular layers. *Proceedings of the 7th International Conference on Micromechanics of Granular Media Sydney, Australia*, 650–653.

Evesque, P. (2000). Eléments de mécanique quasi-statique des milieux granulaires mouillés ou secs. *Poudres et Grains NS 1*, 1–155.

Fischer, R., P. Gondret, and M. Rabaud (2009, Sep). Transition by intermittency in granular matter : From discontinuous avalanches to continuous flow. *Physical Review Letters 103*, 128002.

Frette, V., K. Christensen, A. M. The-Sorenssen, J. Feder, T. Jossang, and P. Meakin (1996). Avalanche dynamics in a pile of rice. *Nature 379*, 49–52.

Gervois, A., M. Ammi, T. Travers, D. Bideau, J.-C. Messager, and J.-P. Troadec (1989). Importance of disorder in the conductivity of packings under compression. *Physica A : Statistical Mechanics and its Applications 157*(1), 565 – 569.

Gibiat, V., E. Plaza, and P. D. Guibert (2009). Acoustic emission before avalanches in granular media. *Journal of the Acoustical Society of America 123*(5).

Goddard, J. (1990). Nonlinear elasticity and pressure-dependent wave speeds in granular media. *Proceedings of the Royal Society A 430*, 105–131.

Grasseli, Y. and H. Herrmann (1997). On the angles of dry granular heaps. *Physica A 246*, 301–312.

Gusev, V., V. Aleshin, and V. Tournat (2008). Reflection of nonlinear acosutic waves form the mechanically free surface of an unconsolidated granular medium. *Acta Acustica United with Acustica 94*, 215–228.

Haff, P. (1986). Booming dunes. *American Scientist 74*, 376.

Hartley, R. and R. Behringer (2003). Logarithmic rate dependence of force networks in sheared granular materials. *Nature 421*, 928–931.

Held, G., D. Solina, D. Keane, W. Haag, P. Horn, and G. Grinstein (1990, August). Experimental study of critical-mass fluctuations in an evolving sandpile. *Physical Review Letters 95*(9), 1120–1123.

Hidalgo, R. C., C. U. Grosse, F. Kun, H. W. Reinhardt, and H. J. Herrmann (2002, Oct). Evolution of percolating force chains in compressed granular media. *Physical Review Letters 89*, 205501.

Hornbaker, D., R. Albert, I. Albert, A. Barabasi, , and P. Schiffer (1997). What keeps sanscastles standing ? *Nature 387*, 765.

Hunt, W., A. Tordesillas, C. Green, and J. Shi (2010). Force-chain buckling in granular media : a structural mechanics perspective. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A - Mathematical, Physical and Engineering Sciences 368*, 249–262.

Imbert, D. (2013). *Propagation d'ondes acoustiques dans une suspension de grains mobiles immergés : couplage de modèles discret et continu par la méthode des domaines fictifs*. Ph. D. thesis, Université Rennes 1.

Ippolito, I., I. Arriaran, and R. Chertcoff (2012, mar). Influence of relative humidity on avalanche phenomenon in granular piles. In *March CO-Meeting'12, Complex matter physics : materials, dynamics and patterns, Havana*.

Iwashita, K. and M. Oda (2000, mar). Micro-deformation mechanism of shear banding process based on modified distinct element method. *Powder Technology 109*(3), 192–205.

Jacob, X., V. Aleshin, V. Tournat, P. Leclaire, W. Lauriks, and V. Gusev (2008). Acoustic probing of the jamming transition in an unconsolidated granular medium. *Physical Review Letters 100*, 158003.

Jaeger, H., C. Liu, and S. Nagel (1989, January). Relaxation at the angle of repose. *Physical Review Letters 62*(1), 40–43.

Jaeger, H., S. Nagel, and R. Behringer (1996). The physics of granular materials. *Physics Today 49*, 32–38.

Jia, X. (2004, Oct). Codalike multiple scattering of elastic waves in dense granular media. *Physical Review Letters 93*, 154303.

Jia, X., C. Caroli, and B. Velicky (1999, Mar). Ultrasound propagation in externally stressed granular media. *Physical Review Letters 82*, 1863–1866.

Johnson, K. L. (1954). Surface interaction between elastically loaded bodies under tangential forces. In *Proceedings of the Royal Society of London*, Volume 230 of *Ser. A*, pp. 531–548.

Johnson, K. L. (1985). *Contact mechanics*. Cambridge University Press.

Johnson, P., B. Carpenter, M. Knuth, B. Kaproth, P.-Y. Le Bas, E. Daug, and C. Marone (2012). Nonlinear dynamical triggering of slow slip on simulated earthquake faults with implications to earth. *Journal of Geophysical Research 117*(B4).

Johnson, P. and X. Jia (2005). Nonlinear dynamics, granular media and dynamic earthquake triggering. *Nature 437*(7060), 871–874.

Johnson, P., H. Savage, M. Knuth, J. Gomberg, and C. Marone (2008, jan). Effects of acoustic waves on stick-slip in granular media and implications for earthquakes. *Nature 451*(3), 57–61.

Johnson, P. and A. Sutin (2005). Slow dynamics and anomalous nonlinear fast dynamics in diverse solids. *Journal of Acoustical Society of America 117*, 124–130.

Kabla, A., G. Debrégeas, J. Di Meglio, and T. Senden (2005, August). X-ray observation of micro-failures in granular piles approaching an avalanche. *Europhysics Letters 71*(6), 932–937.

Kiesgen De Richter, S. (2009). *Etude de l'organisation des réarrangements d'un milieu granulaire sous sollicitations mécaniques*. Ph. D. thesis, Université de Rennes 1.

Kiesgen De Richter, S., G. Le Caër, and R. Delannay (2012). Dynamics of rearrangements during inclination of granular packings : the avalanche precursor regime. *Journal of Statistical Mechanics : Theory and Experiment*, 04013.

Kiesgen de Richter, S., V. Zaitsev, P. Richard, R. Delannay, G. L. Caër, and V. Tournat (2010). Experimental evidence of ageing and slow restoration of the weak-contact configuration in tilted 3d granular packings. *Journal of Statistical Mechanics : Theory and Experiment 11*, 11023.

Landau, L. D. and E. M. Lifshitz (1986). *Thoery of elasticity*. Pergamon Press, Oxford.

Le Bouil, A., A. Amon, and J. Crassous (2013). Experimental studies of precursors to failure in granular material. *Proceedings of the 7th International Conference on Micromechanics of Granular Media Sydney, Australia*, 475–478.

Legland, J.-B., V. Tournat, O. Dazel, A. Novak, and V. Gusev (2012, jun). Linear and nonlinear biot waves in a noncohesive granular medium slab : transfer function, self-action, second harmonic generation. *Journal of the Acoustical Society of America 131*(6), 4292–4303.

Liu, A. and S. Nagel (1998). Jamming is not just cool any more. *Nature 396*, 21–22.

Lörincz, K. and R. Wijngaarden (2007). Edge effect on the power law distribution of granular avalanches. *Physical Review E 76*, 040301.

Louge, M., A. Valance, A. Ould el Moctar, and P. Dupont (2010). Packing variations on a ripple of nearly monodisperse dry sand. *Journal of Geophysical Research 115*, F02001.

Lu, K., M. Hou, K. Wang, Z. Peng, W. Sun, X. Sun, Y. Wang, X. Tong, Z. Jiang, and J. Liu (2011, apr). The earthquake precursor detected in a granular medium and a proposed model for the propagation of precursive stress-strain signal. *Chinese Science Bulletin 56*(11), 1071–1079.

Luding, S. (1997). Stress distribution in static two-dimensional granular model media in the absence of friction. *Physical Review E 55*, 4720–4729.

Majmudar, T., M. Sperl, S. Luding, and R. Behringer (2007). Jamming transition in granular systems. *Physical Review Letters 98*, 058001.

Métayer, J.-F., P. Richard, A. Faisant, and R. Delannay (2010). Electrically induced tunable cohesion in granular systems. *Journal of Statistical Mechanics : Theory and Experiment 2010*(08), P08003.

Metcalfe, G., S. Tennakoon, L. Kondic, D. Schaeffer, and R. Behringer (2002, Feb). Granular friction, coulomb failure, and the fluid-solid transition for horizontally shaken granular materials. *Physical Review E 65*, 031302.

Mindlin, R. D. (1949). Compliance of elastic bodies in contact. *Journal of Applied Mechanics 71*, 259–268.

Misra, A. and C. C. S. (1993). Effective elastic moduli of heterogeneous granular solids. *International Journal of Solids and Structures 30*(18), 2547–2566.

Nasuno, S., A. Kudrolli, A. Bak, and J. Gollub (1998, Aug). Time-resolved studies of stick-slip friction in sheared granular layers. *Physical Review E 58*, 2161–2171.

Nasuno, S., A. Kudrolli, and J. Gollub (1997, Aug). Friction in granular layers : hysteresis and precursors. *Physical Review Letters 79*, 949–952.

Nerone, N., M. Aguirre, A. Calvo, D. Bideau, and I. Ippolito (2003). Instabilities in slowly driven granular packing. *Physical Review E 67*, 011302.

Nerone, N. and S. Gabbanelli (2001). Surface flutuations and the inertia effect in sandpiles. *Granular Matter 3*, 117–120.

Novikov, B., O. Rudenko, and V. Timochenko (1987). *Nonlinear underwater acoustics*. ASA, New York.

Oda, M. and K. Iwashita (2000). Study on couple stress and shear band development in granular media based on numerical simulation analyses. *International Journal of Engineering Science 38*(15), 1713–1740.

Oda, M. and H. Kazama (1998, aug). Microstructure of shear bands and its relation to the mechanisms of dilatancy and failure of dense granular soils. *Géotechnique 48*(4), 465–481.

Oda, M., J. Konishi, and S. Nemat-Nasser (1982). Experimental micromechanical evaluation of strength of granular materials : Effects of particle rolling. *Mechanics of Materials 1*(4), 269–283.

Oger, L., I. Ippolito, and A. Vidales (2007). How disorder can diminish avalanche risks : Effect of size distribution. *Granular Matter 9*, 267–278.

Olami, Z., J. Feder, and K. Christensen (1992, feb). Self-organized criticality in a continuous, nonconservative cellular automaton modeling earthquakes. *Physical Review Letters 68*(8), 1244–1247.

Ostrovsky, L. A. and P. A. Johnson (2001). Dynamic nonlinear elasticity in geomaterials. *Rivisita del Nuovo Cimento 24*(7), 1–46.

Page, J. H., H. P. Schriemer, A. E. Bailey, and D. A. Weitz (1995, Sep). Experimental test of the diffusion approximation for multiply scattered sound. *Physical Review E 52*, 3106–3114.

Papanikolaou, S., D. Dimiduk, W. Choi, J. Sethna, M. Uchic, C. Woodward, and S. Zapperi (2012). Quasi-periodic events in crystal plasticity and the self-organized avalanche oscillator. *Nature 490*, 517–522.

Philippe, P. and D. Bideau (2002). Compaction dynamics of a granular medium under vertical tapping. *Europhysics Letters 60*(5), 677.

Pouliquen, O. (1999, mar). Scaling laws in granular flows down rough inclined planes. *Physics of Fluids 11*(3), 542–548.

Provitolo, D. (2008). Théorie de l'auto-organisation critique. *Hypergéo*.

Radjai, F., M. Jean, J. Moreau, and S. Roux (1996). Force distributions in dense two-dimensional granular systems. *Physical Review Letters 77*, 274–277.

Rajchenbach, J. (1990, Oct). Flow in powders : From discrete avalanches to continuous regime. *Physical Review Letters 65*, 2221–2224.

Rayleigh, L. (1878). *Theory of sound*, Volume II. Mac Millan, London.

Restagno, F., L. Bocquet, and E. Charlaix (2004). Where does a cohesive granular heap break ? *The European Physical Journal E 14*, 177–183.

Ribière, P., P. Richard, P. Philippe, D. Bideau, and R. Delannay (2007, mar). On the existence of stationary states during granular compaction. *European Physical Journal E 22*(3), 249–253.

Richard, P., A. Valance, J.-F. Métayer, P. Sanchez, J. Crassous, M. Louge, and R. Delannay (2008). Rheology of confined granular flows : scale invariance, glass transition, and friction weakening. *Physical Review Letters 101*(24), 248002.

Rosendahl, J., M. Vekic, and K. J. (1993, feb). Persistent self-organization of sandpiles. *Physica Review E 47*(2), 1401–1404.

Rosendahl, J., M. Vekic, and R. J.U. (1994, July). Predictability of large avalanches on a sandpile. *Physical Review Letters 73*(4), 537–540.

Roux, S. (1998). Quasi-static contacts. In H. et al. (Ed.), *Proceedings of the Summer 1997 Conference in Cargese*.

Russel, J. (1844). Report on waves. In *Fourteenth meeting of the British Association for the Advancement of Science*.

Scott, G. D. and D. M. Kilgour (1969). The density of random close packing of spheres. *Journal of Physics D 2*, 863–866.

Seville, J., C. Willett, and P. Knight (2000). Interparticle forces in fluidisation : a review. *Powder Technology 113*(3), 261 – 268.

Sheng, P. (1995). *Introduction to wave scattering, localization and mesoscopic phenomena*. Academic Press, New York.

Silbert, L., G. Grest, and J. Landry (2002). Statistics of the contact network in frictionnal and frictionless granular packings. *Physical Review E 66*, 061303.

Staron, L., F. Radjai, and J. Vilotte (2006). Granular micro-structure and avalanche precursors. *Journal of Statistical Mechanics : Theory and Experiment 7*, 07014.

Staron, L., J. Vilotte, and F. Radjai (2002). Preavalanche instabilities in a granular pile. *Physical Review Letters 89*(20), 204302.

Sumpter, D. (2010). *Collective animal behavior*, Chapter 6 Synchronization, pp. 130–150. Princeton University Press.

Taberlet, N., P. Richard, A. Valance, W. Losert, J. Pasini, J. Jenkins, and R. Delannay (2003, Dec). Superstable granular heap in a thin channel. *Physical Review Letters 91*(26), 264301.

Thirot, J., Y. Le Gonidec, and B. Kergosien (2012). Acoustic emissions in multiscale granular structures under gravitational destabilization. In *International Congress of Ultrasonics Proceedings*.

Tordesillas, A. (2007). Force chain buckling, unjamming transitions and shear banding in dense granular assemblies. *Philosophical Magazine 87*(32), 4987–5016.

Tordesillas, A., W. Hunt, and J. Shi (2011). A characteristic length scale in confined elastic buckling of a force chain. *Granular Matter 13*, 215–218.

Tordesillas, A. and M. Muthuswamy (2009). On the modeling of confined buckling of force chains. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids 57*(4), 706–727.

Tordesillas, A. and S. Walsh (2005). Analysis of deformation and localization in thermomicromechanical cosserat models of granular media. In M. S. A. B. R. Garcia-Rojo R, Herrmann HJ (Ed.), *Powders and Grains 2005 : Proceedings of the Fifth International Conference on the Micromechanics of Granular Media*, Volume 1, pp. 419–424.

Tordesillas, A., J. Zhang, and R. Behringer (2009). Buckling force chains in dense granular assemblies : physical and numerical experiments. *Geomechanics and Geoengineering 4*, 3–16.

Tournat, V. and V. Gusev (2010). Acoustics of unconsolidated « model » granular media : An overview of recents results and several open problems. *Acta Acustica United with Acustica 96*, 208–224.

Tournat, V., V. Gusev, V. Zaitsev, and B. Castagnède (2004). Acoustic second-harmonic generation with shear to longitudinal mode conversion in granular media. *Europhysics Letters 66*(6), 798–804.

Tournat, V., V. Zaitsev, V. Gusev, V. Nazarov, P. Béquin, and B. Castagnède (2004). Probing weak forces in granular media through nonlinear dynamic dilatancy : clapping contacts and polarization anisotropy. *Physical Review Letters 92*(8), 085502.

Utter, B. and R. Behringer (2004). Self-diffusion in dense granular shear flows. *Physical Review E 69*, 031308.

Vandewalle, N., G. Lumay, F. Ludewig, and J. Fiscina (2012). How relative humidity affects random packing experiments. *Physical Review E 85*, 031309.

Weaver, R. L. (1990). Diffusivity of ultrasound in polycrystals. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids 38*(1), 55–86.

Wu, X.-I., K. J. Maloy, A. Hansen, M. Ammi, and D. Bideau (1993). Why hour glasses tick. *Physical Review Letters 71*(9), 1363.

Zaitsev, V., A. Kolbakov, and V. Nazarov (1999a). Detection of acoustic pulses in river sand : Experiment. *Acoustical Physics 45*(2), 235–241.

Zaitsev, V., A. Kolbakov, and V. Nazarov (1999b). Detection of acoustic pulses in river sand : Theory. *Acoustical Physics 45*(3), 347–353.

Zaitsev, V., P. Richard, R. Delannay, V. Tournat, and V. Gusev (2008). Pre-avalanche structural rearrangements in the bulk of granular medium : experimental evidence. *Europhysics Letters 83*, 64003.

Zhang, H. P. and H. A. Makse (2005, july). Jamming transitions in emulsions and granular materials. *Physcical Review E 72*, 011301.

Zverev, V. (1999). How the idea of a parametric acoustic array was conceived. *Acoustical Physics 45*, 611–618.

Résumé

La dynamique granulaire amenant à l'état critique présente un intérêt dans la compréhension de la déstabilisation menant à l'avalanche. Son étude permet d'avoir des pistes de compréhension sur des mécanismes plus complexes telles les catastrophes géophysiques (séismes, glissements de terrain, éboulements). Ainsi, lorsqu'un milieu granulaire tridimensionnel sous gravité est quasi-statiquement incliné, des précurseurs sont observés à partir d'une dizaine de degrés avant l'avalanche. Ces précurseurs correspondent à des réarrangements collectifs de grains observés à la surface qui apparaissent pseudo-périodiquement avec l'angle d'inclinaison. Cette thèse fournit une caractérisation expérimentale des précurseurs détectés à la surface par méthode optique et dans le volume par méthodes acoustiques (linéaire et non linéaire). Tout d'abord, de bonnes corrélations sont trouvées entre les réarrangements à la surface et dans le volume. Dans un second temps, l'étude est poursuivie avec une liste non exhaustive de paramètres influant sur les propriétés des précurseurs. L'état de surface des grains est crucial pour la dynamique des précurseurs. Puis, une tentative de description de la déstabilisation est réalisée avec notamment la mesure de la variation des paramètres élastiques. Les précurseurs d'avalanches correspondent à des pertes successives de rigidité du système, suivies du renforcement de ce dernier.

Abstract

The granular dynamics leading to the avalanche is of interest in understanding the destabilization conducting to one. Its study implies a good train of throught in the understanding of more complex mechanisms such as geophysical disasters (earthquakes, landslides, rockslides). Thus, when a three-dimensional granular medium under gravity is quasi-statically tilted, precursors are observed from the tilt of ten degrees before the avalanche. These precursors correspond to collective rearrangements of grains observed on the free surface which appear pseudo-periodically with the angle of inclination. In order to understand this phenomenon, the thesis presents an experimental characterisation of the precursors detected on the surface by optical method and in the bulk by acoustic methods (linear and nonlinear). Firstly, good correlations were found between the surface and bulk rearrangements which led to extending the study with a non-exhaustive list of parameters affecting the precursors properties. The surface features of the grains have appeared to be particularly crucial in the precursors dynamics. Finally, an attempt at a description of the destabilization is approached with the measurement of the variation of the elastic parameters revealing that precursors of avalanches correspond to successive loss of rigidity of the system, followed by hardening of the latter.