



HAL
open science

Milieux granulaires réactifs : dynamique et structure autour de grains en transformation

Aymeric Merceron

► **To cite this version:**

Aymeric Merceron. Milieux granulaires réactifs : dynamique et structure autour de grains en transformation. Chimie-Physique [physics.chem-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2016. Français. NNT : 2016PA066473 . tel-01538688

HAL Id: tel-01538688

<https://theses.hal.science/tel-01538688v1>

Submitted on 14 Jun 2017

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.

THÈSE

pour obtenir le grade de docteur délivré par

Université Pierre et Marie Curie

présentée et soutenue publiquement par

Aymeric Merceron

le 12 décembre 2016

**Milieux granulaires réactifs : dynamique et structure autour
de grains en transformation**

Jury

M. Matthieu WYART,	Professeur, EPFL	Rapporteur
M. Osvanny RAMOS,	Maître de Conférences, ILM Université de Lyon 1	Rapporteur
M. Pierre LEVITZ,	Directeur de Recherche, PHENIX UPMC	Directeur de Thèse
M ^{me} Évelyne KOLB,	Maître de Conférences, PMMH ESPCI	Examineur
M. Olivier DAUCHOT,	Directeur de Recherche, Gulliver ESPCI	Examineur
M ^{me} Agnès DURI,	Chargée de Recherche, INRA Supagro	Examineur
M. Pierre JOP,	Chargé de Recherche, SVI CNRS/SGR	Co-directeur de thèse, invité

Remerciements

Tout d'abord, merci aux membres du jury pour avoir accepté d'évaluer ce travail : M^{mes} Agnès DURI, Évelyne KOLB et M. Olivier DAUCHOT, et plus particulièrement MM. Osvanny RAMOS et Matthieu WYART pour leurs remarques à la lecture du manuscrit. Merci pour tous vos commentaires et la discussion enrichissante lors de la soutenance.

Un grand merci à Pierre LEVITZ pour avoir accepté d'être mon directeur de thèse au cours de ces trois années. Ses remarques toujours judicieuses ont fait avancer ce travail dans la bonne direction. Merci également d'avoir permis l'utilisation de la bibliothèque du laboratoire PHENIX pour organiser le pot de thèse.

Il n'est finalement pas si étonnant que mes deux directeurs de thèse dans ce travail sur les milieux granulaires s'appellent Pierre. Je souhaite ici adresser au second, Pierre JOP, un immense merci. Merci, tout d'abord de ta confiance pour la réalisation de cette thèse. J'ai été très fier et très honoré de travailler à tes côtés pendant ces trois années pendant lesquelles ta vivacité d'esprit, tes questions toujours pertinentes et tes remarques toujours justes m'auront fait grandir en même temps que ce travail. Tu as toujours été présent et disponible pour répondre à mes questions, je crois qu'on ne pouvait pas rêver d'un meilleur encadrement. Au-delà d'un référent scientifique, tes qualités humaines auront également été précieuses notamment pour me soutenir dans les moments plus compliqués. Merci également à Alban SAURET. Même si tu n'as rejoint ce projet qu'après un an et demi, ton rôle n'en aura pas été moins important. Tu auras apporté un regard extérieur extrêmement bénéfique notamment pour faire évoluer le sujet. Le dynamisme et la passion que tu mets dans ton travail m'auront toujours épâté.

Merci à Emmanuelle GOUILLART sans qui je n'aurais certainement jamais intégré le laboratoire SVI. Ça a toujours été un plaisir de discuter avec toi, tes remarques et ton expertise scientifique ont tiré ce projet vers le haut.

Ces trois années auront été trois belles années notamment grâce aux belles rencontres faites au sein de SVI où il fait si bon vivre et étudier. Merci aux permanents pour leur bienveillance : Valérie TINCHON, pour tes sourires et pour m'avoir sorti des méandres de Simbad, Emmanuel GARRE, pour ton ingéniosité qui est un régal pour l'expérimentateur que je suis, Raphaël DANGUILLAUME, le maître pâtissier passé des couches aux tubes, Sergey GRACHEV, pour les cornichons et ce qui les accompagne au pique-nique du labo, Franck PIGEONNEAU, pour ta franchise et les anecdotes hilarantes sur ton service militaire, Hervé MONTIGAUD, pour avoir représenté avec moi

le Poitou-Charentes au sein du labo, Iryna GOZHYK, pour tes précieux conseils sur la préparation d'un mariage, Jérémie TEISSEIRE, pour le tube à poster portant ton nom qui aura visité le Chili et la douane américaine en ma compagnie, Katia BUROV, pour ta gentillesse et ta passion communicative pour le verre, Angélique SOULLIER, qui oeuvre à la bonne marche du laboratoire. Merci également aux nouveaux arrivés qui, j'en suis sûr, vont apporter tout leur savoir et toute leur bonne humeur au service de notre si chaleureux labo : Frédéric MONDIOT, Ingve SIMONSEN, Véronica GAVRILOV et Jean-François CREPET.

Merci aux anciens thésards devenus docteurs pour leur accueil, leur soutien et leur amitié : Gautier LEFEBVRE, mon cher encadrant de stage et première personne à m'initier au monde des granulaires, Corinne CLAIREAUX, pour ta bonne humeur perpétuelle au service notamment de la musique brésilienne, Isabelle TANNOU, pour les moments passés en ta compagnie au synchrotron Soleil et ta persévérance qui force le respect, Pascaline HAYOUN, pour m'avoir fait découvrir Boston.

Spéciale dédicace aux anciens, actuels et futurs membres du bureau 536 avec lesquels j'ai passé ces trois dernières années : Jean-Yvon FAOU, pour le « t'inquiète mec » et les cordons téléphoniques qui ne servent pas à téléphoner, Marine GUÉMAS, pour ton enthousiasme qui sert quelquefois les intérêts du tamouré, Barbara BRUDIEU, la seule personne que je connaisse qui puisse participer à plusieurs soirées en quelques heures, William WOELFFEL, pour sa très chère compagnie et tous les précieux conseils distillés au fil de la thèse, Ekaterina « San » CHERNYSHEVA, à côté de qui j'ai bravé les vents et marées sur le même bureau de fortune, Damien BOLORÉ, pour ton regard satirique sur L(1)e M(m)onde et pour avoir partagé mes incertitudes sur le sens de certaines distributions statistiques, Maxime FICHEUX, pour Rug(ue)byrama et les plaisirs de la musique en fanfare, Quentin MAGDELAINE, pour les quelques semaines passées à tes côtés et Quentin HÉRAULT auquel je laisse une place bien chaude.

Mais, évidemment, le 536 n'a pas accueilli tous les thésards de SVI : Guillaume SAINGIER, l'autre adepte de la matière en grains et meilleur gardien de but de l'histoire de SVI, Paul JACQUET, roi du démouillage en phase solide et improvisateur émérite, Colette TURBIL, pour tes sourires si communicatifs et le goniobidulophotomètre, Ay-mar QUARRÉ DE BOIRY, pour l'expédition de la table basse et les discussions à bâtons rompus, Thomas BARRÈS, pour la musculation « intensive » à Amazonia, les courses à pied et la fameuse BMW, Jean-Thomas FONNÉ, le second maître pâtissier et ses fabuleux bredeles de Noël, Blandine BOLTEAU, la maître des clés le jour du pot de thèse. Enfin, merci à Maroua MAAROUFI pour son travail sur cette thèse, il fut agréable de t'encadrer durant ces quelques mois.

J'ai le plaisir désormais d'intégrer le groupe de modélisation des procédés industriels de Saint-Gobain Recherche. Merci à mes futurs collègues pour leur agréable accueil.

Je tiens également à remercier mes amis venant de tous horizons, votre amitié m'aura été vraiment précieuse ces trois années. L'escapade à Amsterdam, les soirées, les parties de foot, les concerts, les joies simples de simplement vous retrouver auront été autant de moments indispensables à la réussite de cette thèse.

Merci à mes parents et à mes frères et soeurs, leur présence réconfortante et bienveillante a été tellement importante. Merci également pour le délicieux pot de thèse

made in Deux-Sèvres.

Enfin, merci à toi, Marie, de ta bienveillance et de ta patience à mon égard, t'avoir eu à mes côtés pendant ces trois années m'a été d'un grand secours. Je suis fier et honoré d'être devenu ton mari. Cette thèse comme de nombreux moments heureux de ma vie te doivent beaucoup.

Table des matières

Remerciements	iii
1 Introduction	1
1.1 Les milieux granulaires en transformation	1
1.1.1 Généralités sur les milieux granulaires	2
1.1.2 Propriétés structurelles	4
1.1.3 Motivations industrielles	8
1.2 De la réactivité au sein du milieu	11
1.2.1 Couplage dynamique	11
1.2.2 Évolutions structurelles	13
1.3 Réorganisations dynamiques et structurelles	14
1.3.1 Comportements à l’approche de la transition	15
1.3.2 Perturbations à l’échelle de l’empilement	16
1.3.3 Perturbations localisées	18
1.3.4 Traitement statistique des réarrangements	25
1.4 Problématique de la thèse	27
2 Méthodes et protocoles	31
2.1 Méthodes expérimentales	32
2.1.1 Matériaux	32
2.1.2 Dispositifs expérimentaux	34
2.1.3 Méthodes de traitement et d’exploitations des images	38
2.2 Méthodes numériques	47
2.2.1 Méthodes d’éléments discrets	47
2.2.2 Dynamique des contacts	49
2.2.3 Protocole numérique	51
3 Réarrangements autour d’un intrus unique	55
3.1 Observations phénoménologiques	55
3.2 Réarrangements moyens aux temps longs	58
3.2.1 Déplacements aux temps longs	58
3.2.2 Thématique du mélange	60
3.3 Des avalanches aux temps courts	62
3.3.1 Taille des avalanches	63
3.3.2 Étendue spatiale	64

3.3.3	Analyse temporelle	65
3.4	Variations de densités aux temps courts	68
3.4.1	Méthode de mesure	68
3.4.2	Analyse spatiale des variations de densités locales	69
3.4.3	Analyse statistique des variations de densités locales	70
3.4.4	Un unique mécanisme de réarrangement	75
3.5	Effets des tailles des intrus	78
3.5.1	Déplacements aux temps longs	78
3.5.2	Réarrangements aux temps courts	81
3.5.3	Formation et déstabilisation d'arches	83
3.5.4	Évolution dynamique de la taille : cas des glaçons	87
3.6	Conclusions partielles	90
4	Réarrangements autour de deux intrus	91
4.1	Ajout d'un second objet en évolution	91
4.1.1	Importance des échelles de longueur	91
4.1.2	Modifications expérimentales	92
4.2	Réponses moyennes aux temps longs	93
4.2.1	Liens avec le <i>block caving</i>	93
4.2.2	Analogie avec les silos à plusieurs ouvertures	94
4.2.3	Émergence d'effets coopératifs	97
4.2.4	Analyse des déplacements relatifs	99
4.3	Réarrangements aux temps courts	100
4.3.1	Choix des disques analysés	100
4.3.2	Distributions de tailles des avalanches	102
4.3.3	Analyse temporelle des avalanches	103
4.3.4	Longueur caractéristique de coopération	104
4.4	Décalage vertical entre les sites réactifs	110
4.5	Conclusions partielles	113
5	Conclusions	115
5.1	Conclusion générale	115
5.2	Perspectives	117
5.2.1	Distribution spatiale des forces	117
5.2.2	Vers un milieu entièrement réactif	119
	Bibliographie	123

Chapitre 1

Introduction

Traditionnellement, les matériaux granulaires en transformation font partie de deux domaines séparés : d'une part l'étude du comportement des milieux granulaires secs et d'autre part le génie des procédés. Ce premier domaine a reçu une grande attention lors des vingt dernières années, et notamment leurs comportements en référence aux différents états de la matière et les transitions entre ceux-ci. Le deuxième domaine quant à lui est relié à des thématiques plus appliquées comme l'étude des poudres réactives dans les procédés de frittage par exemple. Cet état de l'art s'attache donc à introduire quelques clés dans l'étude de ces matériaux si particulier.

Dans un premier temps, nous introduirons les matériaux granulaires en général en nous focalisant particulièrement sur leurs propriétés structurelles avant d'aborder les motivations industrielles de cette étude. Ensuite, nous recentrons l'exposé sur l'apport de réactivité au sein du milieu granulaire et sur les conséquences dynamiques et structurelles qui en découlent. Puis, nous présenterons les réorganisations induites au sein des milieux granulaires en réponse à diverses sollicitations à l'échelle du milieu ou plus localisées. Enfin, nous finirons par les problématiques posées dans cette thèse de doctorat.

1.1 Les milieux granulaires en transformation

Dans le monde industriel, les matériaux granulaires occupent une place centrale. En effet, on estime que 50% des produits vendus sur la planète concerne des milieux sous forme de grains, soit dans leur élaboration, soit dans leur forme finale [1]. De plus, ils sont d'un grand intérêt sociétal puisqu'ils se retrouvent dans notre vie de tous les jours via des procédés industriels (figure 1.1 (a)) ou même dans des phénomènes géophysiques (figure 1.1 (c)). Ils sont notamment la matière première de bons nombres de produits finaux comme le béton, le verre de vitrage ou même les céramiques. Toutes ces applications nécessitent de modifier et de transformer le matériau granulaire en lui appliquant des contraintes mécaniques ou en induisant des réactions physico-chimiques de ses constituants. Dans cette partie, nous introduisons une définition assez générale des matériaux granulaires, pour ensuite détailler quelques unes de leurs propriétés structurelles avant d'élargir le propos à l'utilisation industrielle de matériaux granulaires réactifs.



Fig. 1.1 (a) Pop-corn dans un bol. (b) Billes de verre. (c) Dunes de sable dans le désert de Namibie.

1.1.1 Généralités sur les milieux granulaires

Les milieux granulaires, dont quelques exemples sont illustrés sur la figure 1.1, sont selon leur description la plus commune des milieux dispersés composés de particules non browniennes d'au moins $100 \mu\text{m}$. Cette limite supérieure de taille les distingue d'une part des poudres ($> 1 \text{ nm}$ et $< 100 \mu\text{m}$) dans lesquelles les interactions de Van der Waals et les forces capillaires jouent des rôles non négligeables et d'autre part du monde des colloïdes ($> 1 \text{ nm}$ et $< 1 \mu\text{m}$) où l'agitation thermique doit être prise en compte. Étant de tailles suffisamment importantes, les constituants de ces milieux (appelés plus communément des grains) interagissent mécaniquement via des forces frictionnelles. Lorsque l'effet du fluide environnant est considéré comme négligeable (c'est le cas de grosses particules dans de l'air), on considère le milieu granulaire comme étant sec. L'introduction d'un fluide dans le milieu, de l'ajout d'une goutte jusqu'à l'immersion complète, induit des effets notables comme l'apparition de forces de cohésion capillaires ou même d'effets hydrodynamiques [2]. Par ailleurs, selon la contrainte appliquée, les grains peuvent être considérés comme indéformables, ce qui sera le cas dans notre étude puisque la pression appliquée sera toujours négligeable devant le module d'Young des grains.

Les forces régissant le comportement d'un grain unique ne sont plus vraiment sujets à débat depuis les travaux précurseurs de Newton et Coulomb [3]. Cependant, malgré de nombreuses avancées dans les vingt dernières années, le comportement d'une assemblée de grains est encore loin d'être pleinement compris. Cette constatation tient en plusieurs raisons :

- tout d'abord, un milieu granulaire réel présente un grand nombre de particules dont l'évolution est très coûteuse à simuler numériquement ; il faut donc recourir à des systèmes plus petits, tout en s'efforçant d'être représentatif, et obtenir des comportements macroscopiques grâce à des modèles continus.
- Malgré de nombreux progrès, il est encore difficile d'accéder expérimentalement à la structure interne d'un matériau granulaire réel en trois dimensions. Ceci est par exemple possible par tomographie par rayon X le permet mais elle se révèle encore trop contraignante notamment pour avoir des évolutions en temps réel [4, 5]. D'autres auteurs ont pu décrire cette structure interne grâce à des méthodes d'imagerie par adaptation d'indices [6, 7]. Il est également possible d'accéder expérimentalement aux forces au sein d'un milieu granulaire en jouant sur la photoélasticité des grains d'un empilement [8–10]. Cette méthode n'est pour le moment implémentée qu'en deux dimensions et pour des grains présentant des



Fig. 1.2 Ces deux photographies témoignent de trois états de la matière granulaire. (a) Photographie d'un dépôt issu d'un écoulement (état fluide) sur la crête d'une des dunes de Kelso en Californie (état solide). (b) Tempête de sable en Somalie (état gazeux).

propriétés spécifiques.

- D'autre part, les milieux granulaires sont des milieux athermiques. En effet, l'agitation thermique y est toujours considérée comme négligeable par rapport aux fluctuations mécaniques. Dans un liquide par exemple, les molécules composant le milieu, sensibles aux fluctuations thermiques, explorent de nombreuses configurations et le milieu dans son ensemble possède un comportement macroscopique moyen prévisible. Les milieux granulaires, en l'absence de contraintes extérieures suffisantes, peuvent rester dans un état d'énergie non optimal car les contraintes géométriques et les fluctuations mécaniques ne leur permettent tout simplement pas d'explorer d'autres configurations. Ainsi, là où un liquide s'étale infiniment sur une table, un milieu granulaire formera un tas dont la configuration ne correspond pas à un état de plus basse énergie potentielle.
- De plus, les interactions agissant entre les grains peuvent être complexes et non linéaires comme la friction solide, l'inélasticité lors des chocs ou bien les interactions hydrodynamiques en présence d'un fluide. A titre d'exemple, les interactions de contact dans les milieux granulaires sont traitées de deux façons possibles dans les simulations discrètes, soit par la dynamique moléculaire [11] ou soit par la dynamique des contacts [12]. Ces contacts peuvent être en plus fortement dissipatifs ce qui complique d'autant plus le passage du microscopique au macroscopique.
- Enfin, ces milieux granulaires existent sous trois états possibles selon les sollicitations qu'on leur applique [13] : un état solide dense et statique (figure 1.2 (a)), un état liquide dense et mobile [14] (figure 1.2 (a)) et un état gazeux dilué et agité [15] (figure 1.2 (b)). On peut d'ailleurs remarquer sur la figure 1.2 (a) que de tels états peuvent coexister : le sable s'écoule sur une dune statique.

Parmi toutes les caractéristiques qui rendent un milieu granulaire si particulier, la transition entre l'état solide et l'état liquide (la transition de *jamming*) a été largement étudiée grâce à des simulations numériques [16, 17], des approches expérimentales [18–20] ainsi que des considérations théoriques [21–23]. Cette transition s'avère être très similaire à celle observées dans d'autres milieux divisés comme les mousses [24], les émulsions [25], les suspensions colloïdales très concentrées [26] ou même les pâtes [27]. La caractéristique commune de tous ces systèmes est qu'ils présentent des particules

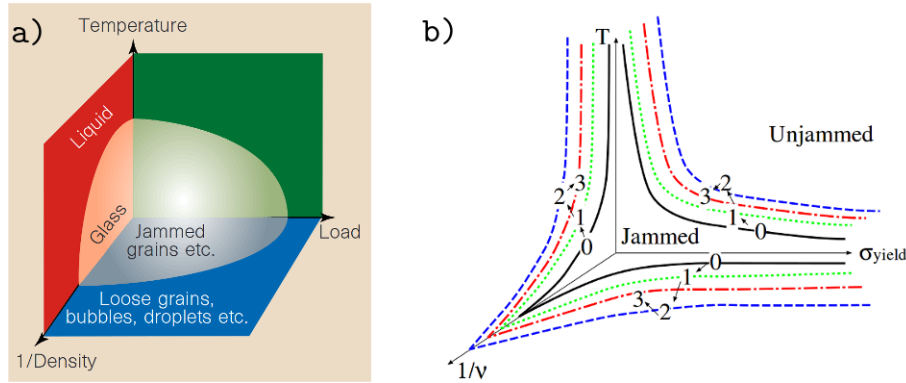


Fig. 1.3 (a) Diagramme de phase unifiant la transition de *jamming* dans les milieux vitreux et les milieux divisés athermiques issu de [22]. (b) Diagramme de phase schématique provenant de [28]. La ligne noire correspond à un milieu granulaire sec, faiblement cohésif (ligne verte en pointillés), avec une proportion liquide importante donc cohésif mais pas de façon optimale (ligne rouge) et fortement cohésif (ligne avec des tirets bleus).

sensibles au confinement géométrique. Et, dès lors que ce dernier est prépondérant sur les sollicitations extérieures, le système peut atteindre un état analogue à un état solide appelé en anglais *jammed state*. Le comportement dynamique de ces milieux à l'approche de cette transition s'est révélé être très proche des transitions vitreuses comme nous le verrons dans la partie 1.3.1. De ce fait, certains auteurs ont suggéré une unification de tous ces domaines dans un même diagramme de phase [22] illustré sur la figure 1.3 (a) avec pour paramètres la température (négligeable dans les milieux granulaires classiques), la densité des éléments dispersés et les sollicitations mécaniques. Ainsi les milieux granulaires n'atteignent des états stables mécaniquement que pour des conditions bien précises en lien avec des propriétés structurelles étonnantes.

1.1.2 Propriétés structurelles

Condition de stabilité mécanique

Comme évoqué précédemment, la densité du milieu et les sollicitations appliquées au milieu sont des paramètres clés qui régissent en partie les conditions de stabilité mécanique des empilements granulaires. Usuellement, la densité est définie comme le volume occupé par les grains divisé par le volume total occupé par le milieu granulaire, elle peut être définie à l'échelle du système ou à celle du grain comme nous le verrons dans cette étude. Elle s'avère être un paramètre essentiel pour caractériser les états stables d'un milieu granulaire (figure 1.4 (a)). Cependant, un autre paramètre entre en compte dans cette transition de *jamming* : la friction. En effet, de nouveaux états mécaniquement stables peuvent être atteints à de plus basses densités dans des milieux frictionnels [19] (figure 1.4 (b)).

En l'absence d'interactions frictionnelles et en l'absence de sollicitations, il a été montré qu'il n'existait pas d'états stables mécaniquement en-dessous d'une certaine densité ϕ_J [17]. La valeur de cette densité critique ϕ_J s'avère être dans ce cas la valeur

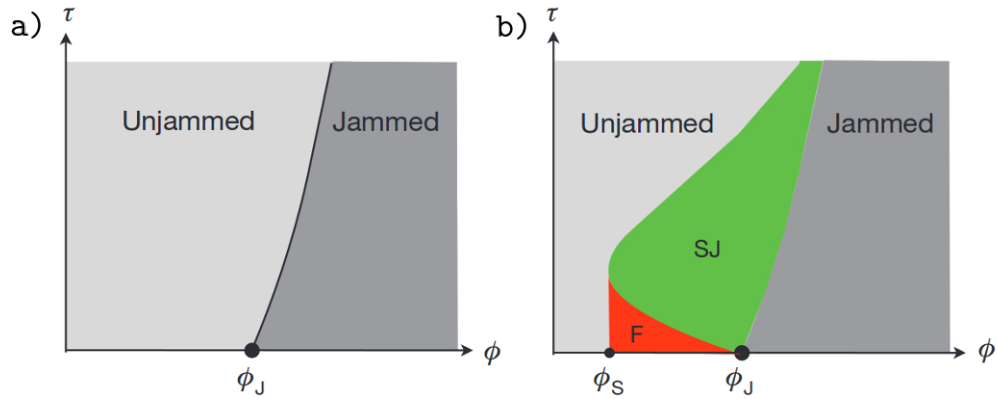


Fig. 1.4 (a) Diagramme de phase selon [22] pour le cas idéal non frictionnel. La ligne séparant les deux domaines fait office de contrainte seuil. (b) Diagramme de phase plus général qui s'applique aux cas frictionnels avec l'apparition des états fragiles (F) et de coincement par cisaillement (SJ). Cette image est extraite de [19].

de la densité d'un empilement aléatoire usuellement appelé « random close packing » qui est d'environ 0,64 en 3D et de 0,82 en 2D dans des milieux monodisperses [29]. Il est possible de relier cette observation à une condition d'isostaticité via le nombre moyen de contacts par grain, Z . En effet, si l'empilement non frictionnel est à équilibre, cette condition stipule qu'il y a moins d'équations que d'inconnues. Ainsi Z vaut au moins $2d$, où d est la dimension du système considéré. On peut d'ailleurs noter que la densité maximale que peut atteindre un empilement monodisperse idéal est de 0,74 en 3D [64] et de 0,91 en 2D en considérant des empilements ordonnés de grains. L'ajout de polydispersité au système peut d'ailleurs permettre d'atteindre des fractions solides et un nombre de contacts moyen plus grand puisque les petites particules peuvent combler les vides provenant des grosses.

Dans notre cas, les grains sont frictionnels ce qui ajoute un degré supérieur de complexité à cette transition entre les états stables et les états instables comme on peut le voir sur la figure 1.4 (b). D'une part, le critère d'isostaticité prédit un nombre critique de contacts par grains moyen de $Z = d + 1$ plus faible que dans le cas sans friction. On obtient donc des empilements stables à des fractions volumiques d'autant plus faibles que la friction est importante jusqu'à la densité inférieure limite des empilements frictionnels stables mécaniquement dont la valeur se rapproche de 0,55 en 3D [30, 31]. Plus généralement, entre deux densités critiques ϕ_S et ϕ_J , ils existent une gamme de systèmes frictionnels stables mécaniquement :

- des états fragiles (au sens de [21]) pour lesquelles de toutes petites contraintes mécaniques peuvent faire s'écouler le milieu ;
- des états stables mécaniquement atteints après avoir déformé par cisaillement le milieu.

Des simulations numériques ont trouvé une fraction solide critique ϕ_J d'environ 0,83 pour un milieu monodisperse avec un coefficient de friction de l'ordre de 0,1 comme dans notre étude [30]. Une étude expérimentale sur des milieux faiblement bidisperses avec des coefficients de friction de 0,85 mesure une fraction solide critique ϕ égale à

0,84 [32].

Les discussions précédentes traitaient d'empilements secs c'est-à-dire pour lesquels le fluide interstitiel, généralement de l'air, joue un rôle négligeable. Cependant l'ajout d'un liquide peut conférer au milieu granulaire des propriétés mécaniques remarquables. Selon la teneur apportée, des ponts capillaires peuvent se former entre les grains et générer des effets cohésifs importants [2, 28] au sein de la structure. Il est alors possible d'atteindre des configurations très lâches ($\phi < 0,4$ dans [33]) et pourtant stables. De larges porosités locales apparaissent alors au sein de l'empilement sous l'effet de la cohésion capillaire et en absence de compaction. La densité critique de stabilité est donc bien moindre dans ce type de systèmes que pour les milieux granulaires secs comme cela a été montré avec des poudres cohésives [34]. De plus, la contrainte seuil pour mettre en écoulement augmente avec la cohésion apportée au système. On s'attend donc à avoir, comme cela est représenté sur le schéma 1.3 (b) issu de [28], une expansion du diagramme de phase en fonction de la cohésion apportée au système.

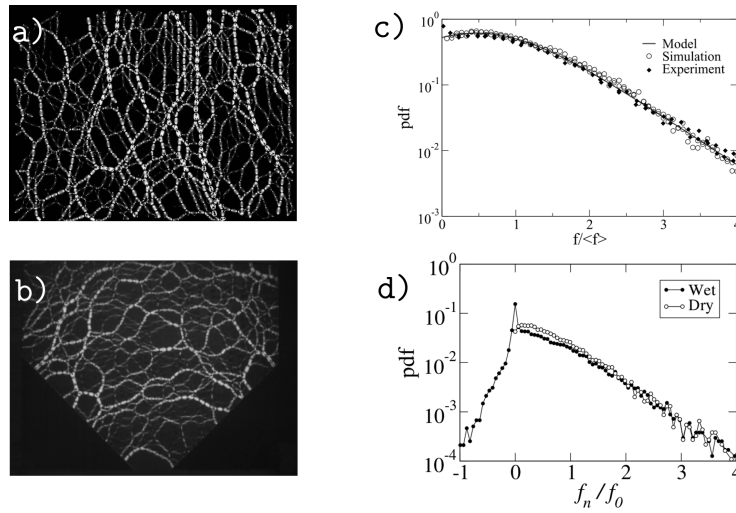


Fig. 1.5 (a) Image d'un empilement cisailé de grains photo-élastiques où les niveaux de gris les plus clairs correspondent aux intensités des forces de contact les plus fortes [35]. (b) Image de grains photo-élastiques coincés dans un silo [36]. (c) Fonction de densité de probabilité des forces normales de contact normalisées par la force moyenne dans des empilements granulaires statiques [37]. Les trois histogrammes proviennent de simulations numériques, d'expériences [38] et d'un modèle [37]. (d) Distribution des forces normales de contact dans des milieux granulaires confinés humides et secs normalisées par la plus forte force capillaire f_0 , d'après des simulations [39].

Un réseau inhomogène de forces

La distribution des forces dans un matériau granulaire est un autre paramètre de son identité structurelle qui s'avère très important dans la compréhension de la réponse du milieu à des sollicitations diverses. En effet, considérons un empilement granulaire sous gravité dans lequel un grain peut être aléatoirement retiré; dès lors deux cas situations peuvent se produire :

- soit de très faibles forces s'exerçaient sur ce grain et le retirer n'induirait que de faibles redistributions de contraintes et donc des réorganisations mineures ;
- soit, au contraire, ce grain était fortement contraint, la redistribution des forces sera plus intense et sa suppression induira des réorganisations majeures de l'empilement.

De ce fait, la microstructure (la densité du milieu) et la distribution des forces (dépendante de la friction entre les grains) jouent des rôles prépondérants dans les processus de réorganisations.

Les lois de la mécanique ne permettent pas, à partir d'une configuration spatiale des grains, de déterminer toutes les forces en présence qui dépendent notamment de l'histoire du système. Il reste donc nécessaire de les mesurer expérimentalement. L'observation directe du réseau de forces au sein des matériaux granulaires n'a pu être possible que par l'utilisation de la photo-élasticité [10, 40, 41] ou par l'analyse de la déformation des contacts dans le cas des émulsions [42]. Par la diversité des configurations géométriques, la distribution des forces de contact s'avère très inhomogène spatialement. Ce constat est d'ailleurs exacerbé dans les milieux plus frictionnels puisque cela réduit en général le nombre de contacts moyen par grain comme nous l'avons vu précédemment. En pratique, le réseau des plus fortes forces de contact s'alignent préférentiellement sous formes de chaînes linéaires comme illustré sur la figure 1.5 (a)–(b). Cette observation est d'ailleurs robuste non seulement pour des grains de formes et de tailles largement distribuées mais aussi pour des milieux à deux et trois dimensions. Dans certaines configurations géométriques, il est même possible de voir ces chaînes de forces former des arches comme sur la figure 1.5 (b).

La distribution en amplitudes des forces de contact dans un empilement statique a d'abord été mesurée grâce à du papier carbone [38] puis grâce à des simulations numériques [43–45]. Ces études s'accordent, comme on peut le voir sur la figure 1.5 (c), sur une fonction de densité de probabilité uniforme des forces de contact faibles ($f < \langle f \rangle$) et exponentiellement décroissante pour les forces de contact fortes ($f > \langle f \rangle$). Cette distinction dans la population des forces de contact entre le réseau fort et le réseau faible n'est pas uniquement qualitative mais aussi quantitative. Par exemple, sous une contrainte de cisaillement ou de compression, le réseau fort contribue à la résistance mécanique du milieu en percolant sur toute son étendue [46] tandis que les contributions plus faibles le soutiennent [43]. Alors que la forme de la distribution exponentielle du réseau fort est très robuste à toute sorte de sollicitation, celle du réseau faible est sensible à l'histoire de la déformation [16, 47], à l'application d'une contrainte de cisaillement [48], à des grains présentant des formes différentes [49] ou même à des degrés de polydispersité supérieurs [50]. Dans tous ces cas, la distribution des forces est strictement décroissante et le maximum au niveau des contributions faibles disparaît. Dans notre cas d'étude, le milieu granulaire utilisée est principalement soumis à la gravité avec une sollicitation de cisaillement très locale, on s'attend donc à avoir une distribution des forces plutôt « classique » avec un pic pour les contributions faibles.

L'inhomogénéité du réseau de forces n'est pas remise en cause dans le cas des matériaux granulaires humides. La principale différence reste néanmoins dans l'apparition de forces de tension ($f_n < 0$) qui contrebalancent les forces de cohésion ($f_n > 0$) induites par le liquide via la formation de ponts capillaires. La distribution des forces de contact, pour un empilement humide statique reportée sur la figure 1.5 (d), montre

ainsi une décroissance exponentielle des forces de tension depuis une force de contact nulle vers le maximum des forces capillaires f_0 . Les forces normales positives ont, quant à elle, des distributions similaires à celles décrites précédemment avec notamment une borne supérieure reliée du confinement appliqué [39] et la même dépendance à l'application d'une contrainte de cisaillement [51]. Dans cette dernière étude, l'augmentation du taux de cisaillement s'accompagne notamment de l'augmentation de l'occurrence des forces de rappel capillaires au sein du milieu.

En présence ou non de liquide, le réseau de forces dans un milieu granulaire est très inhomogène spatialement, ainsi la transformation de deux grains voisins peut avoir des conséquences très différentes. Par ailleurs, la redistribution des contraintes sous forme de longues chaînes de forces laisse supposer que des perturbations locales peuvent induire des effets à longues distances.

1.1.3 Motivations industrielles

En plus des comportements généraux présentés dans les deux parties précédentes, les milieux granulaires réactifs présentent un degré de complexité supplémentaire du fait de la réactivité des constituants de l'empilement. Leurs utilisations sont très fréquentes dans des applications industrielles où les grains formant la matière première sont transformés en un produit fini homogène possédant une taille de plusieurs ordres de grandeurs supérieure aux particules initiales. Les transformations que subissent les grains au cours des procédés peuvent être (du plus simple au plus évolué) des changements de volumes dus aux coefficients de dilatation thermique, des changements de phase ou bien des réactions chimiques qui modifient la nature et les propriétés des grains. Nous présentons dans cette partie deux applications industrielles mettant en jeu des matériaux granulaires réactifs dont l'élaboration du verre qui a principalement motivé ce travail.

Procédés de frittage

Parmi tous les procédés de frittage existants, le frittage sec est le plus simple à introduire. Dans celui-ci, des particules individuelles (principalement des poudres), confinées ou non, subissent un traitement thermique jusqu'à l'obtention d'un matériau consolidé poreux. En pratique, sous l'effet du traitement thermique, les grains individuels se soudent entre eux ce qui apporte une cohésion à l'empilement initialement lâche. Cette fusion n'est que superficielle et on estime en pratique que la densité de l'empilement initial est la même que celle du produit consolidé final. De ce fait, la compaction des poudres a été largement étudiée et de nombreuses lois empiriques déterminant le degré de compaction en fonction de la pression appliquée ont vu le jour [53, 54]. Dans d'autres procédés de frittages dits par phase liquide [52], on applique un traitement thermique à une poudre mixte composée de grains voués à fondre complètement et de grains formant le squelette solide du produit final. Les différentes étapes suivies tout au long du procédé sont représentées sur le schéma de la figure 1.6. La première étape est très similaire au procédé de frittage solide décrit précédemment avec la formation de liaisons solides entre les particules. Une phase liquide apparaît ensuite et induit, selon les conditions de mouillabilité, des effets cohésifs et donc une plus forte compaction au milieu. Cette étape s'accompagne néanmoins de l'emprisonnement de

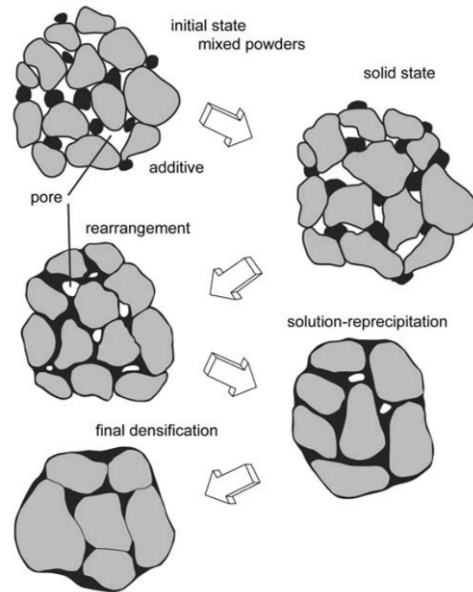


Fig. 1.6 Schéma de l'évolution de la microstructure granulaire lors d'un procédé de frittage en phase liquide extrait de [52].

poches d'air dans le réseau granulaire. Celles-ci diminuent ensuite par des phénomènes thermodynamiques de dissolution/précipitation. On obtient finalement un réseau solide très dense et très résistant mécaniquement dans lesquels les plus gros grains sont liés dans une matrice constituée de la fonte des plus petits grains. On peut citer ici quelques études qui ont contribué à la description qualitative de l'évolution de ces milieux grâce à la microtomographie in-situ [55–57] ou avec des moyens d'imagerie plus classiques [58].

Élaboration du verre et intérêt industriel

Ce doctorat s'inscrit en premier lieu dans les activités verrières du groupe Saint-Gobain. La compréhension des premières étapes d'élaboration du verre présentée dans la suite a été la principale inspiration à l'initiation de ce travail.

Au contraire du frittage, lors de l'élaboration du verre et pour des raisons optiques évidentes, il n'est plus question de conserver des grains encore solides dans le produit fini : l'ensemble du milieu granulaire qui forme la matière première doit se transformer jusqu'à l'obtention d'un verre homogène. Dans ce procédé, la matière première, appelée mélange vitrifiable, est composé de sable (à environ 73 % en masse) et d'oxydes. Ces derniers permettent notamment d'abaisser la température de fusion de la silice (principal constituant du sable) ou encore de colorer le verre. D'abord légèrement mouillé pour réduire les effets de ségrégation lors du convoyage, le mélange vitrifiable est ensuite introduit en continu dans le four verrier fonctionnant à des températures d'environ 1500°C. Un talus dit d'injection se forme alors à la surface du verre déjà fondu, celui-ci se dissout et s'effondre ensuite progressivement (figure 1.7 (a)). Le mélange vitrifiable initialement solide subit donc d'intenses transformations physico-chimiques

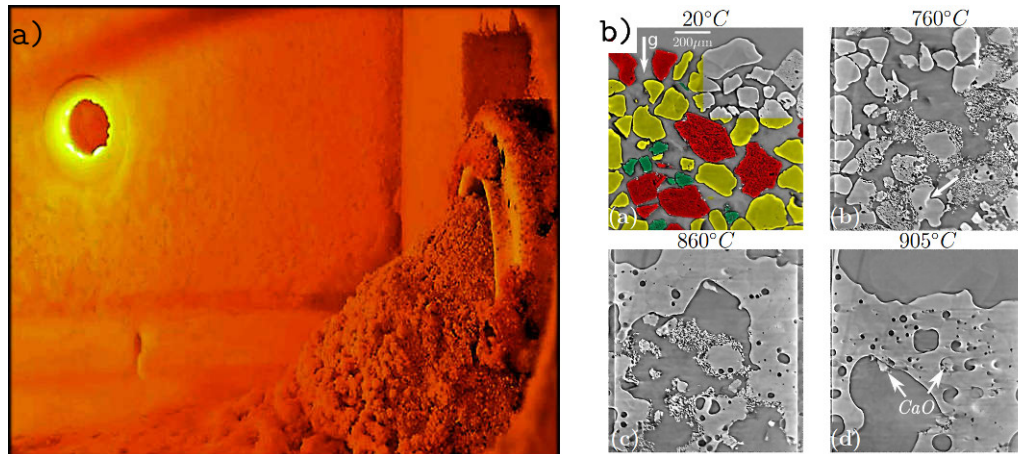


Fig. 1.7 (a) Photographie prise du talus d'injection au sein d'un four verrier expérimental. Crédit : B. Baret et G. Pfingstag. Le mélange vitrifiable évolue de la droite vers la gauche sur la photographie. (b) Coupes issues d'imageries par tomographie X d'un mélange vitrifiable à plusieurs instants et à plusieurs températures. Les flèches blanches indiquent des ponts capillaires (760° C) et des grains résiduels (905° C).

jusqu'à atteindre son état liquide et continu.

Grâce à l'utilisation de la microtomographie in-situ [59], l'évolution de la structure granulaire peut être suivie en temps réel au cours de la transformation comme on peut le voir sur la figure 1.7 (b). Ces quatre coupes proviennent du volume reconstruit à différents instants et à différentes températures. À température ambiante (20 °C), le milieu vitrifiable est un matériau granulaire constitué de grains de natures physico-chimiques variées : les grains de sable sont représentés en jaune, ceux de carbonate de sodium en rouge et ceux de carbonate de calcium en vert. Dès 705 °C, les grains de carbonate de sodium se fragmentent et réagissent avec les grains de sable pour former des silicates cristallins poreux. On peut également observer la formation de quelques ponts capillaires (identifiables grâce aux flèches blanches). Il est important de noter que les grains de natures différentes réagissent au contact. De plus, il n'est déjà plus possible d'identifier les grains de la première image : la microstructure granulaire se déstabilise et donc se réorganise. À 860 °C, les changements de phase sont bien entamés et la phase liquide a une proportion significative. Enfin, à 905 °C, le milieu n'est clairement plus granulaire : il s'est complètement changé en un liquide visqueux dont l'homogénéité reste limitée par l'apparition de bulles et d'inclusions encore solides.

Cet exemple montre la complexité d'un matériau granulaire dans lequel de la réactivité est impliquée. En effet, les transformations physico-chimiques impactent clairement la microstructure granulaire qui elle-même rétroagit sur les réactions possibles via l'apparition de nouveaux contacts entre les grains. La compréhension de ce couplage permettrait de mieux caractériser et contrôler les mécanismes primaires de l'élaboration du verre. En pratique, les compositions des mélanges vitrifiables, pour la plupart issues de considérations empiriques, permettent d'obtenir en moyenne des compositions verrières finales a priori maîtrisées. Pourtant, dans ce type de systèmes, la nature particulaire est un paramètre fondamental : l'organisation des contacts entre les grains du

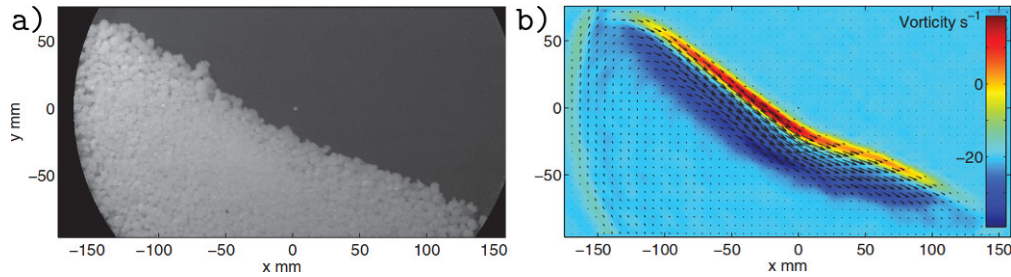


Fig. 1.8 (a) Prise de vue des billes de glace placées dans le tambour tournant à -4°C d'après [63]. (b) Les flèches noires et l'échelle de couleurs représentent respectivement le champ de déplacement et le champ de vorticité instantané des billes de glace.

mélange vitrifiable peut par exemple limiter les réactions possibles et contrôler la cinétique globale du système. Par exemple, certains auteurs ont mis en évidence que la taille initiale des grains de calcaire avaient une influence critique sur les chemins réactionnels empruntés dans le procédé [60, 61]. Dans cette étude, nous nous intéressons à l'effet complémentaire à savoir comment des transformations localisées des grains modifient la microstructure granulaire au travers de l'étude des réarrangements. La compréhension de ces réorganisations permettrait de prédire la modification des contacts entre les grains et donc les chemins réactionnels suivis par le mélange vitrifiable. À terme il serait alors possible d'optimiser les quantités de matières premières pour ne garder que les grains efficaces et donc réduire les consommations énergétiques.

Après avoir décrit quelques propriétés des milieux granulaires, il est maintenant nécessaire de décrire comment influe la réactivité au sein d'un milieu granulaire au travers de quelques rares exemples plus éloignées d'applications industrielles.

1.2 De la réactivité au sein du milieu

Il n'existe que peu de systèmes expérimentaux dans la littérature qui traitent des matériaux granulaires réactifs via une approche plus fondamentale. Ceci tient en deux raisons majeures. La première vient des raisons de moyens évoquées dans la partie 1.1.1 : il est encore contraignant de sonder la structure interne d'un milieu granulaire en temps réel. La deuxième raison est qu'il est difficile de pouvoir contrôler indépendamment les propriétés des grains pour découpler les phénomènes multiples survenant dans les procédés industriels. On peut quand même citer ici quelques matériaux à base de gels qui subissent des variations de volumes importantes simplement en contrôlant la température ou la salinité [62]. Au travers de plusieurs études plus fondamentales, nous mettons en avant dans cette partie quelques couplages dynamiques et évolutions structurelles particuliers à ces types de matériaux.

1.2.1 Couplage dynamique

Alors que les sollicitations extérieures peuvent permettre au milieu granulaire de s'écouler, la nature et l'évolution des grains dans l'empilement le constituant peuvent rétroagir sur sa rhéologie. Par exemple, dans la partie 1.1.2, nous avons pu voir que

l'apport d'un liquide à un milieu granulaire, par la fonte de certains grains par exemple, induit des effets cohésifs via des ponts capillaires qui modifient sensiblement les propriétés d'écoulement. D'autre part, sous certaines sollicitations et avec certains matériaux, les dissipations frictionnelles et collisionnelles induites par l'écoulement peuvent également permettre de faire fondre les grains. Ce couplage dynamique est notamment observable par la fonte de billes de glace au sein d'un tambour tournant [63] (figure 1.8 (a)–(b)) ou de grains solides en cisaillement soumis à des confinements très importants pour des applications géophysiques [64]. Ces deux cas d'études sont discutés dans la suite.

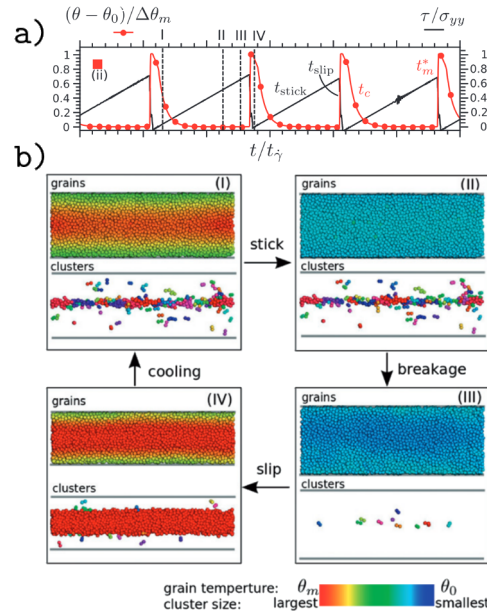


Fig. 1.9 (a) Évolution temporelle de la température moyenne (ligne et points rouges) et de la contrainte de cisaillement (ligne noire) au sein de la faille. (b) Étapes suivies par la dynamique de la faille lors de fontes cycliques illustrées dans (a). La figure supérieure montre les grains colorés par leurs températures et la figure inférieure montre les clusters de grains formés par la fonte. Figures provenant de [64].

Alors que la rhéologie des grains secs dans un tambour tournant est bien décrite dans la littérature [65], la fonte de billes induit des effets cohésifs et lubrifiants qui modifient les propriétés de l'écoulement avec deux conséquences majeures : d'une part, les particules peuvent s'agglomérer sous l'effet des forces capillaires et d'autre part des films liquides de lubrification se créent et diminuent la friction entre les particules [66]. L'écoulement des grains s'accélère alors du fait de la réduction des forces frictionnelles ce qui augmente en l'occurrence les collisions et donc exacerbe la fonte des particules. Ainsi la transformation des constituants du milieu granulaire rétroagit sur l'évolution dynamique et ainsi de suite. Ce couplage a été mis en évidence par une loi d'échelle reliant les propriétés d'écoulement du milieu granulaire aux propriétés de fonte de ses constituants [63].

Alors que la fonte des constituants du milieu granulaire occasionnent dans le cas précédent une accélération de l'écoulement, d'autres régimes dynamiques peuvent ap-

paraître dans les matériaux géophysiques où le confinement et les transferts thermiques jouent des rôles importants. Ceux-ci sont couramment modélisés par des milieux granulaires cisailés afin de reproduire les principales caractéristiques des failles tectoniques dont les comportements régissent les tremblements de terre [67, 68]. Des simulations numériques couplant les comportements en écoulement des milieux granulaires, les transferts thermiques ainsi que les changements de phase de ses constituants permettent d’aller sonder les principaux comportements et notamment des régimes dynamiques particuliers [64]. Sous certaines conditions, les auteurs observent des événements périodiques couramment appelé *stick-slip* visibles sur la figure 1.9 (a) reliés à la dynamique de fonte et de solidification des grains. Ce couplage est également représenté sur la figure 1.9 (b). À la suite d’un événement de glissement, qui a occasionné par friction la fonte superficielle de quelques grains, le milieu granulaire se refroidit et certains grains se regroupent via la solidification du pont capillaire qui les connectait. Dans une deuxième étape, dite de « collage », la contrainte de cisaillement augmente régulièrement sans affecter la topologie des grains collés jusqu’à une contrainte seuil à laquelle les ponts solides préalablement constitués cèdent. Dès lors, le milieu granulaire se déforme et l’énergie dissipée par friction est telle que la température dépasse la température de fusion des grains. Les grains fusionnent alors superficiellement et ainsi de suite. Cette étude permet une nouvelle fois de distinguer les couplages dynamiques qui se manifestent dans l’évolution de ce type de milieux granulaires. Ces derniers peuvent notamment être accentués dans la mesure où les boucles de recirculations présentes dans les milieux granulaires cisailés exacerbent les transferts de chaleur convectifs et donc les réactions thermiques possibles [68].

Au-delà des aspects dynamiques, la transformation de certains constituants présents au sein du milieu granulaire affecte localement sa microstructure qui subit en retour des modifications au cours du temps.

1.2.2 Évolutions structurelles

Comme nous avons pu le voir dans la partie 1.1.2, l’apport de liquide au sein du milieu granulaire modifie ses conditions de stabilités structurelles. Il est donc possible d’atteindre des valeurs de compaction bien inférieures aux valeurs usuelles observées dans les milieux granulaires secs. Dans le cas des matériaux granulaires réactifs, la fonte des constituants engendrent l’apparition de forces capillaires mais aussi la diminution de la taille des grains. À notre connaissance cet aspect n’est discuté que dans une seule étude dont nous donnons ici une description détaillée [69].

Dans cette étude, un empilement en trois dimensions de glaçons parallélépipédiques est formé dans un récipient cylindrique. Ce milieu granulaire est immergé puis soumis à un confinement verticale supérieur aux forces d’Archimède (figure 1.10 (a)). Les coefficients de friction entre les glaçons sont très faibles, ils n’ont donc que des interactions purement stériques. Leurs formes ne sont pas contrôlées au sein de ce système, néanmoins, on peut citer ici une étude récente qui s’intéresse à l’évolution de la forme des glaçons lors de leur fonte [70]. La fonte des glaçons s’accompagne d’une décroissance monotone du volume total occupé V_{tot} visible sur la courbe rouge de la figure 1.10 (b). Cependant, cette décroissance est marquée par des sauts qui traduisent un comportement intermittent de l’empilement : la fonte des glaçons déstabilise mécaniquement

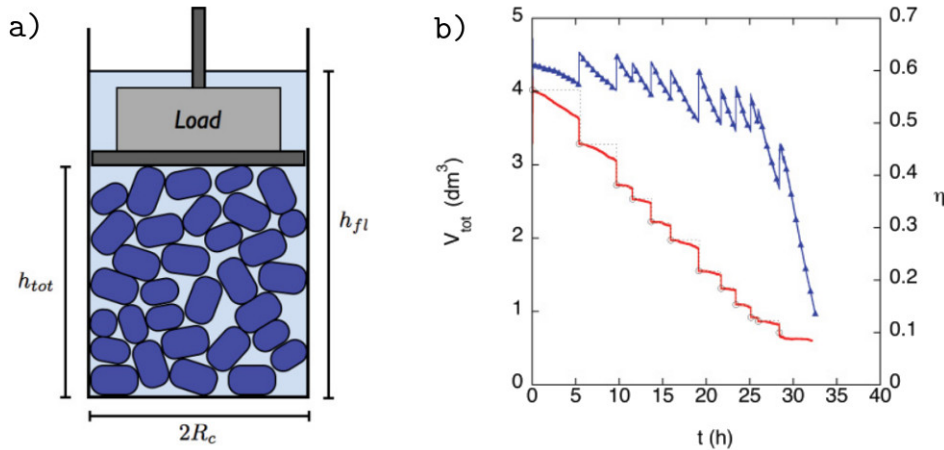


Fig. 1.10 (a) Schéma du dispositif expérimental utilisé dans [69]. (b) Évolution du volume total $V_{tot}(t) = \pi h_{tot}(t) R_c^2$ en rouge et de la densité $\eta(t) = V_{ice}(t)/V_{tot}(t)$ en bleu en fonction du temps pour une expérience avec un confinement de 39 N.

l'empilement qui se réarrange vers une nouvelle configuration mécaniquement stable. Ainsi même si la fonte des glaçons est relativement continue en temps, la réponse du matériau dans son ensemble ne l'est pas. Les amplitudes de ces réorganisations sont d'autant plus importantes que le confinement est important. Les auteurs ont ensuite procédé à une analyse plus poussée des occurrences temporelles de ces grands évènements et de leurs liens avec la structure du milieu. De petits temps d'attente entre deux évènements traduisent la présence d'une structuration faible du milieu au contraire d'un temps d'attente plus long qui s'accompagne d'un évènement de plus grande ampleur. Enfin, la fraction solide diminue au cours du temps comme illustré sur la figure 1.10 (b), : le poids peut donc être supporté par un empilement de moins en moins dense. Des mesures de tomographie mettent d'ailleurs en évidence que les structures porteuses résultantes sont plutôt verticales et le long des parois.

En résumé, la fonte locale des glaçons induit des modifications structurelles de l'empilement entier via des réarrangements macroscopiques qui dépendent de la friction et du confinement au sein du milieu. Par exemple, dans un milieu plus frictionnel, les forces sont distribués de façon plus inhomogène ce qui se traduit par des évènements plus irréguliers. La dynamique des réarrangements est donc fortement liée à l'évolution locale et globale de la structure du milieu granulaire. Notre but étant de comprendre et de caractériser les mécanismes de réarrangements en réponse à l'évolution de certains membres de l'empilement, nous dressons dans la dernière partie de cette section un état de l'art de la réponse d'un milieu granulaire à diverses sollicitations localisées ou non.

1.3 Réorganisations dynamiques et structurelles

Au cours d'un réarrangement, le milieu granulaire passe brièvement d'un état statique ou solide à un état où le mouvement des grains est permis. En bougeant, les grains explorent de nouveaux états jusqu'à atteindre un nouvel état d'équilibre. Il est

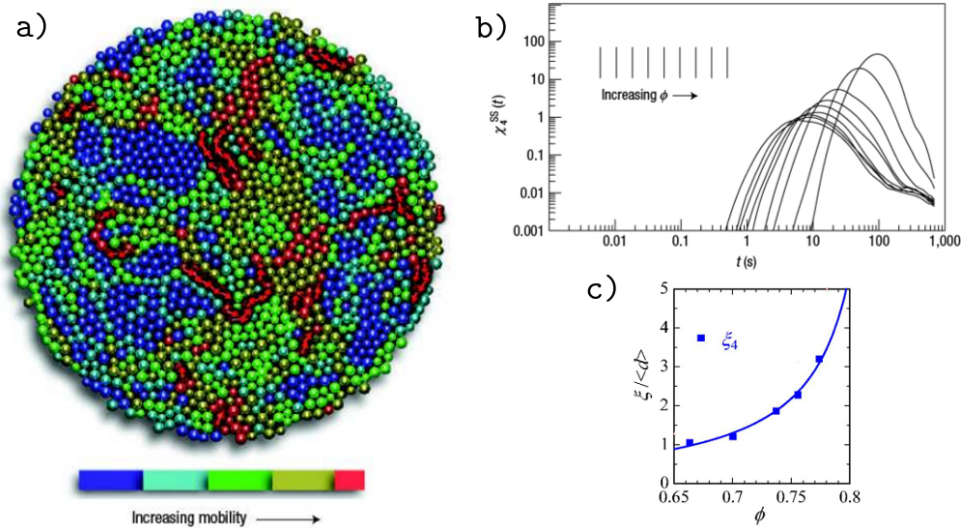


Fig. 1.11 (a) Carte représentant des grains mobiles en rouges et les grains immobiles en bleus à l'approche du coincement, d'après [71]. (b) Susceptibilité dynamique en fonction du décalage en temps pour différentes fractions volumiques dans des milieux granulaires 2D sous sollicitation, d'après [71]. (c) Maximum de susceptibilité dynamique en fonction de la fraction volumique du milieu, d'après [72].

donc nécessaire d'introduire cette transition avant d'entrer dans le détail de quelques études mettant en scène la réponse d'un milieu granulaire à diverses perturbations.

1.3.1 Comportements à l'approche de la transition

À notre connaissance, il n'existe pas encore d'études traitant de la transition de coincement dans les matériaux granulaires humides même si quelques comportements peuvent être intuités comme par exemple sur la figure 1.3 (b). Nous ne parlerons donc dans cette partie que des milieux granulaires secs dont les comportements ont été bien étudiés.

Les interactions frictionnelles font apparaître des états distincts dans les milieux granulaires (figure 1.4), il n'en reste pas moins que l'approche dynamique de la transition se caractérise par des comportements très spécifiques et similaires aux systèmes vitreux. Imaginons qu'un grand nombre d'individus doivent évacuer une pièce ayant une unique porte de secours. Tant que la densité des personnes est faible dans la pièce, l'évacuation sera plutôt efficace et régulière en temps. Par contre, dès que l'on atteint une densité suffisamment importante, des bouchons peuvent se créer (augmentation des échelles de longueur) et l'évacuation prendra plus de temps (augmentation des échelles de temps). Cet exemple est représentatif de l'approche du point de coincement dans les milieux granulaires. On constate tout d'abord un ralentissement de la dynamique. Ceci se traduit sur la figure 1.11 (b) par l'apparition de plus grandes corrélations temporelles des plus grandes hétérogénéités spatiales à des temps plus longs lorsqu'on approche de cette transition. Cette dynamique plus lente s'explique par des dynamiques de relaxation plus longues dues à des effets d'emprisonnement des grains dans leur propre

voisinage [6, 18, 73]. La transition est également marquée par des fortes hétérogénéités dynamiques comme en témoigne les figures 1.11 (a)–(c). En effet, sur la figure 1.11 (a), on voit de fortes hétérogénéités de mobilité au sein du système tandis que sur la figure 1.11 (c), les susceptibilités dynamiques augmentent à proximité de la transition. Une augmentation des échelles de longueur est également remarquable dans un milieu en cisaillement puisque la transition s’accompagne d’une percolation du réseau de forces fort à tout le système.

Finalement, à la transition de coincement, le système se trouve dans son état le plus désordonné car les moyennes locales ne traduisent pas du tout le comportement moyen du système à l’échelle globale [17]. Ces mêmes auteurs ont suggéré d’ailleurs une description physique à l’approche du coincement. En supposant que le milieu est dans état d’écoulement avec une densité inférieure à ϕ_J , la densité critique de *jammings*, les grains peuvent alors se réarranger et perturber localement leur voisinage par des collisions par exemple. Dès lors que l’on se rapproche de la transition de coincement, les particules se rapprochent et donc plus de grains doivent bouger à la fois pour permettre un réarrangement ce qui amène l’échelle de longueur des mouvements coopératifs à augmenter.

Les réorganisations qui apparaissent à la transition solide-liquide dans les milieux granulaires secs laissent donc apparaître des effets dynamiques complexes dépendant de la densité du milieu, du mode de sollicitation appliquée mais aussi des interactions frictionnelles entre les grains. Dans la suite, nous décrivons quelques études expérimentales pertinentes à notre étude qui mettent en jeu ces différents paramètres dans la réorganisation des milieux granulaires.

1.3.2 Perturbations à l’échelle de l’empilement

Modifications structurelles

L’une des façons les plus simples de suivre l’évolution d’un milieu granulaire est de suivre l’évolution de sa densité au cours du temps. Par exemple, en mécanique des sols, les milieux granulaires sont comprimés jusqu’à la fragmentation des ces constituants, l’évolution de la densité de l’empilement est alors majoritairement prédite par des lois empiriques [53]. Par ailleurs, il est commun d’appliquer des tapes à un empilement pour induire une évolution de sa fraction volumique vers plus de compaction. Partant des travaux pionniers d’une équipe de Chicago [77–79], plusieurs équipes ont montré que la compaction d’un milieu granulaire soumis à des tapes verticales est très rapide dans un premier temps puis atteint un régime logarithmique en fonction du nombre de coups [80, 81] jusqu’à atteindre un état stationnaire [74] (figure 1.12 (a)). Cet état final peut atteindre des densités plus importantes en sollicitant le milieu selon plusieurs directions [82] ou plus faibles en faisant subir des cycles thermiques de grandes amplitudes au fluide interstitiel immergeant le milieu granulaire (figure 1.12 (b)). Dans ce dernier cas, la structure de l’empilement est très lâche avec une densité finale de $\phi_\infty = 0,595$, indépendante de la densité initiale et proche de la densité minimale d’un milieu granulaire monodisperse empilé selon un mode de dépôt aléatoire [83]. Dans tous ces cas, le mode de sollicitation appliqué au système ne lui permet alors plus d’atteindre des configurations spatiales plus optimales et le milieu se fige dans un état structurel fixé.

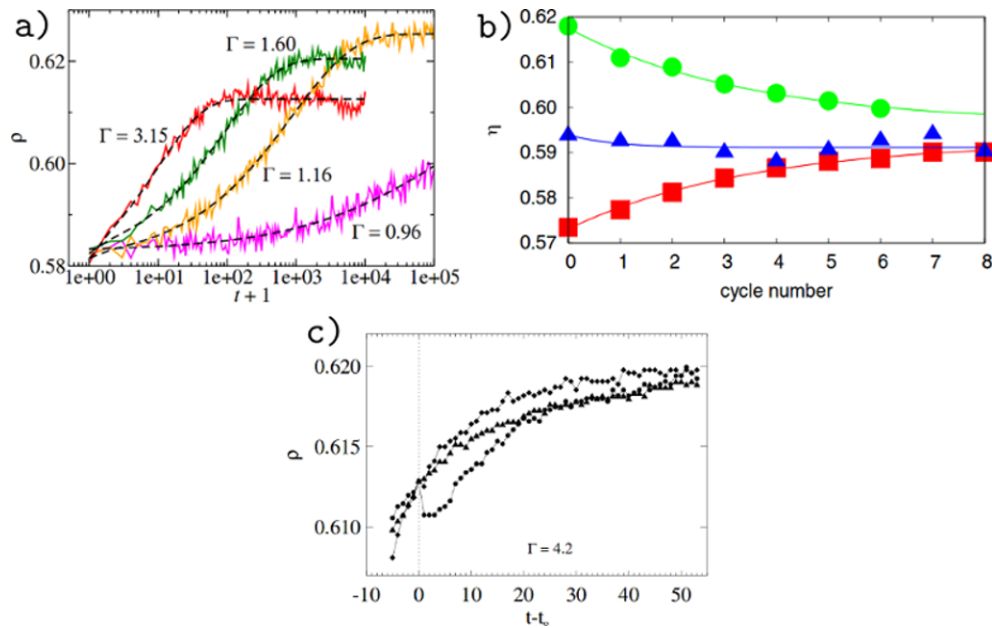


Fig. 1.12 (a) Évolution de la fraction volumique dans un empilement granulaire monodisperse 3D en fonction du temps pour différentes amplitudes de vibrations, d'après [74]. (b) Évolution de la densité de l'empilement en fonction du nombre de cycles thermiques. Les lignes solides correspondent à des ajustements exponentiels (extrait de [75]). (c) Évolutions de la fraction volumique de trois empilements monodisperses 3D placés à la même densité par trois amplitudes différentes jusqu'à $t = t_0$ puis ensuite vibrés à la même amplitude de vibration d'après [76].

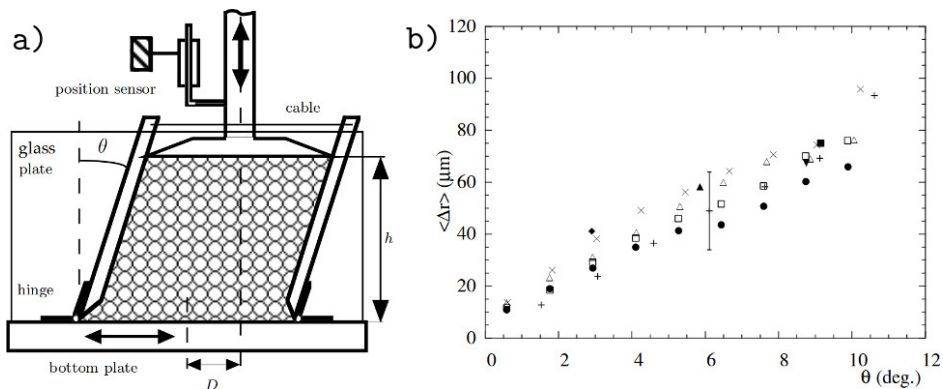


Fig. 1.13 (a) Principe des dispositifs expérimentaux utilisés dans [6, 82], le milieu granulaire est confiné et subi un cisaillement avec des inclinaisons successives de $-\theta$ et $+\theta$. (b) Déplacements moyens des grains de l'empilement en fonction de l'amplitude θ de l'inclinaison appliquée.

La vibration d'un milieu granulaire tend en général à le densifier et donc à le rapprocher de configurations de plus en plus stables, ce qui s'accompagne également d'un ralentissement de sa dynamique. Cette décélération a également été observée dans la réponse structurelle d'un matériau granulaire dense sous cisaillement cyclique [6] et attribuée au piégeage des grains dans leur voisinage [82] (effet de cage). La dynamique rapide initiale est, quant à elle, reliée aux sauts d'une cage à l'autre [84]. La réponse dynamique et macroscopique de l'empilement est donc intimement liée aux mouvements individuels des particules. Grâce au dispositif expérimental de la figure 1.13 (a), des auteurs ont remarqué que l'amplitude moyenne des déplacements microscopiques est reliée à l'amplitude de l'inclinaison macroscopique appliquée au système est visible sur la figure 1.13 (b). Enfin, des effets de mémoire peuvent être observés à proximité de cette transition et donc tout au long de la dynamique d'évolution du système [76]. En effet, placer le milieu granulaire dans un même état de compaction grâce à trois procédures différentes modifie la réponse future du système à une même sollicitation (figure 1.12 (c)) : le milieu granulaire « se souvient » de la manière dont son état a été atteint et sa future évolution en dépend. Ces effets sont eux-aussi caractéristiques de la transition vitreuse.

Augmentation des échelles de mouvements coopératifs

Il est fréquent de traiter les matériaux granulaires comme un milieu continu lorsqu'ils sont comprimés. On définit alors un coefficient de friction interne à l'échelle du matériau qui est lié à un critère de rupture au-delà duquel le milieu subit des déformations plastiques. Cependant, en pratique, la déformation n'est pas subie par l'ensemble du matériau mais se localise dans l'empilement : on parle alors de bandes de cisaillement qui témoignent des mouvements plastiques coopératifs au sein de l'empilement. Cette localisation est caractéristique de l'augmentation des échelles de longueur de coopération à l'approche de la transition de *jamming* comme nous l'avons évoqué dans la partie 1.3.1. L'émergence de ces bandes est alors attribué à la coopération d'évènements plastiques ou de réorganisations locales couplées [85–87]. Grâce à des méthodes de diffusion multiple de la lumière, la microstructure d'un milieu granulaire sous compression bi axiale a pu être observée [88] (figure 1.14 (a)–(b)). L'anisotropie de la déformation aux temps longs est visible dès les premiers instants de l'application de la charge. Les zones en écoulement sont de plus en plus denses au cours du chargement jusqu'à ce qu'elles fusionnent et créent une déformation atteignant la taille du milieu granulaire (figure 1.14 (a)). Les longueurs de coopération des évènements plastiques localisés augmentent alors au cours du chargement comme cela est montré par la longueur ξ sur la figure 1.14 (b).

1.3.3 Perturbations localisées

Effets non locaux

Mettre un milieu granulaire en écoulement nécessite de lui imposer des sollicitations mécaniques suffisantes pour briser le confinement géométrique. En pratique, comme nous avons pu le voir précédemment, le franchissement de ce seuil peut être très localisé mais aussi s'étendre sur des grandes distances.

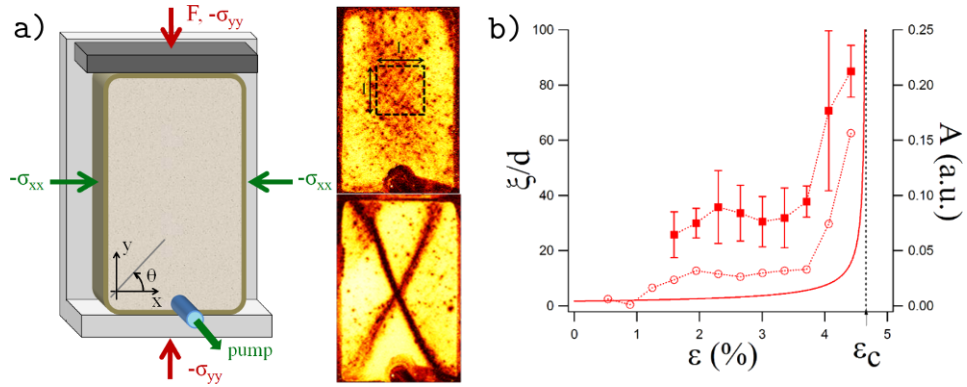


Fig. 1.14 (a) Gauche : Schéma du dispositif expérimental biaxial utilisé dans [88]. Le milieu granulaire est confiné latéralement par une membrane élastique et comprimé verticalement à vitesse constante. Droite : Cartes des corrélations spatiales par des méthodes de diffusion dynamique de la lumière pouvant être assimilés à des cartes de déformations à l'état initial (vignette du haut) et au moment de la rupture (vignette du bas). (b) Longueur de coopération ξ et amplitude de l'anisotropie A en fonction de la déformation du milieu en pourcentage.

L'étude rhéologique des milieux granulaires est effectuée dans des géométries bien contrôlées : des écoulements rapides dans les canaux inclinés ou les tambours tournants et des écoulements plus lents dans les rhéomètres à géométrie de Couette par exemple [14, 65, 93]. Différents travaux ont montré que la rhéologie des écoulements granulaires denses pouvait être décrite par l'introduction d'un nombre inertiel I [93]. Il est d'ailleurs d'usage de considérer que l'écoulement a lieu dès lors que le rapport τ/P des contraintes de cisaillement par les contraintes normales est supérieur à un certain coefficient de friction effectif μ_{eff} . De ce fait, un milieu granulaire ne s'écoule dans un canal incliné de pente θ que dès que ce rapport est supérieur à $\tan \theta = \mu_{eff}$. De la même façon, dans les rhéomètres à géométrie Couette dans lesquels la contrainte de cisaillement évolue en $1/r^2$ [94], on s'attend à avoir, à pression constante, la coexistence d'une zone en écoulement à proximité du cylindre et d'une zone statique en s'en écartant.

Cependant, ce seuil d'écoulement s'avère être réducteur dans certaines configurations où la zone d'écoulement, apparemment restreinte à quelques couches de grains, s'étend en fait à tout le milieu granulaire. Cette constatation est visible sur la figure 1.15 (a)–(c) : il n'y a, a priori, pas de zones simplement statiques dans le milieu granulaire tant que l'on est capable de les observer sur des durées suffisamment longues. En pratique, dans un empilement sur tas, la vitesse des grains décroît exponentiellement selon la profondeur : il existe donc une hauteur caractéristique d'écoulement mais pas d'épaisseur limite comme on peut le voir sur la figure 1.15 (e). Dans un autre exemple, un plateau est mis en rotation au fond d'un empilement, on constate alors que l'écoulement, a priori, localisé à proximité du plateau met en mouvement les grains situés en surface (figure 1.15 (d)). Ce comportement à longue distance et donc non-local, particulier aux milieux divisés, est également observé dans les écoulements d'émulsions [25] ou de mousses [95]. La théorie locale basée sur un seuil d'écoulement ne parvient donc pas à capturer ces effets non locaux. Ainsi des ajustements à cette théorie ont

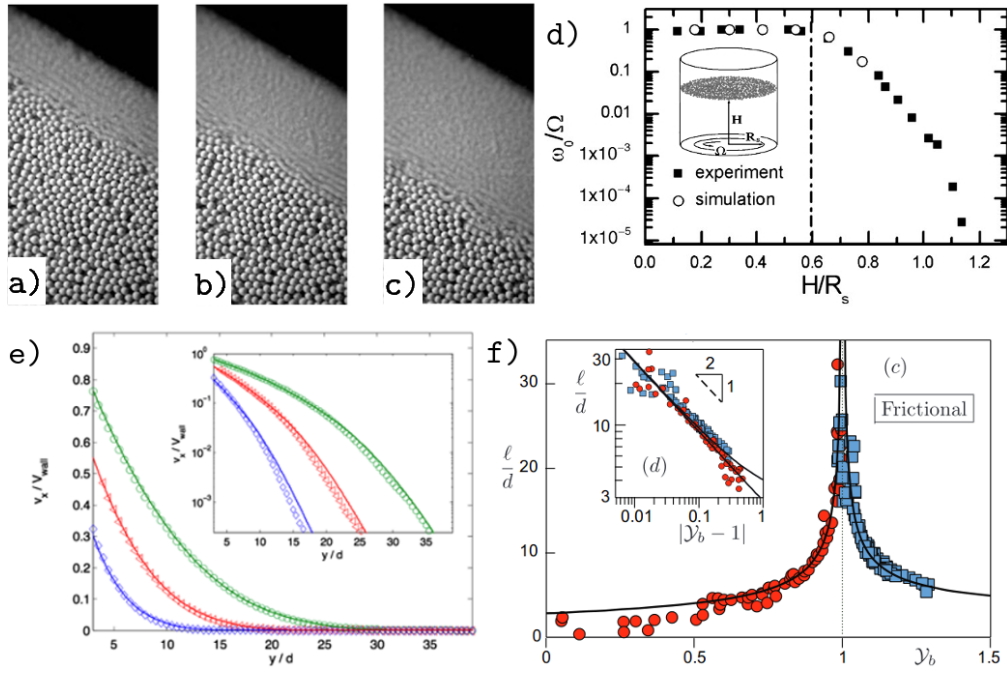


Fig. 1.15 Photographies d'un écoulement stationnaire sur tas statique à des durées d'ouverture de (a) 1 s, (b) 1 mn et (c) 1 h (d'après [89]). (d) Écoulement de surface d'un empilement granulaire soumis à un écoulement rotationnel à sa base en fonction de la hauteur de l'empilement (d'après [90]). (e) Profil de vitesse d'un milieu granulaire au sein d'un matériau granulaire cisailé, les lignes solides correspondent à la théorie de rhéologie non-locale développée dans [91]. (f) Distance de relaxation des profils de vitesse dans une géométrie d'écoulement plane en fonction de l'écart au seuil d'écoulement symbolisé par le paramètre Y_b (d'après [92]).

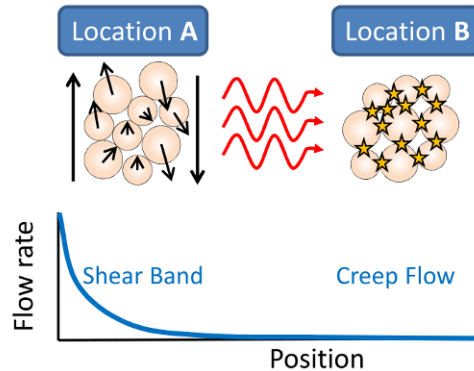


Fig. 1.16 Schéma représentant l'agitation non locale induite par un écoulement primaire. Un premier milieu en écoulement induit des fluctuations de forces qui sont transmises à une autre zone au repos. Ces fluctuations peuvent conduire à des fluctuations de force non visibles voire à des réarrangements macroscopiques (d'après [96]).

été proposés par certains auteurs en introduisant des paramètres de fluidité [91] ou en regardant les distances de relaxation [92] en fonction du seuil à l'écoulement (figure 1.15 (f)).

Les mouvements des grains induisent des fluctuations de forces importantes qui s'étendent même loin des zones en écoulement comme on peut le constater par des mesures de forces [97] ou de mouvements des particules [98]. Du fait de ces fluctuations, le coincement a une probabilité non nulle d'être dépassé et d'induire localement des réarrangements macroscopiques : il n'y a donc plus vraiment de seuil d'écoulement dans le milieu granulaire dès lors que l'on attend suffisamment. On parle alors d'écoulement secondaire du milieu granulaire. Celui-ci a été étudié expérimentalement au moyen de sondes [99, 100] ou de mesures rhéologiques locales soit via une force de traînée [101] ou de couple [102]. Dans tous les dispositifs étudiés, les écoulements localisés induisent des fluctuations de forces qui déstabilisent le milieu, même à des longues distances, comme cela est résumé sur la figure 1.16 issu de [96]. De ce fait, pour en revenir à notre étude, la transformation localisée d'un grain aura des effets à longue portée dans tout le milieu environnant.

Présence et mouvement d'un intrus dans un milieu granulaire

Introduire un objet en mouvement dans un milieu permet en général d'en sonder les propriétés rhéologiques. Traditionnellement utilisée dans les milieux fluides, cette démarche a aussi été implémentée dans les milieux divisés comme les mousses [103] ou les milieux granulaires. Un exemple de dispositif expérimental est illustré sur la figure 1.17 (a) [104]. En effet, il est possible de relier la mesure des champs de déplacements moyens à un comportement rhéologique [105]. Des forces moyennes de traînée [106, 107] ou de portance [108, 109] ont également pu être mises en évidence et reliés aux paramètres expérimentaux. Ces comportements moyens ne rendent pas compte de la non-stationnarité de la réponse du milieu granulaire à proximité de l'intrus. En effet, l'objet, même s'il est tiré à vitesse constante, subit d'importantes fluctuations de forces

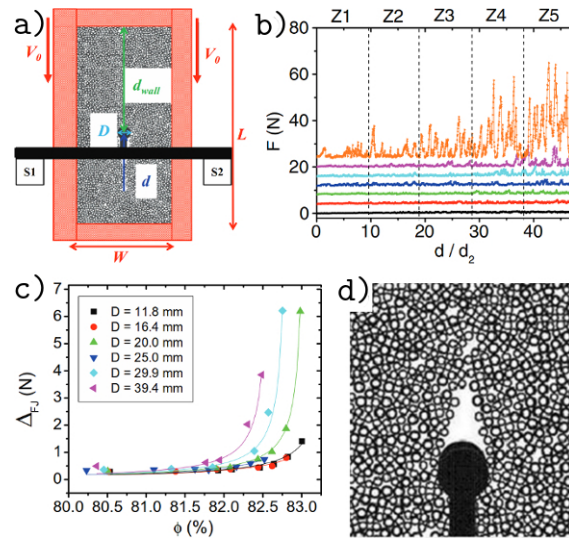


Fig. 1.17 (a) Schéma du dispositif expérimental utilisé dans [104] en vue du dessus. L'empilement est disposé à plat et l'intrus est entraîné à vitesse constante. (b) Évolution de la force appliquée à l'intrus en fonction de la course de l'intrus pour différentes valeurs de densité de la plus faible vers la plus élevée du bas vers le haut. (c) Amplitudes moyennes des fluctuations de forces en fonction de la fraction volumique pour différentes tailles d'intrus. (d) Vue rapprochée de la cavité stationnaire située dans le sillage de l'intrus.

(figure 1.17 (b)) du fait de l'inhomogénéité de la redistribution des contraintes au sein du milieu (cf. paragraphe 1.1.2) notamment en lien avec le désordre structural de l'empilement [110]. Ces fluctuations de forces sont d'ailleurs reliées à la densité du milieu granulaire (figure 1.17 (b)). En pratique, la mise en mouvement de l'intrus occasionne la destruction et la reformation locale de chaînes de forces [111] et donc la réorganisation spatiale des grains lors de son passage. Les réarrangements s'accompagnent également de modifications structurales locales : dans l'expérience [104], le sillage et l'avant de l'intrus forment des zones respectivement plus lâches et plus denses dont les états stationnaires dépendent notamment de mouvements de recirculations des grains (figure 1.17 (d)). Par ailleurs, si la taille de l'intrus et/ou la densité du milieu environnant augmentent, l'objet en mouvement aura plus de chance d'établir des contacts avec des grains membres du réseau fort et donc de subir une force de traînée moyenne plus forte. La géométrie de l'intrus a donc également un rôle important dans son évolution au sein du milieu granulaire (figure 1.17 (c)). Faire varier la taille de l'intrus est donc un bon moyen d'étudier la transition de coincement dans les milieux granulaires [112].

Après avoir abordé la présence d'effets non locaux dans les milieux granulaires, on s'intéresse à la portée de ces réorganisations en utilisant plusieurs intrus à la fois. Néanmoins, peu d'exemples sont disponibles dans la littérature. En fonction de la distance les séparant, les intrus peuvent interagir. En effet, une étude récente [113] montre des effets attractifs et répulsifs entre deux intrus placés au sein d'un milieu granulaire en écoulement qui dépendent de leur distance de séparation mais aussi de la vitesse de l'écoulement. De plus, des mouvements coopératifs apparaissent entre des intrus péné-

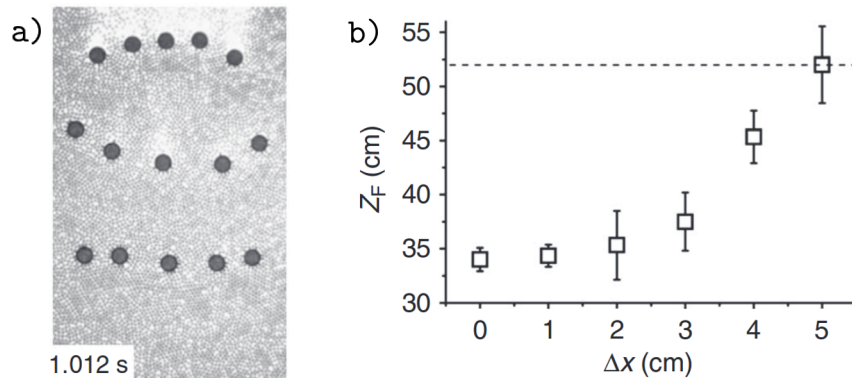


Fig. 1.18 (a) Prises de vue de la pénétration dynamique de cinq intrus dans un lit granulaire lâche sous gravité. (b) Évolution de la profondeur moyenne finale des intrus en fonction de l'écartement initial. La ligne en pointillés montre la profondeur atteinte pour un intrus unique, d'après [114].

trant un lit granulaire après l'avoir impacté (figure 1.18 (a)). En effet, la profondeur de pénétration moyenne d'un grain dépend notamment de l'écart initial entre les intrus lors de l'impact comme illustré sur la figure 1.18 (b) [114]. Ce comportement coopératif cesse au-delà d'une certaine distance de séparation critique qui ne dépend pas de la taille des intrus mais bien de la taille des grains formant le milieu environnant. Ceci est une nouvelle constatation d'effets non locaux au sein des milieux granulaires.

Un cas d'étude : les silos

Les écoulements granulaires dans les silos sont largement étudiés dans la communauté scientifique du fait de leurs liens étroits avec le domaine industriel. En effet, la façon la plus simple de déplacer un matériau granulaire est encore de le laisser s'écouler sous son propre poids tout en le confinant pour le guider dans des géométries étroites de quelques grains de largeurs. Tant que l'orifice est suffisamment grand, l'écoulement atteint un régime stationnaire dont le débit est bien décrit par les paramètres du système [115, 116] tandis que les champs de vitesse sont bien reproduits par des considérations théoriques [117] et des simulations numériques [118]. Cependant, si l'on réduit la taille de l'ouverture à un nombre faible de grains, il n'est alors plus possible d'atteindre ce régime stationnaire et l'orifice du silo peut se boucher brutalement. La formation d'une arche localisée à la sortie du récipient induit alors un blocage complet de l'écoulement.

En effet, même si la gravité produit une sollicitation permanente, l'étroitesse de l'orifice induit des frustrations géométriques prépondérantes qui se traduisent en général par la création d'arches [119]. Ces voûtes sont formées de grains mutuellement stables sous gravité et dont la forme dépend de la taille de l'orifice [120]. Parmi tous les paramètres qui conduisent à la formation d'une arche comme par exemple la forme des particules [121] ou la force d'entraînement appliquée [122], la largeur de l'ouverture est celui qui a reçu le plus d'attention. Il est assez intuitif d'imaginer que plus l'orifice est de largeur importante plus la probabilité de blocage est faible. Pour caractériser cela, il est d'usage de définir une taille d'avalanche correspondante au nombre de disques

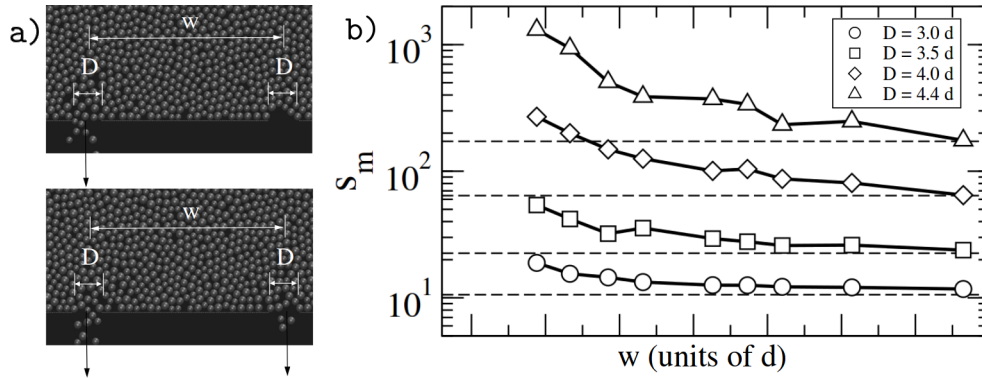


Fig. 1.19 (a) Illustrations issues de simulations numériques dans laquelle un trou est bouché puis se débouche sous l'effet de l'écoulement à proximité d'un deuxième trou situé à une distance w . (b) Évolution de la taille d'avalanche moyenne par ouverture en fonction de l'écartement entre les orifices pour différentes largeurs de trous. Les lignes en pointillés symbolise l'avalanche moyenne pour une ouverture unique de même largeur. D'après [127].

sortant du silo entre deux coincements. Pour les tailles d'orifices permettant un régime intermittent, celle-ci montre une distribution avec une décroissance exponentielle qui a été attribuée à une probabilité de blocage constante et indépendante pour chaque grain [121] même si elle peut être également liée à la densité des particules [123]. Certaines études ont mis en évidence une divergence de la taille d'avalanche moyenne au-dessus d'une largeur critique [121, 124]. D'autres études, plus récentes, montrent une dépendance en exponentielle de cette taille d'avalanche vis à vis de la largeur du trou qui ne correspond pas à un caractère critique de la taille de l'ouverture [125, 126]. À ce jour, il n'existe pas de consensus certifiant l'existence d'une taille d'ouverture critique au-delà de laquelle le phénomène de coincement n'apparaît plus.

Enfin, on peut citer ici quelques études considérant un silo avec plusieurs orifices. Un travail très récent s'intéresse à l'évolution du débit en fonction de l'écartement des ouvertures en regardant les champs de vitesse moyens des grains [128]. Par ailleurs, la présence de plusieurs orifices qui influencent les grains d'un côté ou de l'autre permet un meilleur brassage des particules en écoulement [129]. De plus, des simulations numériques ont montré que, à taille d'orifice fixée, l'ajout d'une deuxième ouverture permet de diminuer la probabilité de coincement à proximité d'une première ouverture. En effet, les fluctuations induites par l'écoulement au travers d'un premier trou se propagent à des distances suffisamment longues pour occasionner le déblocage de la deuxième ouverture selon un processus auto-entretenu [127] comme on peut le voir sur la figure 1.19 (a). Ainsi, dès lors que l'on rapproche les deux ouvertures, on obtient des tailles d'avalanche moyennes qui dépassent celles obtenus pour un orifice unique comme illustré sur la figure 1.19 (b). Une taille caractéristique de coopérations entre les deux ouvertures peut alors être prédite mais pas de longueurs limites comme pour les résultats sur les écoulements secondaires.

1.3.4 Traitement statistique des réarrangements

Lorsque la sollicitation n'est pas suffisamment importante pour faire s'écouler l'ensemble du milieu granulaire, ce dernier traverse de nombreuses transitions entre des états stables et instables mécaniquement via l'apparition de réarrangements macroscopiques. Si l'on assimile la croûte terrestre à un milieu granulaire cisailé, on comprend bien que l'étude statistique de ces réarrangements est utile notamment pour la prédiction des tremblements de terre. Dans cette partie, nous abordons quelques considérations statistiques sur les réorganisations apparaissant dans les milieux granulaires en réponse à des sollicitations sur de longues durées. Ce sont majoritairement les systèmes granulaires auto-entretenus qui ont fait l'objet de ce type d'étude. Lorsqu'on dépose un matériau granulaire sur une table, celui-ci forme un tas statique présentant un angle de repos qui dépend uniquement du matériau. Dès lors il est possible de mesurer la distribution de tailles de ces réarrangements induits par l'ajout successif d'un grain [130–132] ou par des incréments d'angle appliqués à ce tas [133–135]. Dans des conditions idéales, avec peu de désordre structurel au sein de l'empilement et beaucoup de friction, la dynamique du système est faite d'évènements périodiques de charge et de décharge de l'énergie dans le système [134]. Par contre, lorsque le milieu est plus désordonné, les réarrangements perdent leur périodicité temporelle et deviennent plus décorrélés en temps avec des amplitudes distribuées en loi de puissance [132, 136]. De telles distributions sont souvent associées à des phénomènes invariants d'échelle caractérisés notamment par l'absence d'une taille d'avalanche caractéristique. Parmi ce type de systèmes on peut citer les tremblements de terre [137], les avalanches neigeuses [138], les milieux granulaires lentement cisailés [139] ou subissant la disparition de certains grains [140].

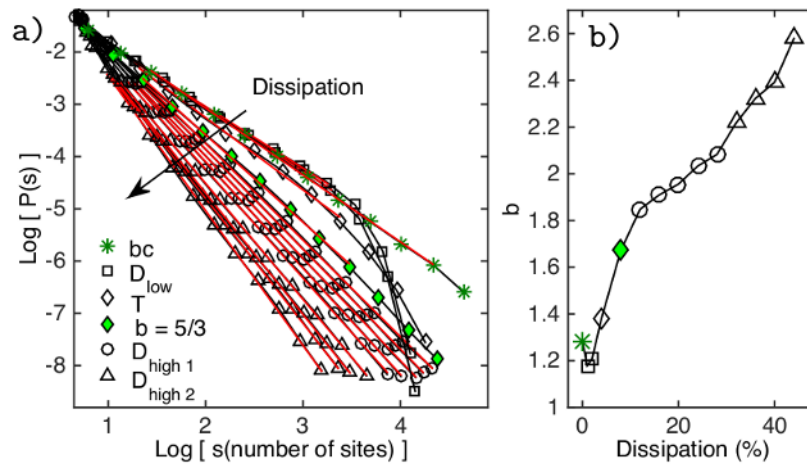


Fig. 1.20 Simulations du modèle OFC de tremblements de terre [141], les exposants sont notés b (graphes tirés de [142]). (a) Distributions des tailles d'avalanches pour différents degrés de dissipation avec des données provenant de tremblements de terre (losanges) et avec un exposant critique (étoiles). (b) Valeurs des exposants en fonction du degré de dissipation en pourcentage.

Trois paramètres sont importants dans la distribution en loi de puissance des tailles

d'avalanches : les bornes supérieures N_{max} et inférieures N_{min} ainsi que la pente de la distribution α . Cette dernière est d'une importance particulière puisqu'elle fixe la proportion entre les petits et les grands événements. La statistique du système expérimental étudié limite bien souvent N_{max} même si parfois il n'existe tout simplement pas de borne supérieure hormis la taille du système comme dans le cas des tremblements de terre. Il est possible d'écrire la fonction de densité de probabilité de ces avalanches sous la forme $p(N) = AN^{-\alpha}$ avec N la taille de l'évènement et A une constante telle que $1/A = \int_{N_{min}}^{N_{max}} N^{-\alpha} dN$. Dès lors on peut introduire la taille moyenne d'une avalanche $\langle N \rangle$:

$$\langle N \rangle = \int_{N_{min}}^{N_{max}} Np(N) dN \quad (1.3.1)$$

$$\langle N \rangle = A \frac{1 - \alpha}{2 - \alpha} \frac{N_{max}^{2-\alpha} - N_{min}^{2-\alpha}}{N_{max}^{1-\alpha} - N_{min}^{1-\alpha}} \quad \forall \alpha \neq 1 \text{ et } \neq 2 \quad (1.3.2)$$

Les milieux granulaires sont connus pour être des milieux fortement dissipatifs, ce qui a un impact sur les pentes des distributions trouvées. Supposons que le milieu subit une sollicitation lente, on peut considérer que l'énergie moyenne injectée par unité de temps est faible : $\langle E_{injectée} \rangle \sim N_{min} \ll N_{max}$ et égale à l'énergie moyenne dissipée $\langle E_{dissipée} \rangle = \beta \langle N \rangle$ avec β un coefficient de dissipation,

$$\beta \langle N \rangle \ll N_{max}, \quad (1.3.3)$$

$$\beta \ll N_{max} / \langle N \rangle \sim N_{max}^{\alpha-1}. \quad (1.3.4)$$

Ainsi, de grandes avalanches, obtenues pour des pentes proches de 1 ne sont pas permises pour des milieux fortement dissipatifs. Cette constatation, issue des travaux de RAMOS *et al.*, est d'ailleurs visible sur la figure 1.20 dans des simulations de modèles de tremblements de terre [141] dans lequel on peut modifier le coefficient dissipatif β .

L'étude des avalanches selon ce point de vue statistique a été motivée initialement pour prouver leur caractère critique en lien avec la théorie controversée des systèmes critiques auto-organisés. Le terme « critique » s'apparente au fait qu'à n'importe quel moment une petite perturbation peut entraîner un événement de toute taille et de toute durée. Cet état, dont la description se rapproche de la transition de coïncement, s'accompagne :

- d'une divergence des longueurs de corrélation jusqu'à la taille du système ;
- d'une divergence des échelles de temps vers des dynamiques plus lentes ;
- d'une divergence en loi de puissance de ces deux dernières grandeurs à l'approche du point critique ;
- d'une transition d'autant plus étroite que le système est grand.

Cependant, ce type d'approche ne semble pas concerner les milieux granulaires. En effet, la dissipation au sein de ces milieux peut supprimer les *cut-off* des distributions d'avalanches observées (figure 1.20 (a)). Ainsi, l'échelle de longueur des événements ne peut donc pas diverger à la taille du système. Par ailleurs, le critère de divergence des corrélations temporelles est mis à mal dans certains cas par la possibilité de prédire l'apparition des grands événements. En effet, l'ordre, les interactions frictionnelles et la taille du système peuvent induire des événements périodiques donc prévisibles

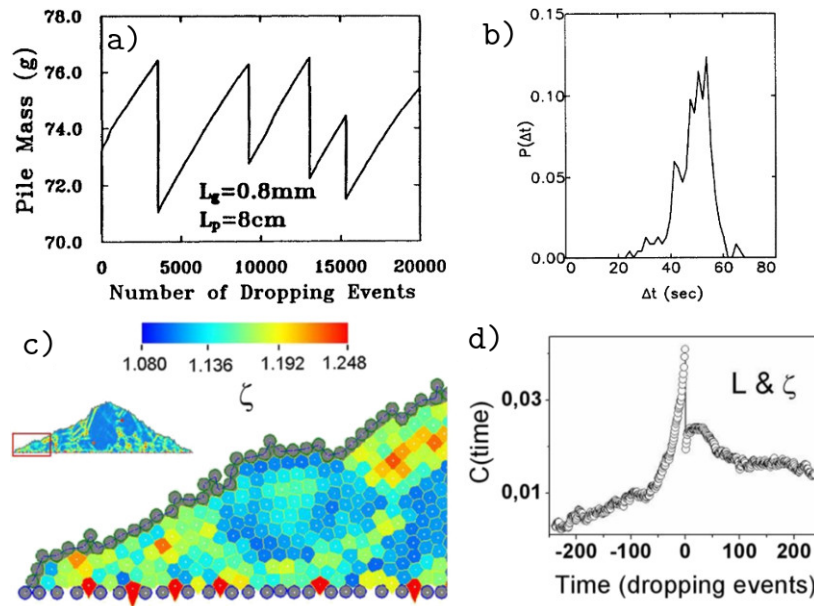


Fig. 1.21 (a) Évolution de la masse de l'empilement en fonction du nombre de grains déposés, d'après [143]. (b) Distribution des intervalles de temps entre deux événements dans un milieu granulaire incliné, d'après [134]. (c) Description locale du facteur de forme ζ introduit dans [132]. (d) Corrélation croisée entre le facteur de forme ζ et les avalanches (d'après [132]).

comme illustré sur les figures 1.21 (a)–(b) [134, 143]. De plus, il a été montré qu'il était possible d'obtenir une prévision d'événements a priori décorrelés temporellement (présentant une distribution exponentielle des intervalles) en considérant des informations structurales locales au sein du milieu granulaire [132] (figures 1.21 (c)–(d)). Par ailleurs, on peut également trouver des distributions de tailles en loi de puissance mais présentant des événements corrélés temporellement [144].

1.4 Problématique de la thèse

Les milieux granulaires réactifs laissent apparaître de forts couplages dynamiques (partie 1.2.1) en lien avec des évolutions structurales particulières (partie 1.2.2). Ce constat tient du lien entre la réponse structurale intrinsèque à un milieu granulaire et des transformations qui apparaissent sur ses constituants. Sur la figure 1.22, nous avons illustré ce couplage en distinguant la réponse du milieu granulaire (abordée dans la partie 1.3) et les réactions physico-chimiques.

Dans un souci de clarté, nous avons détaillé sur ce schéma la transition des modifications locales vers la modification macroscopique du milieu granulaire qui a été abordé dans la partie 1.3. La microstructure d'un milieu granulaire réactif peut être impactée par des effets cohésifs, l'apparition de nouvelles phases ou de nouvelles espèces chimiques. Cependant, le passage des modifications locales à une réponse macroscopique des changements s'opère en plusieurs étapes. Des transformations locales au niveau des

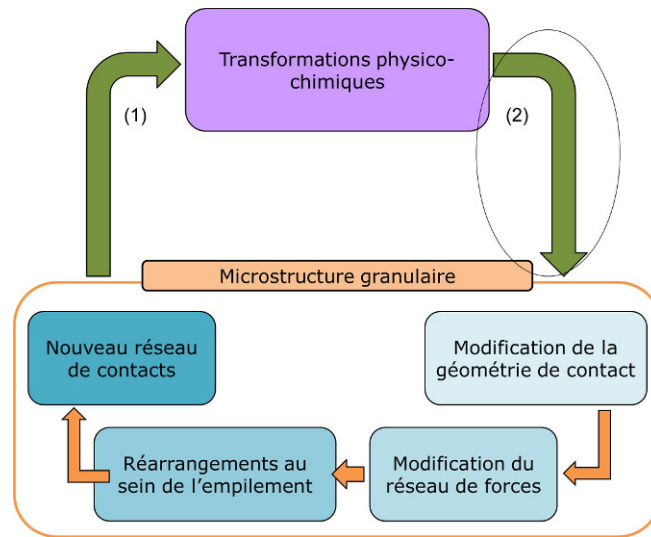


Fig. 1.22 Schéma représentant le couplage entre la microstructure granulaire et les transformations physico-chimiques de ces constituants. La flèche (2) entourée d'un cercle noir correspond au sujet d'étude de cette thèse.

grains induisent d'abord localement une modification des contacts dans leurs natures (s'il y a des forces capillaires par exemple) et dans leurs géométries. Cette modification s'accompagne d'une redistribution des forces et des contraintes entre les grains voisins. Cette étape aboutit, si la nouvelle configuration du réseau de forces n'atteint pas un état d'équilibre mécanique, à l'apparition de réarrangements macroscopiques au sein du milieu. Une nouvelle configuration spatiale est alors atteinte et donc potentiellement un nouveau réseau de contacts. Dans un milieu réactif, la redistribution des contacts n'est pas anodine puisque les réactions physico-chimiques apparaissent entre les grains en contact. De ce fait, de nouvelles transformations physico-chimiques peuvent prendre place et de nouveau impacter la structure du milieu granulaire.

Alors que l'impact de la nature particulière du mélange vitrifiable sur les chemins réactionnels empruntés (la flèche (1) sur la figure 1.22) a déjà été l'objet de deux thèses au sein de notre laboratoire [61, 145], dans ce travail, nous étudions l'autre conséquence de ce couplage (la flèche (2)). Il s'agit de comprendre comment une ou des transformation(s) localisée(s) de ses constituants impacte(nt) un milieu granulaire. Prenons l'exemple d'un milieu granulaire réactif modèle tel que celui présenté sur la figure 1.23 (a) avec des grains inertes en gris et des grains « réactifs » en violet pouvant subir par exemple de simples réductions de volume. On comprend alors que l'évolution de ces grains réactifs peut déstabiliser la structure granulaire environnante. La redistribution des forces au sein du milieu peut alors faire apparaître des réorganisations macroscopiques de l'empilement jusqu'à un nouvel état d'équilibre mécanique.

En nous appuyant sur des expériences modèles mettant en scène des évolutions simplifiées d'un ou plusieurs constituants du milieu granulaire, nous tâcherons dans cette thèse de répondre aux questions suivantes. Sur quelle distance un réarrangement affecte-t-il l'empilement granulaire? Les réorganisations dépendent-elles de la taille du grain en évolution? Quelle est la dynamique temporelle de ces réorganisations?

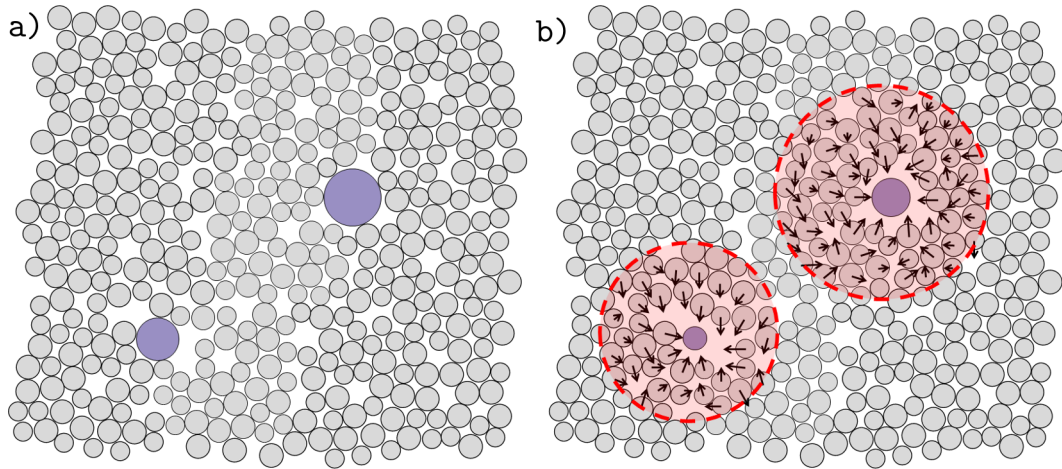


Fig. 1.23 (a) Illustration d'un matériau granulaire réactif modèle, les disques gris correspondent aux disques inertes et les violets aux grains réactifs. (b) Évolution du même milieu granulaire, les grains violets ont subi des réductions de volumes. Les cercles rouges montrent l'ampleur hypothétique des réarrangements occasionnés.

Quelles sont les évolutions structurelles au sein du milieu au cours d'un réarrangement ? Quel est l'impact d'un deuxième grain réactif à proximité d'un premier ? Des effets coopératifs peuvent-ils émerger lors de ces réarrangements ? Comment en est impactée la dynamique du milieu ?

Chapitre 2

Méthodes et protocoles

Des approches expérimentales et numériques ont été menées au cours de cette thèse afin d'étudier la réponse d'un milieu granulaire à des transformations localisées. Afin de rendre compte au mieux des phénomènes, les expériences ont été effectuées sur deux dispositifs expérimentaux bidimensionnels différents impliquant des matériaux modèles. Leur différence tient principalement dans la transformation mise en jeu au sein du milieu granulaire. Dans un premier système, des intrus sont lentement extraits d'un milieu granulaire tandis qu'une deuxième expérience, plus proche du contexte industriel précédemment décrit, s'intéresse à la fonte de glaçons au sein d'un empilement granulaire. Dans les deux dispositifs, les données du problème ont été simplifiées par l'utilisation de matériaux modèles. Ces derniers seront décrits dans cette partie, nous présenterons ensuite les dispositifs utilisés et les protocoles suivis. Toutes ces manipulations ont nécessité des moyens de traitement d'images originaux ainsi que des méthodes de suivi de particules qui seront abordés dans un troisième temps. Enfin, en complément des manipulations expérimentales, des simulations numériques ont été effectuées et leur principe sera décrit dans un dernier temps.



Fig. 2.1 *Disques en laiton nickelé de 4 et 5 mm de diamètres et disques de DMSO utilisés pour les expériences*

2.1 Méthodes expérimentales

2.1.1 Matériaux

Disques métalliques

Les dispositifs expérimentaux utilisés durant cette thèse sont bi-dimensionnels. Les empilements granulaires modèles étudiés sont constitués de disques. Il s'agit de petits cylindres bidisperses en laiton nickelé (CCB Composants) visibles sur la figure 2.1. Ils ont des diamètres de 4 et 5 mm pour une hauteur de 3 mm et une masse volumique ρ_d de $8,3 \text{ g.cm}^{-3}$. De part leurs tailles et leurs poids, ils sont facilement observables par des moyens optiques classiques et n'ont que des interactions purement frictionnels et gravitaires. Dans toute la suite de ce manuscrit, nous utiliserons le diamètre des petits disques noté d_g comme longueur caractéristique du problème.

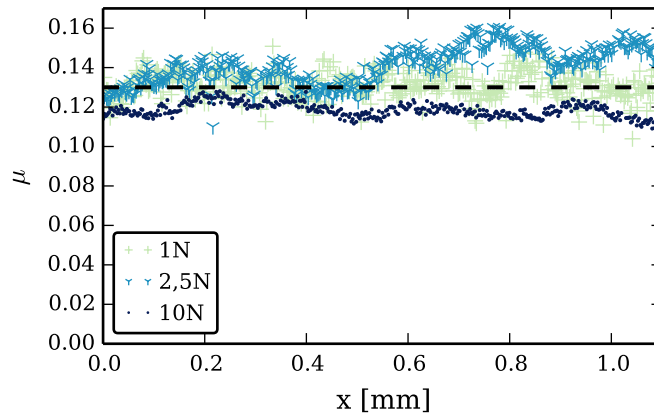


Fig. 2.2 Coefficients de friction en fonction de la translation longitudinale en mm pour trois chargements 1 N, 2,5 N et 10 N. La ligne en pointillés noirs représente le coefficient de friction moyen sur l'ensemble des trois chargements $\mu_{dd} = 0,13$.

Le coefficient de friction entre les disques noté μ_{dd} a un rôle majeur sur les phénomènes de réarrangement que l'on peut observer dans un empilement granulaire [69]. Nous avons donc mesuré les coefficients de friction entre les disques grâce à un dispositif de tribologie adapté. Plus précisément, un premier disque est fixé à un bâti tandis qu'un deuxième est lié à un bras subissant un mouvement de translation. On applique ensuite une force normale F_N bien contrôlée entre les disques mis en contact sur leurs faces courbes comme dans l'empilement réel. Le deuxième disque est ensuite mis en mouvement de translation sur le premier disque et la force tangentielle F_T résultante est mesurée. Comme les disques sont mis en contact sur leurs faces courbes, la course maximale atteignable au cours du test est de 3 mm. Le rapport des deux forces nous donne accès au coefficient de friction $\mu_{dd} = F_N/F_T$. Comme cela est montré sur la figure 2.2, le coefficient mesuré ne dépend pas de la force normale appliquée. Et, sur une course d'environ 1 mm, on trouve un coefficient de friction moyen entre disques de $\mu_{dd} = 0,13$. Cette valeur est faible puisque les disques sont en fait des entretoises non trouées qui servent originellement pour des roulements à billes. De ce fait, les

frustrations géométriques seront largement prédominantes au sein de notre milieu par rapport aux contraintes de frottement notamment dans la formation des arches et dans les phénomènes de coincement.

Diméthylsulfoxyde sous forme solide et liquide

La réaction au sein du milieu granulaire peut être approchée par la fonte d'un glaçon 2D. Ces disques ont été réalisés en diméthylsulfoxyde sous forme solide et sont visibles sur la figure 2.1. Ce solvant, que l'on nommera par la suite DMSO, a une température de fusion de $18,4^{\circ}\text{C}$ sous sa forme pure (figure 2.3 (a)). Il peut donc être facilement manipulé sous sa forme solide à des températures relativement élevées. Des disques solides de DMSO de diamètres 40 mm pour une hauteur de 3 mm ont été confectionnés selon le mode de préparation suivant :

- dans un premier temps on verse le DMSO dans un moule à glaçon ayant des trous aux formes cylindriques de diamètres 40 mm ;
- le moule à glaçon est ensuite laissé au congélateur à une température de -20°C jusqu'à l'obtention d'un cylindre de DMSO ayant le diamètre adéquat pour une hauteur d'environ 5 mm ;
- on fait ensuite fondre doucement une des faces circulaires du glaçon par transfert thermique avec une plaque de verre pour affiner le disque jusqu'à une épaisseur de 3 mm.

Deux paramètres sont importants pour la bonne confection de ces glaçons : l'hygrométrie au sein du congélateur lors de leur prise et le gaz dissous dans le DMSO initialement liquide. Comme on peut le voir sur la figure 2.3 (a), la température de fusion des mélanges eau-DMSO diminue très fortement avec la proportion volumique en eau. Dans des milieux très humides, il peut donc être compliqué de solidifier le DMSO liquide. En conséquence, avant chaque confection de glaçons, le congélateur est complètement dégivré et ouvert afin d'équilibrer son hygrométrie avec celle, assez faible, du laboratoire. Par ce moyen, nous avons pu réaliser des glaçons solides présentant les caractéristiques géométriques attendues. D'autre part, le gaz dissous dans le DMSO liquide peut être emprisonné dans les glaçons lors de la solidification et modifier les dynamiques de fontes des glaçons. Nous avons essayé de dégazer avant de le placer dans le congélateur, malheureusement aucun avantage notable n'a pu être constaté.

Dans le dispositif expérimental présenté dans la partie 2.1.2, les glaçons de DMSO sont immergés dans un mélange eau-DMSO (20%/80% en volume). Pour une telle proportion, la température de fusion diminue à environ -40°C (figure 2.3), ce mélange reste donc liquide à la sortie du congélateur d'une température de -20°C . Le mélange $\text{H}_2\text{O}/\text{DMSO}$ revient ensuite progressivement à la température de la pièce lorsqu'il submerge le milieu granulaire. Au cours du réchauffement, le mélange conserve une densité constante et proche de $1\text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ [147], inférieure à la densité des glaçons. La viscosité d'un mélange $\text{H}_2\text{O}/\text{DMSO}$, à composition donnée, a une viscosité qui augmente lorsque la température diminue. En regardant la figure 2.3 (b), on voit que pour nos mélanges ($X_{\text{DMSO}} = 0,5$) la viscosité du mélange évolue de 20 mPa.s en sortie du congélateur à 4 mPa.s une fois à température ambiante. Cependant, le mélange se réchauffe très vite à l'intérieur du dispositif expérimental et on mesure une température d'environ -5°C au début de la manipulation ce qui correspond à

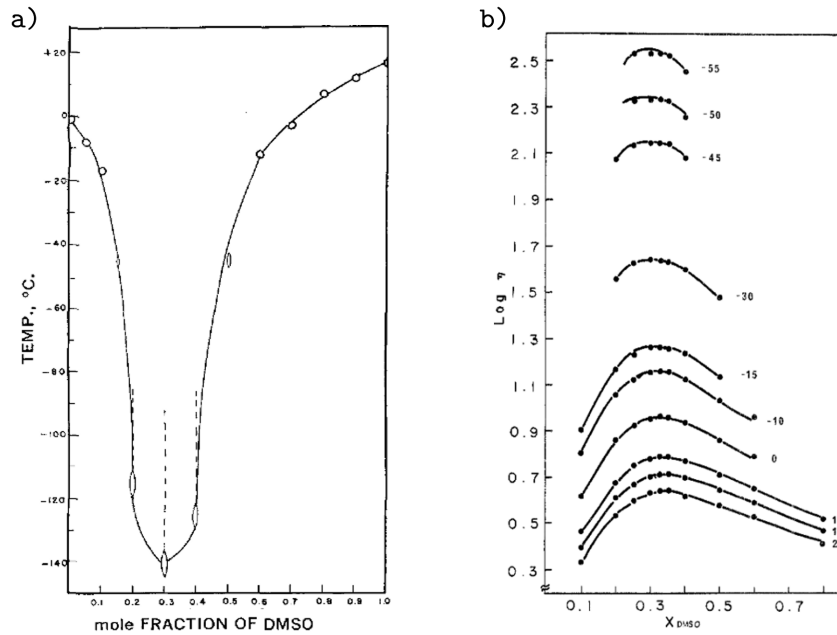


Fig. 2.3 (a) Courbe des températures de fusion en fonction de la fraction molaire en DMSO dans les mélanges H_2O -DMSO (issue de [146]). (b) Courbes de la viscosité en fonction de la fraction molaire en DMSO dans les mélanges eau-DMSO pour plusieurs températures provenant de [147].

$$\eta_{mixture} = 8 \text{ mPa.s.}$$

2.1.2 Dispositifs expérimentaux

Il existe peu de systèmes expérimentaux qui explorent des matériaux granulaires en évolution [63, 69]. La raison principale est qu'il est difficile de sonder la structure interne 3D d'un milieu granulaire. En effet, même si elle se développe de plus en plus, la tomographie X reste une méthode assez contraignante [55, 59, 69]. D'autres procédés d'imagerie à base de contraste d'indices ont également été imaginés pour sonder la structure interne d'un matériau granulaire [7]. Cependant, ce type de technique reste lourde pour une étude statistique de la réorganisation d'un milieu granulaire. De ce fait, nous présentons ici deux dispositifs expérimentaux bidimensionnels dont les géométries facilitent la mesure et l'exploitation des réarrangements. La différence majeure entre les deux dispositifs tient dans les composants « réactifs » du milieu granulaire.

Expérience avec des intrus mécaniques

Dans ce dispositif, les réorganisations sont induites par la rétractation mécanique d'un ou plusieurs intrus au sein d'un empilement granulaire. La cellule utilisée est constituée de deux plaques de verre parallèles de 300 mm ($75 d_g$) de hauteur et 500 mm ($125 d_g$) de largeur, séparées d'environ 3,1 mm par des petites plaques de PVC permettant de délimiter les bords de la cellule. Ce faible interstice permet l'insertion d'une seule épaisseur de disques tout en les empêchant de se retourner une fois qu'ils sont

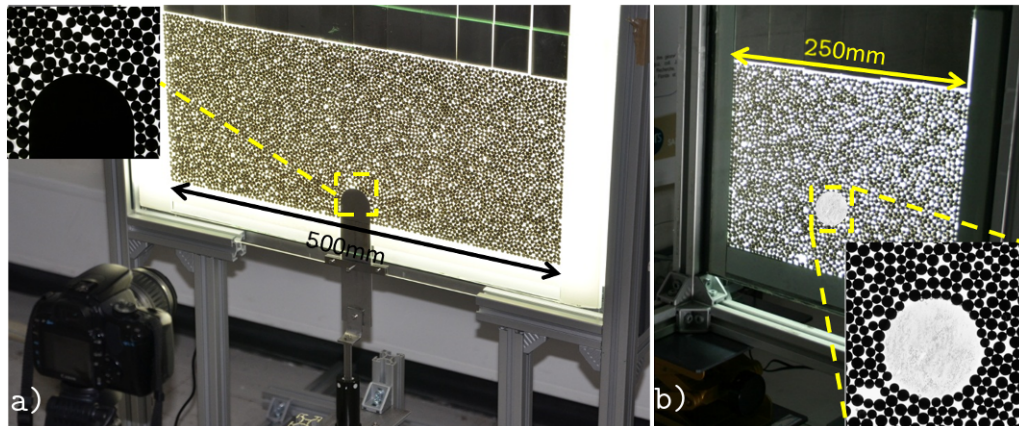


Fig. 2.4 a) Dispositif expérimental utilisé pour une expérience (a) avec un unique intrus mécanique et (b) avec un unique glaçon de DMSO.

insérés. De plus, les dimensions de la cellule sont suffisamment grandes pour que la grande majorité des disques de l'empilement ne soient pas influencés par des effets de bord. La figure 2.4 (a) montre une photographie de ce dispositif expérimental.

Trois éléments sont nécessaires à l'élaboration du milieu granulaire modèle étudié :

- le mélange bidisperse de disques de 4 et 5 mm selon les proportions (10 : 7) garantissant d'avoir des milieux très désordonnés avec peu de zones de cristallisations de l'empilement.
- Le deuxième composant est le vecteur des réorganisations au sein du milieu granulaire. Il s'agit d'une ou plusieurs pièces en inox de 3 mm d'épaisseur que l'on appellera plus communément les intrus mécaniques. Ces pièces ont des extrémités quasi-circulaires (figure 2.4 (a)) avec un intrus unique de largeur 40 mm. Des pièces de 10 mm et 40 mm de largeur ont été utilisés dans cette étude.
- Enfin les derniers composants du dispositif sont des barrettes en inox de 3 mm d'épaisseur pour 42 mm de largeur et 170 mm de longueur.

Tous ces éléments ont toujours été placés selon le même protocole :

- tout d'abord, nous mélangeons soigneusement les disques en tâchant d'avoir le moins de ségrégation possible entre les deux populations de grains ;
- environ 5600 disques sont ensuite mis à plat dans la cellule au même moment que les intrus. Les intrus sont insérés par le bas de la cellule jusqu'à ce que leurs extrémités dépassent de 40 mm par rapport au fond de la cellule. L'introduction à plat des disques et des intrus évitent de contraindre le milieu granulaire. En effet, si le milieu était déjà guidé par gravité, en introduisant les intrus en force, on créerait des hétérogénéités mécaniques dans l'empilement.
- Puis, les douze barrettes sont placées à plat en haut de l'empilement. Lorsqu'on relève la cellule, elles permettent d'exercer une pression uniforme sur toute la largeur de l'empilement et tout au long de l'expérience comme on peut le voir sur la partie haute de la figure 2.5 pour un intrus unique.
- La cellule est ensuite relevée afin que l'empilement préalablement disposé soit

guidé par gravité. Du fait du faible coefficient de friction entre les disques au regard de leurs poids, l'empilement atteint instantanément sa position d'équilibre dans un état dense, uniforme et reproductible. Ainsi les réarrangements qui apparaissent au début de l'expérience ne sont pas dus à des états initiaux fragiles.

- Les intrus situés en bas de la cellule sont ensuite connectés à un vérin qui les tire lentement hors de la cellule à une vitesse constante de $0,05 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ selon l'axe verticale.
- Un panneau LED est placé derrière l'empilement qui est ensuite pris en photo toutes les 5 secondes par un appareil photo Nikon D7000 ayant une résolution de 4928×3264 pixels. L'expérience dure jusqu'au retrait complet des intrus soit une durée typique d'environ 20 minutes.

Quelques précisions sont à apporter à ce protocole expérimental. L'extrémité semi-circulaire des intrus a été choisie pour générer des sollicitations radiales et non purement verticales du milieu granulaire lors de leurs retraits. La vitesse de rétractation des intrus mécaniques a été fixée de telle façon que la dynamique de réponse de l'empilement granulaire soit toujours beaucoup plus grande que la dynamique de retrait des intrus. De cette façon, l'empilement suit au cours de son évolution une évolution quasi-statique et à chaque prise de vue le milieu est à l'équilibre. Le déplacement vertical des intrus entre deux prises de vue est de $0,250 \text{ mm}$ ($d_g/16$) ce qui reste suffisamment faible pour détecter et suivre convenablement les disques par traitement d'images. Afin d'avoir une bonne statistique sur les mécanismes mis en jeu, une manipulation est répétée entre 50 et 100 fois pour une configuration donnée.

Expérience de fonte de glaçons de DMSO

L'idée de ce dispositif expérimental est de se rapprocher des matériaux granulaires réactifs réels. En effet, dans cette expérience, les réarrangements sont induits au sein du milieu granulaire non pas par des intrus qui sortent mécaniquement de l'empilement mais par des glaçons insérés directement au sein de la structure granulaire. Quelques modifications ont été apportées par rapport au dispositif précédent pour répondre aux contraintes occasionnées par l'ajout de glaçons. Afin de diminuer les hétérogénéités thermiques au sein de la cellule, la cellule a été réduite et mesure désormais 250 mm de largeur et des dimensions équivalentes par ailleurs. La cellule est rendue étanche par l'ajout de joints en silicone. Les glaçons de DMSO utilisés sont fabriqués selon le protocole du paragraphe 2.1.1. Les barrettes utilisées dans ce dispositif sont les mêmes que pour la situation précédente. La figure 2.4 (b) montre une photographie du dispositif expérimental.

Le protocole permettant la bonne réalisation de l'expérience a toujours été similaire :

- le mode de préparation et d'insertion de l'empilement de disques est le même que précédemment sauf que le nombre de disques a été réduit à 3000 éléments pour tenir compte des nouvelles dimensions de la cellule ;
- les glaçons fabriqués selon le protocole du paragraphe 2.1.1 sont insérés à plat au même moment que les disques. Par ailleurs, on place uniquement six barrettes métalliques au lieu de douze comme précédemment du fait de la plus petite

taille de la cellule.

- La cellule est ensuite rapidement relevée. Puis on immerge l’empilement dans le mélange eau-DMSO (20% vol. en eau) présenté dans le paragraphe 2.1.1. Initialement à -20°C , le liquide se réchauffe alors assez vite jusqu’à -5°C une fois dans la cellule. Celui-ci permet d’homogénéiser thermiquement le milieu, d’éviter la formation de ponts capillaires proches des glaçons et de ralentir le plus possible la fonte des disques de DMSO.
- Les glaçons fondent ensuite très lentement à mesure que le liquide atteint la température de la pièce qui est fixée à 20°C .
- L’évolution de l’empilement est suivie par des prises de vue régulières toutes les 10 secondes avec les mêmes moyens que pour le précédent dispositif. L’expérience dure jusqu’à la fonte complète des glaçons soit une durée typique d’environ 40 minutes.

Il est utile de noter que, dans ces expériences, même si aucun contrôle thermique n’est assuré, la fonte des glaçons est très lente et induit une évolution quasi-statique du milieu environnant. De ce fait, des prises de vue toutes les 10 secondes garantissent une bonne détection et un bon suivi des réarrangements que l’on souhaite observer. Par ailleurs, l’ajout d’un liquide immergeant dans le milieu granulaire conduit à l’apparition d’interactions hydrodynamiques. Cependant, celles-ci demeurent négligeables au vue de la densité d’un disque métallique $\rho_d = 8,3 \text{ g.cm}^{-3}$ par rapport aux viscosités du mélange immergeant. En effet, celui-ci passe de $\eta_{mixture} = 8 \text{ mPa.s}$ à 2 mPa.s au cours de son réchauffement si l’on néglige l’apport en DMSO pur dû à la fonte des glaçons. De plus, la densité des glaçons reste plus élevée que celle du liquide immergeant, les glaçons n’exercent donc pas de poussée d’Archimède vers le haut de la cellule. Enfin, d’un point de vue plus pratique, l’immersion du milieu granulaire est une étape délicate. En effet, si l’on verse trop rapidement le liquide, des poches d’air peuvent être emprisonnées entre les disques de l’empilement ce qui complique leurs détections. Le mélange est donc versé suffisamment lentement pour éviter cela.

Malgré toutes les précautions prises dans la préparation des matériaux et dans l’exécution de l’expérience, la dynamique de fonte des glaçons reste très sensible à des paramètres expérimentaux. Comme mentionnée dans la partie 2.1.1, la préparation des glaçons de DMSO est assez délicate et bien souvent des bulles d’air restent emprisonnées lors de la formation des disques même après dégazage. De ce fait, au cours de leur fonte et au fur et à mesure que les poches d’air se détachent, leurs géométries initialement circulaires ne sont pas conservées au cours du temps. D’autre part, les transferts thermiques avec les disques métalliques et avec les parois latérales de la cellule sont difficilement contrôlables et peuvent être variables d’une expérience à l’autre. Il est difficile d’avoir des dynamiques de fonte ou même des durées de manipulations parfaitement équivalentes. Compte-tenu de ces limitations et de la durée de l’expérience, nous avons répété les manipulations d’une même configuration 20 fois pour obtenir une statistique raisonnable, les données statistiques présentées dans cette étude proviennent donc essentiellement de la configuration avec des intrus mécaniques.

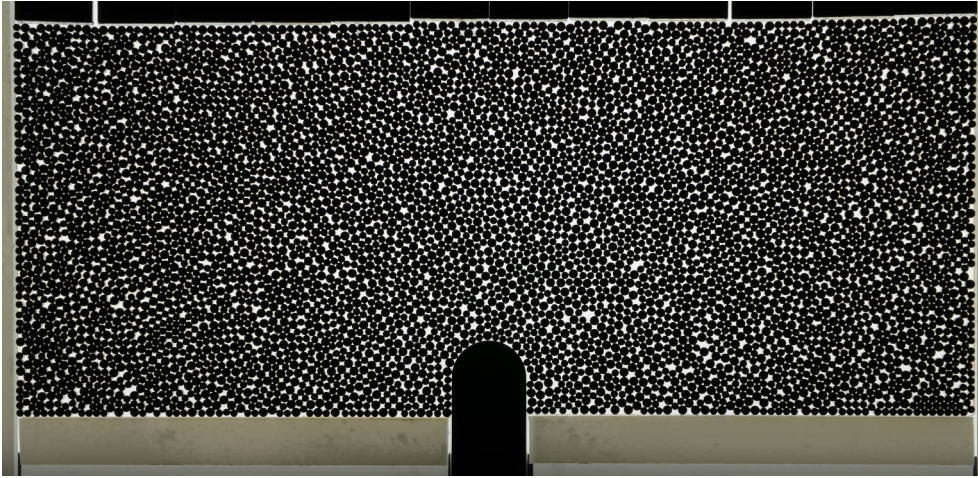


Fig. 2.5 Exemple d'une image avant traitement dans le cadre d'une expérience avec un unique intrus mécanique.

2.1.3 Méthodes de traitement et d'exploitations des images

Lors de l'évolution temporelle des intrus, les disques de l'empilement subissent des réorganisations que nous souhaitons détecter et suivre. Pour cela, les images doivent être traitées pour en tirer les informations pertinentes telles que l'évolution de la position de tous les disques de l'empilement. Au vu du nombre d'expériences nécessaires pour acquérir une bonne statistique, les outils de traitement sont automatisés. Cette partie du manuscrit décrit les outils développés au cours de cette thèse pour segmenter avec précision tous les éléments pertinents de notre empilement. Enfin, nous présentons la tessellation de Voronoï qui a été particulièrement utile pour la caractérisation structurelle du milieu granulaire.

Segmentation des données pertinentes

Segmenter une image revient à identifier les objets de cette image et à en extraire leurs propriétés. Les images prises grâce à un appareil photo reflex Nikon D7000 sont codées sur trois canaux RGB de 256 niveaux chacun. Ces trois niveaux sont ensuite converties en niveaux de gris selon la relation suivante recommandée par le package Python scikit-image [148] :

$$Y = 0,2125R + 0,7154G + 0,0721B, \quad (2.1.1)$$

avec Y les niveaux de gris résultant, R le canal correspondant au rouge, G le canal correspondant au vert et B celui correspondant au bleu.

Il est ensuite possible d'afficher l'image à traiter en niveaux de gris puis de ne conserver que la zone d'intérêt. A la fin de cette étape, on obtient, par exemple, l'image de la figure 2.5 pour une expérience avec un intrus mécanique unique. Les images ont une bonne résolution d'environ $100 \mu\text{m}$ par pixel. De plus, le rétro-éclairage permet d'avoir un très bon contraste et donc une très bonne délimitation de la frontière entre

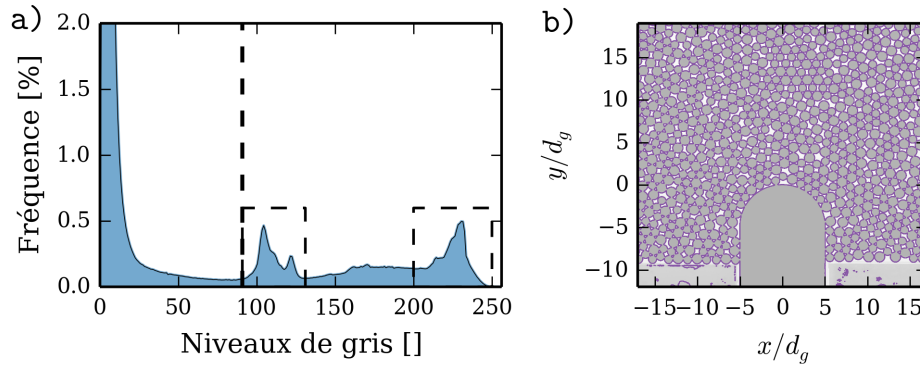


Fig. 2.6 (a) Histogramme des niveaux de gris de l'image complète, la ligne verticale en pointillés correspond au seuil d'Otsu. (b) Exemple d'une partie d'image pour laquelle les lignes violettes correspondent au seuil d'Otsu.

les zones claires et les zones sombres. Nous avons donc estimé qu'il n'y avait pas lieu de procéder à un pré-traitement des images pour en améliorer leurs qualités.

La première étape du traitement consiste à séparer les niveaux gris sombres (intrus mécaniques, barrettes métalliques et disques) des niveaux de gris claires (vides entre les disques, glaçons de DMSO, bords de la cellule). Un histogramme typique des niveaux de gris d'une image est représenté sur la figure 2.6 (a). Les niveaux de gris sombres sont largement majoritaires tandis que deux autres pics moins prononcés ressortent de cet histogramme et sont identifiés par des rectangles en lignes pointillées. Les niveaux de gris intermédiaires correspondent aux bords latéraux et inférieurs de la cellule. Les niveaux de gris les plus clairs correspondent quant à eux aux vides présents entre les disques. Pour séparer les niveaux de gris de l'image en deux populations, nous avons choisi d'utiliser le seuil d'Otsu [149]. Ce seuil minimise la variance à l'intérieur de chaque population et maximise la variance entre les deux populations. Selon les zones que l'on souhaite détecter, on peut sélectionner soit les zones claires soit les zones sombres. Par exemple, si l'on souhaite identifier les zones sombres, on binarise l'image selon ce seuil d'Otsu en attribuant à tous les pixels ayant des niveaux de gris inférieurs ou égaux à ce seuil la valeur 1 et aux autres la valeur 0. La figure 2.6 (b) représente en violet les pixels ayant des niveaux de gris égaux au seuil d'Otsu. En-dessous de ce seuil, on sélectionne bien les éléments souhaités mais la structure détectée est inter-connectée et ne permet pas d'identifier individuellement les disques ou les intrus. Pour ce faire, nous avons eu recours à des opérations morphologiques sur l'image binarisée. Les opérations de morphologie mathématique élémentaires utilisées dans cette étude sont présentées sur la figure 2.7. Elles permettent de transformer les domaines d'une image binarisée (domaines en bleu roi) en des domaines présentant de nouvelles morphologies (domaines en bleu ciel) via un élément structurant (cercles en noir). Pour une érosion/dilatation, on soustrait/additionne l'intersection entre le domaine et l'élément structurant en passant ce dernier sur les bords. Une érosion permet donc de supprimer les domaines qui ont une petite taille devant l'élément structurant ou bien d'amincir les plus gros domaines. Une ouverture est la dilatation d'une érosion tandis qu'une fermeture est l'érosion d'une dilatation. Toutes ces opérations ont des

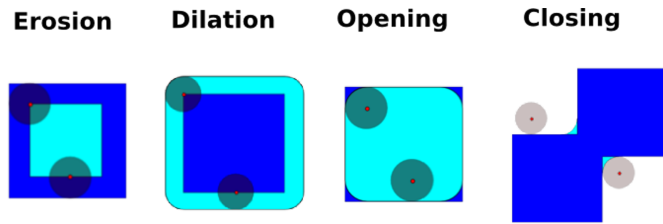


Fig. 2.7 Cette figure représente les quatre opérations élémentaires de morphologies mathématiques : l'érosion, la dilatation, l'ouverture et la fermeture. Ce schéma est tiré de http://scipy-lectures.github.io/advanced/image_processing/index.html.

butts bien différents mais permettent en générale d'affiner la détection des domaines souhaités.

Détection des disques et de leurs tailles

Dès que l'on a identifié les zones sombres d'une image, l'opération d'érosion s'avère très utile pour dissocier les parties de l'image binarisée liant les disques les uns aux autres par des points de contact. On procède donc à plusieurs itérations d'érosions pour individualiser les domaines. Cette première étape permet de plus de supprimer les petits domaines ne correspondant pas aux disques. A la fin de ce processus, on évalue la taille des domaines et on supprime les plus gros domaines qui correspondent aux barrettes métalliques situés en haut de l'empilement et aux intrus métalliques situés en bas de la cellule. Connaissant le nombre total de disques dans l'empilement et ayant accès au nombre de domaines détectés, il est ensuite aisé de connaître le nombre nécessaire d'itérations supplémentaires pour individualiser tous les domaines comme sur la figure 2.8 (b). La taille de chaque domaine détecté correspond à la taille initiale de chaque disque. Il est donc possible de séparer les domaines en deux populations selon un critère de taille. Dès lors, la taille des disques de chaque domaine est connue. En première approximation, on estime que le barycentre de chaque domaine segmenté correspond au centre du disque. Ceci est relativement raisonnable comme on peut le voir sur la figure 2.8 (c) lorsqu'on trace les disques à partir des centres détectés sur l'image de départ. A ce stade, on identifie chaque centre et chaque taille de chaque disque de l'empilement. Cependant, les mouvements des disques pouvant être de faibles amplitudes, la précision exigée sur leur détection nécessite une étape de traitement supplémentaire détaillée plus loin.

Détection des intrus mécaniques

Afin de détecter la position des intrus mécaniques, la démarche est relativement simple. On part de la même image binarisée que précédemment dans laquelle les niveaux de gris sombres valent 1 et les autres 0. Les disques étant préalablement détectés et leurs tailles étant connues, on supprime les zones correspondantes sur l'image binarisée. Pour ensuite identifier les zones correspondantes aux intrus mécaniques, nous nous appuyons sur la position des plus grands domaines détectés. Dès lors, on obtient une

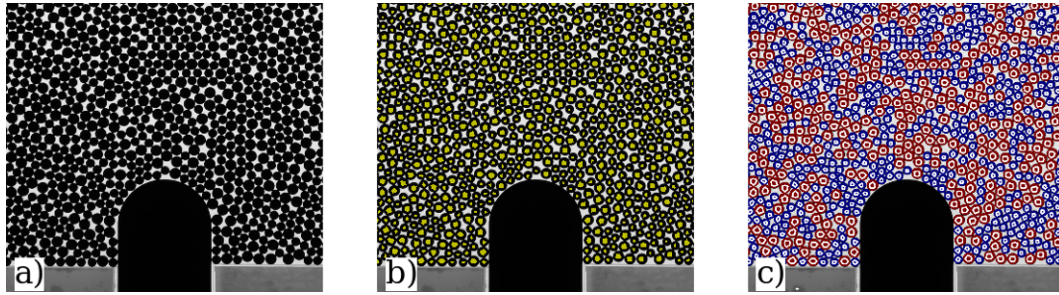


Fig. 2.8 (a) Exemple d'une image représentant le bas de l'empilement ainsi que l'intrus en niveaux de gris. (b) Même image qu'en (a) mais les zones jaunes correspondent aux domaines détectées après binarisation et érosions successives. (c) Les lignes blanches correspondent aux contours des domaines de (b). Les disques bleus (petits disques) et rouges (gros disques) correspondent aux disques détectées en utilisant les centres des domaines comme centres du tracé en première approximation.

détection des intrus perfectible en procédant à plusieurs opérations morphologiques d'ouverture. Comme on peut le voir sur la figure 2.7, cette opération préserve la taille des domaines mais lisse leurs frontières. On aboutit finalement à la zone détectée sur la figure 2.9 (a) dans le cas d'un intrus unique. La précision de la détection de la partie basse des intrus n'a que peu d'intérêt puisque l'on souhaite avant tout bien décrire les contacts avec les disques au niveau des parties supérieures. De plus, la détection des intrus mécaniques n'est réellement nécessaire que pour la première image puisque l'évolution temporelle de ces intrus est très bien connue et contrôlée par le vérin qui les tire à vitesse constante. Ainsi, connaissant le positionnement des intrus à l'état initial, il est simple de connaître leurs positions après quelques pas de temps puisque les mouvements horizontaux ne leur sont pas permis.

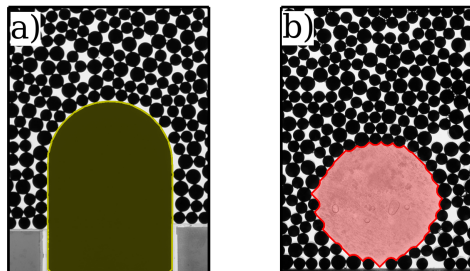


Fig. 2.9 (a) Exemple d'un empilement avec un intrus mécanique. La zone jaune représente le domaine détecté par la routine de traitement d'images pour la détection de l'intrus. (b) Exemple d'un empilement avec un glaçon. La zone rouge représente le domaine détecté par la routine de traitement d'images pour la détection du glaçon.

Détection des glaçons de DMSO

La démarche suivie pour la segmentation des glaçons est plus élaborée. En effet, les glaçons ont des niveaux de gris très clairs et peu différenciables des vides entre les disques. Il est notamment très difficile, même à l'oeil nu, de distinguer la différence entre le vide et les glaçons lorsque ces derniers deviennent très minces lors de la fonte. Plusieurs méthodes ont été envisagées pour améliorer ou faciliter la détection des glaçons :

- l'ajout d'un agent de contraste comme du colorant alimentaire aux glaçons ; mais celui-ci diffuse dans le liquide immergeant ce qui complique la détection des disques environnants ;
- la détection de la texture des glaçons puisque les bulles d'air emprisonnées génèrent des gradients de niveaux de gris assez importants. Cependant, la texture n'est pas homogène sur toute la surface de chaque glaçon et tout au long de la manipulation. Ce paramètre, pourtant pertinent, ne nous est donc pas apparu exploitable.
- La corrélation d'une forme géométrique connue à la forme des glaçons pour les détecter. Malheureusement cette dernière évolue dans le temps ce qui rend sa détection impossible de cette façon.

En résumé, la détection des glaçons demeure compliquée et il n'a pas été trouvé de méthodes suffisamment robustes pour être automatisées tout au long d'une expérience. Nous avons donc utilisé une routine « plus manuelle » de traitement d'images basée sur des opérations morphologiques permettant d'approximer correctement les glaçons. On sélectionne tout d'abord les niveaux de gris sombres de chaque image sur une image binarisée. Tous ces pixels subissent ensuite plusieurs opérations de dilatation pour créer finalement une structure globalement connectée. En faisant « grossir » les zones sombres, on fait fusionner toutes les zones correspondantes aux disques métalliques pour délimiter un espace clos autour du glaçon. Dès lors, on prend le complémentaire de l'image binarisée résultante ce qui renvoie une image binarisée des domaines clairs déconnectés. Il faut ensuite distinguer les domaines appartenant aux vides interstitiels de ceux qui appartiennent aux glaçons. La façon la plus simple et la plus robuste a été de choisir un critère de taille. Nous avons estimé que les domaines dont les surfaces sont inférieures à 7000 pixels (soit environ 500 mm²) appartiennent à la porosité et les autres aux glaçons. Ce critère s'avère correct tant que les glaçons ne sont pas trop petits. De ce fait, à partir d'une certaine image, nous avons recours à une détection manuelle des glaçons. Les frontières délimitant les glaçons sont ensuite lissées en procédant à des opérations morphologiques d'ouverture comme pour la détection des intrus mécaniques. On aboutit finalement à la zone détectée sur la figure 2.9 (b). Il est important de noter que la détection des glaçons reste délicate et dès que celle-ci n'était pas convenable nous procédions à des affinements manuels.

Précision sub-pixelique sur les centres des disques

Afin d'avoir une analyse fine des réarrangements, il est nécessaire de mesurer très précisément les déplacements des disques et par conséquent la position de leur centre. Cette étape du processus de traitement est la plus coûteuse numériquement car on traite séparément chaque centre de disque de chaque image c'est-à-dire environ 5000

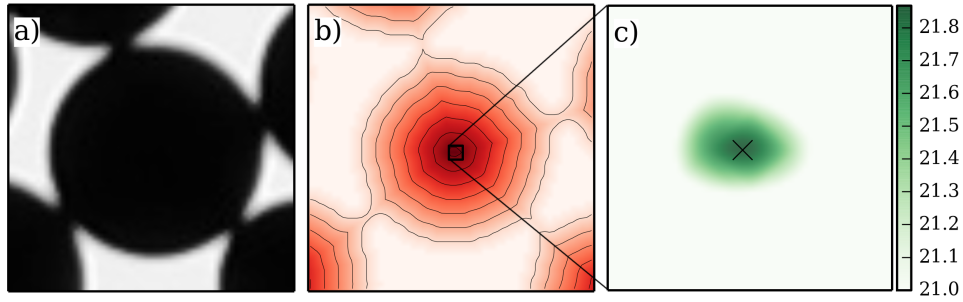


Fig. 2.10 (a) Sous-vignette en niveaux de gris d'un disque centrée sur le centre détecté lors de la première étape de traitement. (b) Carte des distances entre chaque pixel sombre et le fond plus claire dont on a tracé quelques lignes de niveau. Le rectangle noir correspond à la surface de 3×3 pixels centrée sur le maximum des distances que l'on interpole cubiquement. (c) Interpolation cubique du rectangle noir de (b). L'échelle de couleur représente les distances entre les pixels considérés et le fond clair. La croix représente le maximum devant ensuite être replacé dans le repère initial du disque.

disques sur 160 images soit 800000 centres pour une seule expérience avec des intrus mécaniques par exemple. En pratique, pour chaque disque, une sous-vignette centrée sur le centre préalablement détecté est isolée comme illustré sur la figure 2.10 (a). Sur cette sous-vignette, on segmente les zones sombres (correspondantes aux disques) des zones claires (correspondantes aux vides) en ne sélectionnant que les intensités lumineuses inférieures à l'intensité moyenne. Dès lors, grâce à une fonction dédiée dans le package Python scikit-image, on mesure la distance de chaque pixel appartenant aux zones sombres aux zones claires. La carte de ces distances est représentée sur la figure 2.10 (b). On estime que le centre réel du disque considéré se situe au maximum de cette carte et on voit dans ce cas que ce maximum ne se situe pas exactement au milieu. Le centre initialement détecté doit donc être corrigé d'autant. On détermine précisément ce point en sélectionnant une zone rectangulaire autour du maximum de 3 pixels de côté représentée par le rectangle de la figure 2.10 (b). Une interpolation cubique est ensuite réalisée sur cette surface ce qui permet d'avoir une mesure sub-pixelique de l'emplacement du maximum. De ce fait, on passe d'une surface de 3×3 pixels à une surface de 30×30 comme celle qui est représentée sur la figure 2.10 (c). L'ancien centre est donc finalement remplacé selon cette correction sub-pixelique et on atteint une précision d'environ $22 \mu\text{m}$ sur le centre de chaque disque, bien inférieure au déplacement d'un intrus mécanique entre deux prises de vue.

A la fin de toutes ces étapes de traitement, les coordonnées de chaque disque présent sur chaque image sont précisément mesurées. Il est ensuite nécessaire de suivre les constituants de l'empilement dans le temps.

Suivi temporel des disques

Principaux marqueurs des processus de réorganisation au sein du milieu granulaire, les déplacements doivent être mesurés tout au long des expériences. Ayant identifiés précisément chaque centre de chaque disque de chaque image grâce au traitement

présenté dans la partie précédente, il faut maintenant associer à chaque centre celui qui lui correspond dans l'image suivante. Différentes méthodes peuvent être utilisées parmi lesquelles la corrélation de sous-vignettes dans le cas de la PIV par exemple [150].

Dans notre cas, il semble pertinent de traiter chaque disque individuellement car le nombre de disques reste relativement raisonnable et leurs déplacements faibles. Dans les méthodes de suivi de particules, le postulat est souvent que les particules restent dans leur voisinage entre deux pas de temps. Cette condition fonctionne dans la plupart des cas, cependant, certains déplacements ont des amplitudes qui dépassent largement le voisinage d'un disque dans le cas de réarrangements de grandes amplitudes par exemple. Dans la suite, on note le vecteur position $\vec{r}_i(t)$ du disque i à l'instant t et $d_{ij} = \|\vec{r}_j(t + \delta t) - \vec{r}_i(t)\|$ le déplacement entre le disque i et le disque j entre les instants t et $t + \delta t$. Le protocole de suivi des disques se déroule comme ceci :

- à l'image de l'instant t , pour chaque disque i , on cherche le disque j le plus proche dans l'image de l'instant $t + \delta t$, c'est-à-dire celui qui minimise la distance d_{ij} . Si cette distance est inférieure au rayon du disque considéré alors on estime qu'il s'agit du même disque et les deux centres sont retirés du processus d'appariement. Il est important de noter que cette étape est faite séparément entre les populations de petits et de gros disques pour éviter les appariements impossibles par nature. De plus, enlever les disques déjà appariés des disques disponibles permet d'accélérer le processus. Toutes les mesures de distance entre les centres sont faites via la méthode des graphes en utilisant le langage Python grâce à la méthode `scipy.spatial.KDTree` qui permet des calculs très rapides.
- S'il n'existe pas de disque j dans l'image $N + 1$ à moins d'un rayon du disque i de l'image N , alors le centre du disque i est mis de côté avant un traitement supplémentaire. Étant donné que le nombre de petits disques et de gros disques détectés d'une image à l'autre est constant, le nombre de disques qu'il reste à appairer dans l'image N est égal au nombre de disques restants à appairer dans l'image $N + 1$.

Ces deux étapes sont répétées pour toutes les paires d'images que constituent une manipulation. Pour illustrer cette méthode, tous les disques appariés grâce à la première étape sont représentés en bleus sur la figure 2.11 (c). Il reste encore à affecter les centres non appariés dont les disques apparaissent en rouge sur la figure 2.11 (c) selon la combinaison la plus raisonnable possible. Le nombre de disques à appairer peut être important comme illustré entre les figures 2.11 (a)–(b). Il peut donc être très fastidieux de résoudre les problèmes d'affectation manuellement. Nous avons donc choisi de traiter ce problème d'appariement de manière globale en nous appuyant sur l'optimisation combinatoire qui allie une résolution globale à des algorithmes mathématiques performants.

La façon la plus directe pour appairer les disques a été pour nous de trouver la combinaison qui minimise la somme des distances au carré entre les disques. Ce type de problème est connu sous le nom de « problème d'affectation » pour laquelle il faut attribuer des tâches à des agents. Chaque agent ne peut réaliser qu'une seule tâche à un coût donné, le but étant à la fin de minimiser le coût global pour la réalisation de toutes les tâches. Dans notre cas, un agent correspond à un disque i non appareillé dans l'image à l'instant t et une tâche à un disque non appareillé j dans l'image à l'instant

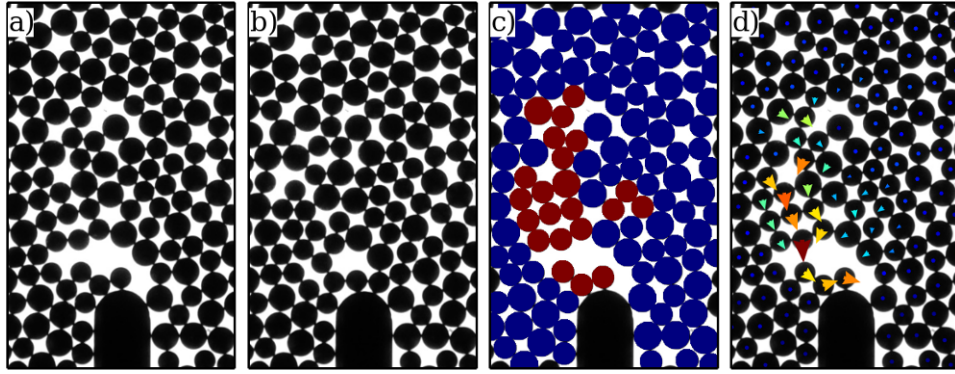


Fig. 2.11 (a) Exemple d'un empilement à l'instant t . (b) Même empilement qu'en (a) mais à $t + \delta t$. (c) Empilement de l'image t dans lequel la population rouge représente les disques dont l'appariement a été fait par voisinage tandis que la population bleue représente les disques résolus par optimisation combinatoire. (d) Empilement de l'image (a) sur lequel les flèches représentent les déplacements entre t et $t + \delta t$. Les couleurs vont du bleu au rouge avec l'amplitude du déplacement.

$t + \delta t$ tandis que la coût de la tâche représente la distance au carré les séparant soit d_{ij}^2 . Le problème posé revient donc à trouver le minimum de la quantité suivante :

$$\sum_{i \in A} \sum_{j \in B} d_{ij}^2 l_{ij} \quad (2.1.2)$$

avec les contraintes $\sum_{i \in A} l_{ij} = 1$, $\sum_{j \in B} l_{ij} = 1$ et $l_{ij} \geq 0$ où l_{ij} représente l'affectation du disque i avec le disque j et vaut 1 si l'affectation est effective. L'ensemble A représente les disques non affectés sur l'image à l'instant t . L'ensemble B représente les disques non affectés sur l'image à l'instant $t + \delta t$.

Ce problème d'affectation est résolu en temps polynomial par l'algorithme de Kuhn-Munkres utilisé dans cette étude via la package Munkres de Brian Clapper disponible sous Python [151]. Cet algorithme permet une résolution très rapide d'appariement tant que le nombre de disques perdus reste inférieur à 50, ce qui est toujours le cas dans nos expériences. Cette méthode de résolution pour les disques ayant de forts déplacements se révèle robuste et très rapide. Cependant, certains cas très rares échappent à ce type de résolution. Ceci apparait notamment lorsqu'un disque remplace parfaitement la place d'un autre d'une image à l'autre. En effet, dans ce cas, la première étape de l'appariement associe tout de suite le disque au mauvais voisin car il est pratiquement au même endroit et donc on perd le bénéfice de la résolution globale du système. Ce type de cas nécessite de recourir à la méthode manuelle en affiliant explicitement le bon disque. Enfin les données acquises à chaque expérience sont stockées dans une unique matrice de dimension 3 construite de la façon suivante : la première dimension représente l'indice de chaque disque, la deuxième dimension représente l'indice de chaque image tandis que la dernière dimension représente les deux composantes spatiales. Cette façon de représenter les données s'avère très pratique car un seul objet permet de décrire entièrement l'empilement et son évolution au cours du temps. Dans la partie suivante, nous allons présenter une méthode d'analyse structurale très utile dans le cadre de notre étude : le diagramme de Voronoï pondéré.

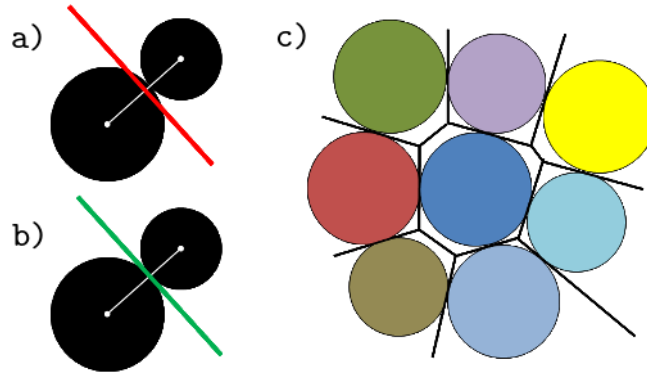


Fig. 2.12 Délimitation de la frontière entre deux disques en considérant (a) un pavage de Voronoï non pondéré et (b) un pavage de Voronoï pondéré. (c) Exemple de tessellation de Voronoï pondérée. La zone en noire entourant le disque central décrit la cellule de Voronoï de ce même disque.

Le diagramme de Voronoï pondéré

Dans les milieux divisés comme les milieux granulaires, le diagramme de Voronoï est très intéressant puisqu'il renseigne sur la structure du milieu à l'échelle de ses propres constituants [152]. Si on note p_n un ensemble de n sites de l'espace, alors la cellule de Voronoï V_i correspondante au site p_i est l'ensemble des points de l'espace qui sont plus proches du site i que de n'importe quel autre site. Dans la définition originale de cette tessellation, les frontières entre les cellules forment donc le réseau de médiatrices entre chaque site de l'espace. Si l'on adapte ce pavage de l'espace à notre cas et que l'on considère pour chaque site le centre de chaque disque, alors on échoue à compartimenter correctement les disques comme illustré sur la figure 2.12 (a). En effet, il est nécessaire de tenir compte de la bidispersité du milieu et donc de pondérer chaque distance intersite par les diamètres des disques considérés. Il ne s'agit donc plus de médiatrices à proprement parler mais plutôt de médiatrices pondérées comme représenté sur la figure 2.12 (b). Ce diagramme de Voronoï pondéré est résolu analytiquement et admet une unique solution symbolisée par les traits noirs de la figure 2.12 (c). Le calcul de cette tessellation est effectué grâce au logiciel en libre accès *pyvoro* de Joe Jordan qui permet de cette tessellation en signifiant le rayon de chaque disque de l'empilement (<https://github.com/joe-jordan/pyvoro>).

Chaque cellule de Voronoï décrit alors un volume « appartenant » au disque considéré dans l'empilement comme pour le disque central bleu sur la figure 2.12 (c). On a donc accès à une fraction solide locale qui s'écrit pour le disque i :

$$\phi_i = \frac{\pi(d_i/2)^2}{S_{vor}^i} \quad (2.1.3)$$

avec d_i le diamètre du disque i et S_{vor}^i la surface de la cellule de Voronoï associée. Afin de caractériser l'évolution structurale de l'empilement en étudiant les réarrangements, les fractions solides à l'échelle des disques s'avèreront très utiles.

Quelques restrictions sont à apporter à l'utilisation de ce pavage de Voronoï pondéré pour les empilements étudiés. D'une part, il est important de noter que le logiciel *pyvoro*

ne permet pas résolution du pavage de Voronoï pour des objets non circulaires. De ce fait, les glaçons ne peuvent être introduits dans la résolution analytique du pavage uniquement tant que leurs formes circulaires restent valables. Si ce n'est pas le cas, la tessellation est faite sur tous les disques de l'empilement et on tronque les cellules de Voronoï associées aux disques mitoyens des glaçons par leurs intersections avec le volume occupé par les glaçons. Les intrus mécaniques ne changent pas de dimension latérale, il est donc possible d'introduire les intrus mécaniques dans la résolution du pavage en reproduisant la surface des intrus avec plusieurs disques superposés. De cette façon, la mesure des cellules de Voronoï à proximité de l'intrus reste correcte. Enfin, la tessellation est exécutée sur l'image en entier, et ainsi, les disques situés sur les bords voient leurs cellules de Voronoï se prolonger jusqu'aux extrémités de l'image faussant ainsi leur fraction solide locale. Dans la plupart des cas, il a donc été choisi de n'évaluer que les fractions solides locales pour des populations de disques situées suffisamment loin des bords de la cellule.

2.2 Méthodes numériques

Les simulations menées imitent les expériences menées au laboratoire. Celles-ci ont été nécessaires pour plusieurs raisons :

- elles offrent une statistique plus importante que les expériences ;
- il est possible de sonder beaucoup plus de paramètres pertinents à notre étude en jouant sur l'emplacement des sites réactifs, sur les cinétiques de transformation des intrus ou même les coefficients de friction entre les disques ;
- elles permettent l'acquisition d'informations inaccessibles dans nos expériences comme le réseau de forces ou une dynamique plus fine des réarrangements.

Cette partie vise à présenter et décrire les outils de simulations numériques utilisés grâce au logiciel de dynamique des contacts *LMGC90*. La première sous-partie s'attache à présenter le contexte théorique des simulations menées, une deuxième sous-partie s'intéresse plus particulièrement à la méthode de dynamique des contacts, et la dernière section explique l'implémentation des simulations dans le cadre spécifique de notre étude.

2.2.1 Méthodes d'éléments discrets

Dans le domaine de la mécanique des structures, il est généralement opportun de traiter les matériaux comme des milieux continus dont on connaît les lois de comportement. De la même façon, des études récentes ont montré qu'il était possible de traiter l'écoulement d'un milieu granulaire comme un milieu continu à l'aide de ses lois rhéologiques [153]. Cependant ce type d'approche reste limité lorsque la nature discrète de la matière est importante. Dans de nombreux cas, il convient donc mieux de traiter les milieux granulaires comme un assemblage d'éléments discrets en interaction plutôt que comme un milieu homogène et continu. Ainsi, si l'on considère chaque membre d'un empilement granulaire comme un corps solide, alors son comportement est décrit par les équations de Newton-Euler. Dans le repère centré sur le centre d'inertie de chaque particule k et en décomposant les composantes translationnelles et rotationnelles, on

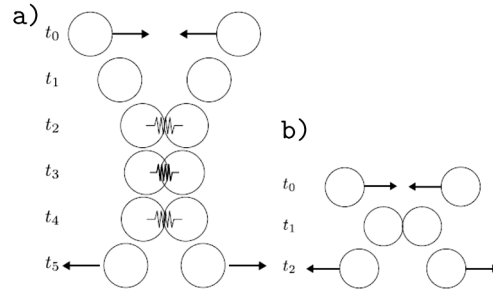


Fig. 2.13 *Discrétisation temporelle pour (a) une méthode régulière comme la dynamique moléculaire et (b) Discrétisation pour une méthode non-régulière comme la dynamique des contacts (image tirée de [154]).*

doit donc résoudre les relations suivantes pour connaître les composantes dynamiques de chaque particule du système :

$$m_k \frac{d}{dt} \vec{v}_k = \vec{F}_k^{ext} + \vec{f}_k^c, \quad (2.2.1)$$

$$I_k \frac{d}{dt} \vec{\omega}_k = -\vec{\omega}_k \wedge (I_k \vec{\omega}_k) + \vec{M}_k^{ext} + \vec{M}_k^c, \quad (2.2.2)$$

avec m_k la masse de la particule k , \vec{v}_k la vitesse de son centre de masse, $\vec{\omega}_k$ sa vitesse de rotation et I_k son moment d'inertie. \vec{F}_k^{ext} et \vec{M}_k^{ext} sont respectivement la résultante et le moment des forces extérieures appliquées sur la particule k tandis que \vec{f}_k^c et \vec{M}_k^c représentent la résultante et le moment des forces de contact appliquées sur la particule k . La méthode des éléments discrets vise ensuite à résoudre ces équations pour un nombre important de corps solides en choisissant une formulation adaptée. Deux méthodes à éléments discrets sont couramment utilisées dans le domaine des matériaux granulaires : la dynamique moléculaire ou la dynamique des contacts. En supposant, dans les deux cas, que le système est composé de solides rigides, la principale différence entre ces deux techniques tient dans la gestion des lois de contact.

En dynamique moléculaire, les zones de contact entre les particules permettent une réponse élastique et donc des interpénétrations des particules aux temps courts. Les forces de contact entre les éléments du milieu divisé découlent ensuite de ces interpénétrations, donc des positions relatives δ entre les particules et de leurs dérivées temporelles $\dot{\delta}$. De ce fait, la discrétisation temporelle doit être fine afin de bien mesurer les interactions de deux particules en contact, comme cela est représenté sur la figure 2.13 (a). Le mouvement des particules est doublement différentiable par rapport au temps et les sauts de vitesse ne sont pas considérés. Par conséquent, ce type de méthode est considérée comme régulière.

La seconde méthode, appelée dynamique des contacts, est celle que nous avons suivi dans notre étude. Celle-ci présuppose que les particules sont parfaitement rigides, il n'y a donc pas de déformations des zones de contact entre les particules et aucune réponse élastique. Les forces de contact sont uniquement décrites par les lois de contact découlant des vitesses relatives des particules en interaction. Ainsi, la discretisation temporelle n'a pas besoin d'être aussi fine que pour la dynamique moléculaire mais le

mouvement des particules est irrégulier car les collisions sont permises comme on peut le voir sur la figure 2.13 (b).

2.2.2 Dynamique des contacts

Dans cette partie, nous entrons un peu plus dans les détails de résolution de cette méthode de dynamique des contacts. Celle-ci repose sur deux conditions dans la gestion des lois de contact et sur une résolution algorithmique précise.

Condition de Signorini

Cette condition assure la non-interpénétrabilité des particules en contact. Considérons deux corps solides et notons δ_n la distance relative normale, V_n la vitesse relative normale et f_n la force normale au plan de contact entre les deux particules. Alors si un contact est établi entre ces deux particules ($\delta_n = 0$ et $V_n = 0$) alors elles ne peuvent se séparer sous l'action de f_n qu'avec $V_n \neq 0$. Ceci peut être résumé par le jeu d'équations :

$$\begin{cases} \delta_n > 0 & \Rightarrow & f_n = 0 \\ \delta_n = 0 & \Rightarrow & f_n \geq 0 \end{cases} \quad (2.2.3)$$

Frottement de Coulomb

La loi, dite de Coulomb, régit la relation entre les forces normales et tangentielles de deux particules en contact frictionnel. En effet, en introduisant V_t la vitesse de glissement tangentielle au plan de contact entre les deux particules et μ le coefficient de friction, la relation est introduite comme ceci :

$$\begin{cases} |V_t| > 0 & \Rightarrow & |f_t| = \mu f_n \\ |V_t| = 0 & \Rightarrow & |f_t| \leq \mu f_n \end{cases} \quad (2.2.4)$$

La première équation décrit la relation entre la force normale f_n et la force tangentielle f_t lorsqu'il y a glissement. La deuxième relation traduit le fait que le contact est non glissant ($V_t = 0$) tant que la force tangentielle de contact f_t reste inférieure à μf_n .

Algorithme de résolution

Les deux conditions précédentes décrivent quasiment entièrement les lois de contact entre les particules. Une fois les forces de contact déterminées, les positions et les vitesses des particules sont calculées grâce aux équations de la dynamique (2.2.1) et (2.2.2). Une simulation numérique s'effectue donc selon plusieurs étapes à chaque itération temporelle. Supposons que toutes les vitesses, toutes les positions et toutes les forces sont parfaitement connues à l'instant t pour chaque particule du milieu. Il faut ensuite connaître l'état du système à l'instant $t + \delta t$ grâce à l'algorithme suivant schématisé sur la figure 2.14 :

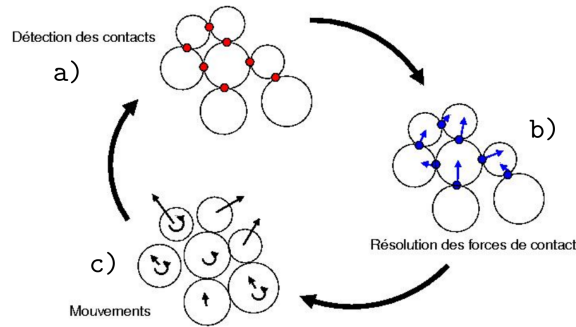


Fig. 2.14 (a) Représentation de la première étape itérative qui consiste à détecter les contacts entre les particules. (b) Représentation de la deuxième étape itérative qui consiste à résoudre le système global des forces de contact. (c) Représentation de la troisième étape qui consiste à résoudre les équations de la dynamique à partir des forces précédemment déterminées pour enfin déterminer les nouvelles positions et vitesses des particules. Schéma tiré de http://git-xen.lmgc.univ-montp2.fr/lmgc90/lmgc90_user/tree/master/manuals/LMGC90_Theory.pdf.

- dans un premier temps, on détermine tous les contacts entre particules c'est-à-dire toutes les paires de particules pour lesquels $\delta_n \leq 0$ à l'instant $t + \delta t$, en fonction des vitesses et des positions de l'instant t . Même si les interpénétrations ne sont pas permises, cela peut arriver en pratique à cause de la précision numérique. A la fin de cette première étape, il faut résoudre le problème global posé par toutes les forces de contact mises en jeu.
- toutes les forces de contact doivent être résolues simultanément. Il est donc utile d'utiliser une méthode de résolution itérative par critère de convergence. Dans notre cas, c'est l'algorithme de « Gauss-Seidel » qui est utilisé. Plusieurs implémentations de cet algorithme peuvent être utilisées parmi lesquelles nous avons choisi la méthode « Store Delassus Loop strategy » qui est décrite comme performante pour les corps rigides en 2D. Les forces de contact sont d'abord initialisées par leurs valeurs à l'instant t et par 0 pour les nouveaux contacts. Cette méthode actualise ensuite à chaque itération les forces de contact et les compare à un certain critère de convergence. Une fois le critère de convergence satisfait, l'algorithme se termine et les forces de contact sont parfaitement déterminées au sein du système à l'instant $t + \delta t$ comme représenté sur la figure 2.14 (b).
- ensuite, une fois que les forces au sein du système sont résolues, il suffit de résoudre les équations de la dynamique pour finalement avoir les positions et les vitesses des particules à l'instant $t + \delta t$ (figure 2.14 (c)).

Ces trois étapes sont répétées autant de fois que nécessaire pour mener à bien les simulations désirées. Dans la prochaine partie, les protocoles numériques utilisés dans le cadre de nos simulations numériques sont détaillés.

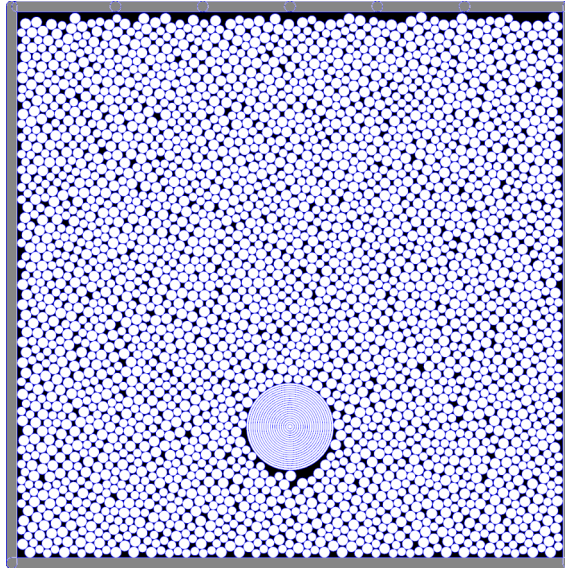


Fig. 2.15 Exemple d'un empilement granulaire avec des disques bidisperses après génération de tous les constituants de l'empilement. À ce stade, aucun calcul de force n'a été effectué.

2.2.3 Protocole numérique

La réalisation des simulations en accord avec les expériences se déroule en plusieurs étapes. En effet, on génère tout d'abord l'empilement complet puis on fait évoluer les intrus au sein de l'empilement.

Génération de l'empilement granulaire réactif

Les cellules numériques font exactement les mêmes dimensions que les cellules réelles hormis que l'on ne définit pas une troisième dimension. Elles sont donc purement bidimensionnelles. De la même façon, on introduit le même nombre de disques avec les mêmes diamètres (4 et 5 mm) et selon les mêmes proportions (10 : 7). Les disques générés dans la simulation numérique sont considérés comme des corps rigides ayant une densité de $\rho_d = 8,3 \text{ g.cm}^{-3}$. Les coefficients de friction entre les disques et entre les disques et les parois ont été mesurés expérimentalement et valent tous les deux 0,13 (*cf.* figure 2.2). Les interactions entre les disques sont purement frictionnels et gravitaires comme cela est observé expérimentalement.

On procède au dépôt par gravité afin de créer la configuration initiale des disques dans la cellule. Il s'agit d'une déposition séquentielle où, à chaque étape, un disque est choisi aléatoirement parmi une des deux populations et est situé à une abscisse aléatoire au dessus de la cellule. Le disque tombe alors par gravité jusqu'à ce qu'il rencontre un élément qui l'arrête, soit le fond de la cellule soit deux contacts situés sous son centre de gravité. Ce mode de dépôt purement géométrique génère un empilement qui présente des configurations initiales différentes et donc des densités initiales différentes d'une simulation à l'autre comme dans les manipulations expérimentales. Il faut ensuite créer les intrus souhaités et les placer au sein de ce milieu granulaire.

En pratique, *LMGC90* permet difficilement d'implémenter un disque dont la taille évolue au cours du temps. Par contre, il est très aisé de faire disparaître des membres de l'empilement. Nous tirons donc parti de cette possibilité pour imiter la fonte des glaçons. Pour ce faire, nous créons des disques concentriques et imbriqués avec des diamètres décroissants comme sur les figures 2.15 et 2.16 (a). A chaque étape de l'évolution d'un glaçon « numérique », le disque de plus grand diamètre est rendu invisible pour ne laisser apparaître que le disque de diamètre juste inférieur. Ceci est schématisé sur la figure 2.16 sur laquelle le disque actif est coloré en bleu et en trait plein. Cette étape est répétée jusqu'à ce que la surface occupée par les glaçons dans l'empilement soit nulle. Il faut prendre une autre précaution dans la modélisation de la fonte des glaçons. En effet, sous l'effet de la gravité, leurs centres de masse se dirigent vers la bas car ils restent toujours soutenus par les disques situés en dessous par gravité. De ce fait, lorsqu'on fait apparaître le disque de l'itération suivante, on replace le nouveau disque visible de façon à ce qu'il soit en contact avec les disques en-dessous de lui comme illustré sur la figure 2.16 (b). La création des intrus mécaniques est beaucoup plus aisée. En effet, dans la simulation numérique, un intrus mécanique est simplement modélisé par deux jonscs verticaux dont les faces externes sont séparées du diamètre du disque que l'on souhaite placer à son bout comme sur la figure 2.16 (c). Au cours de leur évolution, les trois pièces ne bougent que par des petits incréments verticaux vers la bas jusqu'à ce que la pointe du disque atteigne la bas de la cellule. Les deux types d'intrus créés sont placés aux endroits souhaités dans l'empilement et l'on rend invisible les disques situés à leurs emplacements.

Enfin il reste à créer et à placer les poids de confinement de la même façon que dans les expériences. Le nombre de barrettes ainsi que leurs dimensions latérales sont les mêmes que dans les manipulations. Par contre, elles n'ont pas les mêmes longueurs, il est donc nécessaire de leur appliquer à chacune une force purement verticale dirigée vers le bas correspondante au poids réel de chaque barrette. On impose à ces éléments de n'avoir que des déplacements verticaux. Ceux-ci sont placées juste au-dessus du disque le plus haut de l'empilement dans la cellule comme on peut le voir sur la figure 2.15.

Avec ces trois étapes, le dispositif expérimental est modélisé et on a modélisé une configuration initiale de l'empilement différente à chaque nouvelle simulation numérique. Mais, à ce stade, aucun calcul de force n'a encore été fait et le milieu granulaire n'a subi aucun déplacement. Par ailleurs, le milieu granulaire ne présente donc pas d'hétérogénéités mécaniques lors de sa conception comme pour les manipulations expérimentales.

Stabilité mécanique de l'empilement

Après avoir généré tous les éléments nécessaires à la constitution de l'empilement, il faut assurer la stabilité mécanique de l'ensemble. En effet, les barrettes, les disques et les intrus n'interagissent pas entre eux d'un point de vue mécanique. Il est donc nécessaire de procéder à une première étape permettant d'acquérir une stabilité mécanique entre ces différentes pièces. Le facteur limitant pour l'acquisition de l'équilibre mécanique n'est pas la stabilisation des barrettes (qui sont situées très proches du haut de l'empilement) mais bien les disques les plus proches des intrus qui ont des

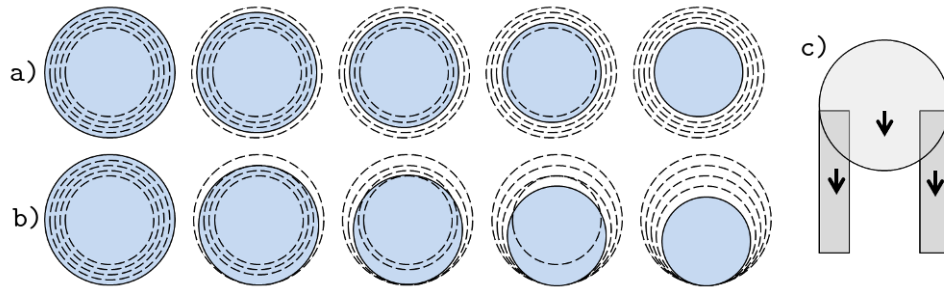


Fig. 2.16 (a) Exemple de la fonte d'un glaçon en recentrant chaque petit glaçon sur le centre du glaçon précédent. (b) Exemple de la fonte d'un glaçon telle qu'elle est modélisée dans notre simulation numérique. (c) Intrus mécanique tel qu'il est modélisé dans les simulations.

mouvements d'amplitudes plus importantes. Ces derniers se situent au maximum à un diamètre de gros disque d_{max} des intrus (les disques placés à l'emplacement des intrus étant rendus invisibles). Ainsi, en considérant une chute libre, on estime que la durée minimale d'attente avant qu'un disque entre en contact avec un intrus est de $t = \sqrt{2d_{max}/g} \approx 32$ ms. On peut noter ici que le pas temporel de calcul du système est $\delta t = 10^{-4}$ s suffisamment petit pour avoir un calcul précis de l'évolution du système. De ce fait, on procède à $t/\delta t = 320$ résolutions du système avant d'espérer un équilibre mécanique. A partir de cette durée, on compte le nombre de contacts établis avec les intrus en fonction du temps. On estime que si le nombre de contacts ne change pas pendant 10 ms alors l'empilement est à l'équilibre. Si ce critère n'est pas atteint, on stoppe le processus de stabilisation de l'ensemble dans tous les cas à 60 ms. Cette durée semble raisonnable puisque dans les expériences le milieu semble se stabiliser instantanément donc à une vitesse de l'ordre de la persistance rétinienne qui est de 40 ms. Un exemple de processus de stabilisation est représenté sur la figure 2.17. Il s'agit d'une simulation avec deux intrus mécaniques pour laquelle on trace le nombre de contacts établis avec les intrus en fonction du temps de la simulation. Au tout début de la simulation, aucun contact n'est établi avec les intrus en accord avec la méthode de conception de l'empilement. On initie un premier contact à environ 10 ms, puis le nombre de contacts augmente jusqu'à 32 ms (ligne bleue en pointillée verticale), date à partir de laquelle le critère d'arrêt du processus commence à être évalué. On finit par stabiliser l'empilement à environ 54 ms (ligne noire verticale) donc en-dessous du seuil limite de 60 ms. A la fin de cette étape de stabilisation, l'empilement est en équilibre mécanique et l'évolution des intrus peut commencer.

Évolution de l'empilement granulaire

Deux dynamiques sont à considérer dans l'évolution de l'empilement granulaire : la dynamique d'évolution des intrus et la dynamique de la réponse de l'empilement granulaire environnant. Dans le cas de nos expériences, la réponse du milieu granulaire est beaucoup plus rapide que la vitesse d'évolution des intrus. L'évolution du milieu est donc quasi-statique puisqu'il semble toujours à l'équilibre vis à vis du déplacement des intrus. Pour implémenter ces dynamiques dans nos simulations numériques, nous

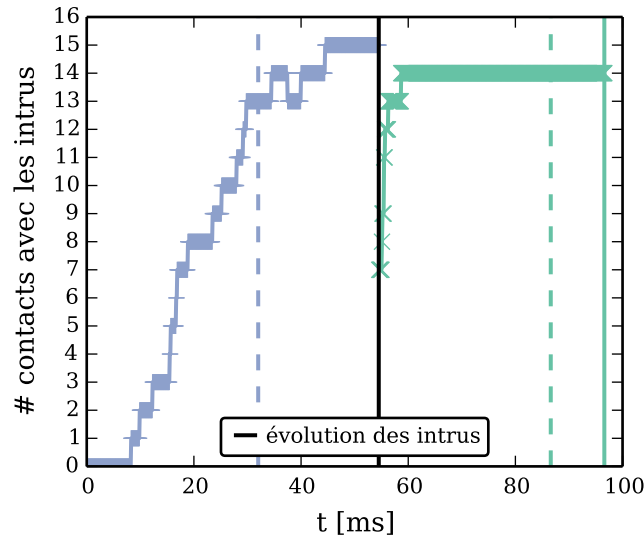


Fig. 2.17 Évolution du nombre de contacts avec les intrus au tout début d'une simulation de deux intrus mécaniques voisins. Les points bleus correspondent à la stabilisation initiale de l'empilement. Les points verts correspondent à l'étape de stabilisation après l'évolution des deux intrus. Le trait vertical noir montre le moment de l'évolution des intrus tandis que les points en pointillés montre la date à partir de laquelle on évalue le critère de convergence.

avons choisi de simuler l'évolution des intrus par itération, c'est-à-dire en appliquant un décrétement de surface pour des glaçons ou d'altitude pour des intrus mécaniques. On laisse ensuite la structure environnante s'équilibrer. Ces décrétements doivent être suffisamment petits pour rester en accord avec l'évolution lente observée expérimentalement. Le décrétement d'altitude fixé pour les intrus mécaniques est de $\delta z = 0,250\text{mm}$ soit le décrétement d'altitude entre deux prises de vue dans les expériences. Dans le cas des glaçons, les décrétements en rayons ou en surfaces sont indiqués plus loin dans cette étude. Chaque nouvelle étape d'évolution des intrus est engagée dès que la structure granulaire environnante est stable selon les conditions que l'on a exprimées dans le paragraphe précédent. De ce fait en regardant la figure 2.17, on voit qu'après la stabilisation initiale (ligne noire verticale), le nombre de contacts avec les intrus est réduit d'un facteur deux par leur évolution. Le nombre de contacts ré-augmente assez rapidement, puis on étudie la stabilité du milieu à partir de 86 ms (ligne verte verticale en pointillée) jusqu'à la stabilisation à 96 ms. On peut ensuite procéder à une nouvelle étape d'évolution des intrus jusqu'à leur disparition complète de la cellule. À la fin de chaque étape, toutes les positions et les forces au sein de l'empilement sont enregistrées dans une matrice pour pouvoir être exploitées ultérieurement.

Chapitre 3

Réarrangements autour d'un intrus unique

La première étape lorsqu'on s'intéresse à un milieu granulaire en transformation est tout d'abord de comprendre les réarrangements occasionnés par la présence d'un intrus unique. Dans un premier temps, nous dévoilerons quelques observations phénoménologiques. Au vue de la grande disparité spatio-temporelle des événements mis en jeu, nous analyserons la réponse moyenne du milieu aux temps longs avant de se focaliser sur les réarrangements plus instantanés. Les conséquences de ces réorganisations seront approfondies par l'étude des variations de fractions surfaciques locales. Nous nous intéresserons finalement à l'effet de la taille des objets en évolution sur la réponse du milieu granulaire. L'analyse des réarrangements a été entièrement réalisée grâce aux outils et méthodes présentés dans la partie précédente. Les largeurs et demi-largeurs des intrus mécaniques sont notées D_{int} et R_{int} tandis que les rayons et les diamètres des glaçons sont notés R_{bks} et D_{bks} .

3.1 Observations phénoménologiques

Le type d'intrus (glaçon ou intrus mécanique) utilisé dans nos manipulations n'a que peu d'impact sur l'aspect qualitatif des phénomènes observés. En effet, que l'évolution de l'intrus soit régulière en temps comme avec un intrus mécanique ou moins contrôlée comme dans le cas de la fonte d'un glaçon de DMSO, la réponse du milieu granulaire considéré reste très intermittente et hétérogène. Cette occurrence irrégulière des réarrangements est caractérisée par des mouvements intermittents largement distribués spatialement. Par exemple, considérons deux disques à l'état initial de l'empilement comme sur la figure 3.1. Bien que très proches dans l'espace au début de la manipulation, l'évolution temporelle de leurs composantes verticales révèle deux caractères très différents. Le premier disque de la figure 3.1 de gauche présente une évolution temporelle assez régulière tandis que celui de la figure 3.1 de droite a une marche beaucoup plus irrégulière avec de nombreux soubresauts. On peut du reste constater que l'évolution de leurs composantes verticales restent inférieures à celle de la pointe de l'intrus : les interactions frictionnelles freinent les disques dans leurs descentes (figure 3.1). Par ailleurs, alors que l'empilement peut rester statique pendant plusieurs pas de

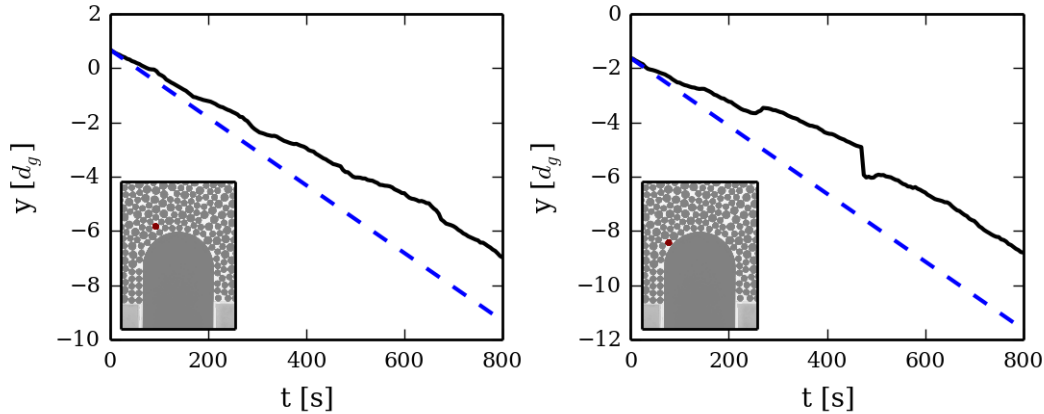


Fig. 3.1 Évolutions des coordonnées verticales y des deux disques rouges de l'insert (ligne noire). $y = 0$ correspond à l'ordonnée initiale de la pointe de l'intrus et l'axe y est orienté vers le haut. La ligne bleue correspond à l'évolution de la coordonnée verticale du disque rouge s'il descendait à la même vitesse que l'intrus.

temps, il n'est pas rare d'observer des mouvements importants pour un nombre élevé de disques comme illustré sur la figure 3.2 (a). Ces événements, impliquant un nombre variable de disques, n'ont d'ailleurs pas forcément lieu à proximité de l'intrus. En effet, des déplacements non négligeables peuvent apparaître dans des zones a priori éloignées de l'influence de la perturbation induite par l'intrus comme on peut le voir sur la figure 3.2 (b).

Même si la réponse intermittente du milieu granulaire reste qualitativement indépendante de la dynamique d'évolution des intrus, la morphologie de celui-ci a en revanche un impact sur les déplacements observés. En effet, on peut constater dans certains cas des recirculations et des mouvements horizontaux importants au-dessous du centre de gravité du glaçon (figure 3.2 (d)) qui ne se manifestent évidemment pas pour un intrus mécanique dont l'évolution est verticale descendante. On peut également remarquer des effets de structuration de l'empilement en évolution sous l'effet de la gravité par la formation d'arches comme par exemple sur la figure 3.2 (c). Ces structures mécaniquement stables sont d'autant plus récurrentes que la taille de l'intrus est petite, il n'est donc pas rare d'en former à la fin des expériences de fontes de glaçons lorsque ces derniers ont la taille de quelques disques de l'empilement. Ce type de phénomène, qui sera abordé plus longuement dans la suite de cette partie, est tout à fait analogue au coincement dans les silos lorsque le trou est petit devant la taille caractéristique des constituants du milieu granulaire. Par ailleurs, les réarrangements occasionnés par l'évolution de l'intrus engendrent des évolutions structurelles notables en modifiant localement l'état de compaction.

Finalement, l'évolution du milieu granulaire est très riche d'un point de vue phénoménologique avec des effets non locaux peu intuitifs. Nous étudierons tout d'abord la réponse moyenne du système aux temps longs c'est-à-dire entre l'état initial et l'état final de l'empilement. Puis, nous nous focaliserons sur les réarrangements « instantanés » entre deux pas de temps consécutifs. Les analyses suivantes, sauf pour celle qui

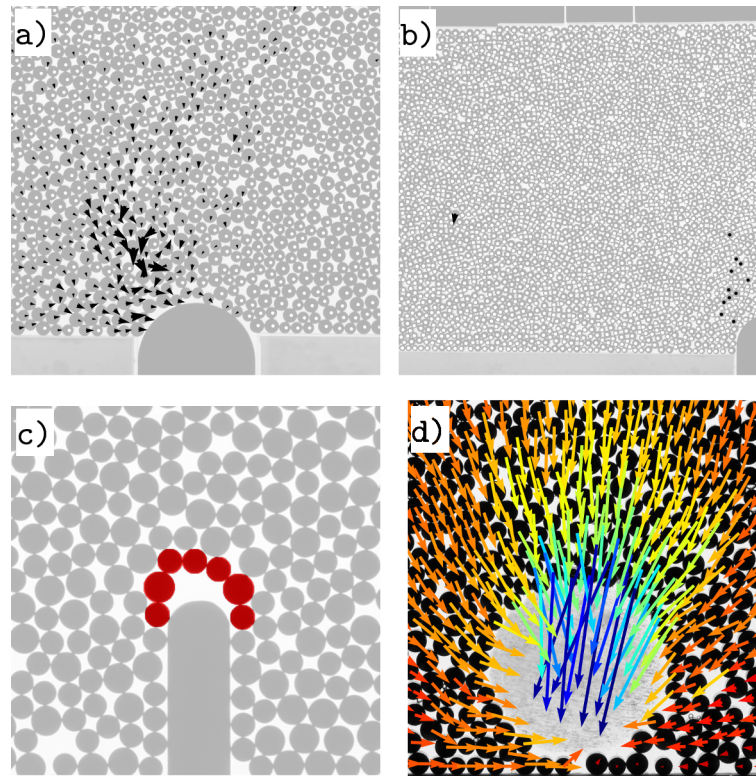


Fig. 3.2 (a)–(b) Flèches représentant les déplacements entre deux prises de vue consécutives pour une expérience avec un intrus mécanique unique. Les flèches noires correspondent aux déplacements dont les amplitudes sont supérieures ou égales au déplacement de l'intrus. (c) Les disques rouges illustrent la présence d'une arche formée au-dessus de l'intrus. (d) Flèches représentant les déplacements des disques entre l'état initial et l'état final dans une manipulation avec un glaçon. Le code couleur des flèches correspond à l'amplitude des déplacements (du rouge au bleu).

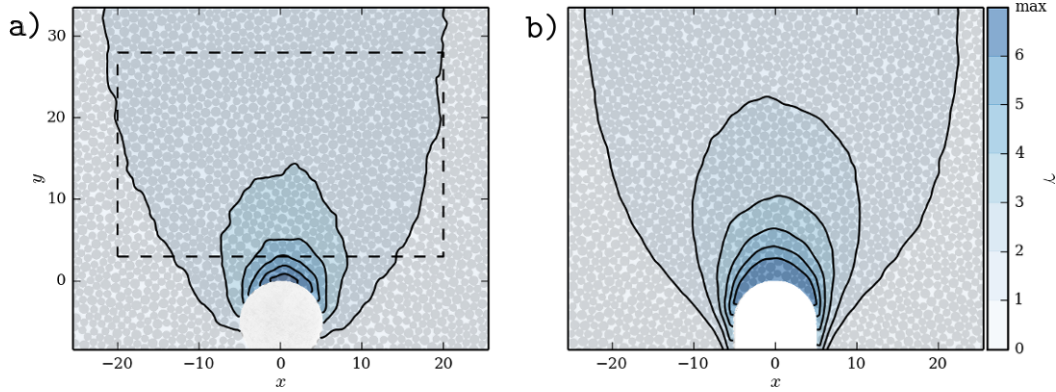


Fig. 3.3 Champs moyens des déplacements verticaux entre l'état initial et l'état final pour (a) l'expérience avec la fonte de glaçons (moyenné sur 20 manipulations) et (b) le dispositif avec un intrus mécanique (moyenné sur 100 manipulations).

concerne la taille des intrus, sont effectuées sur des intrus mécaniques et des glaçons de tailles latérales initiales D_{int} de 40 mm soit $10 d_g$. Cette largeur d'intrus permet de s'affranchir des phénomènes de coincement. Une partie entière sera consacrée à l'effet de la taille plus loin dans l'exposé de cette étude.

3.2 Réarrangements moyens aux temps longs

3.2.1 Déplacements aux temps longs

Dans cette partie, les réponses moyennes en déplacement des deux dispositifs expérimentaux sont étudiées entre l'état initial et l'état final. Nous ne nous sommes focalisés ici que sur les composantes verticales des déplacements celles-ci étant prédominantes sur les composantes horizontales sous l'effet de la gravité. Pour rappel, tous les déplacements et toutes les distances sont exprimés en diamètre de petits grains d_g . Les champs de déplacements verticaux moyennés sont représentés sur la figure 3.3 (a) pour l'expérience du glaçon et sur la figure 3.3 (b) pour l'intrus mécanique. Ces deux champs de déplacements sont bien symétriques et il en est de même pour ceux des composantes horizontales (non représentés). Les réarrangements sont principalement guidés par gravité, les zones statiques pour les déplacements verticaux sont donc situées sous le centre de gravité des intrus. Nous avons placé les intrus en bas de la cellule en connaissance de cause afin d'optimiser le nombre de disques soumis au processus de réorganisations.

Les deux champs de déplacement présentent de fortes similarités qualitatives même si les amplitudes sont différentes. En effet, dans l'expérience de fonte du glaçon, le déplacement vertical maximum est limité à $6,6 d_g$ au lieu de $10 d_g$ pour un intrus mécanique. La fonte à géométrie radiale du glaçon engendre des déplacements horizontaux qui limitent l'amplitude verticale maximale des disques situés au-dessus de ce dernier comme cela est visible sur la figure 3.2 (d). Cependant, en normalisant les amplitudes des déplacements verticaux par le déplacement vertical maximum, les deux décroissances en amplitudes peuvent être rassemblées comme nous pouvons le voir sur

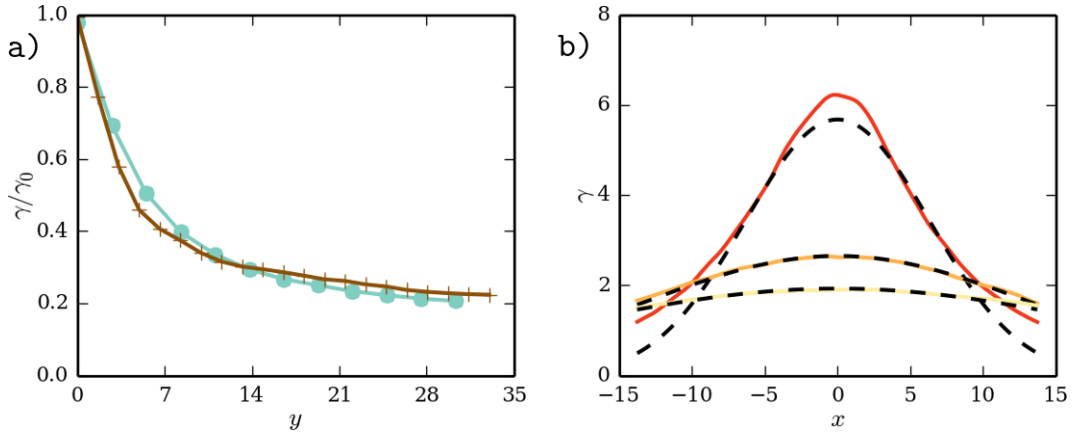


Fig. 3.4 (a) Profils de déplacements verticaux normalisés selon les axes $x = 0$ de la figure 3.3 pour la fonte du glaçon (croix marrons) et l'extraction de l'intrus métallique (cercles verts). (b) Profils de déplacements verticaux le long des axes $y = 2,7$ (ligne rouge sombre), $y = 13,6$ (ligne orange), et $y = 27,1$ (ligne jaune claire). La ligne tiretée correspond à la prévision théorique 2D pour les silos quasi-statiques [155].

la figure 3.4 (a) le long de l'axe $x = 0$. De ce fait, les déplacements verticaux (prédominants) aux temps longs sont qualitativement équivalents dans les deux dispositifs. Le dispositif avec un intrus mécanique semble donc être un bon moyen de reproduire le comportement de fonte d'un glaçon au moins pour les temps longs même si on perd une partie des composantes horizontales.

Au-delà de la comparaison des deux dispositifs expérimentaux entre eux, les deux champs de déplacements présentent de fortes similarités avec les profils de vitesse couramment observés dans les silos bi-dimensionnels. Dans ces derniers, tant que la taille de l'orifice est de sortie est suffisamment grande par rapport à la taille des grains, l'écoulement des grains est permanent et atteint dans certains cas un régime dynamique stationnaire. L'amplitude maximale des déplacements est alors infinie car les grains sont en chute libre au droit de l'orifice. Dans notre cas, l'évolution du système est quasi-statique et les amplitudes maximales des déplacements sont limitées par la forme et l'amplitude d'évolution des intrus. Nos expériences se rapprochent donc plus de certains silos quasi-statiques pour des applications minières de type *block-caving*. Dans celles-ci, le minerai est réduit en gravas par des explosifs et s'écoule par gravité directement par le plafond des galeries prévues à cet effet, la vitesse d'extraction restreint alors la dynamique d'évolution du système. L'emplacement du minerai extrait en fonction de la masse dégagée est alors d'une importance capitale et a reçu une grande attention via des expériences en conditions semi-réelles [156–158] ou des expériences modèles [155]. Certains auteurs ont théorisé ces écoulements granulaires bidimensionnels denses sous gravité [155, 159] voire même en 3D [160] en s'appuyant sur un modèle cinématique diffusif [161]. Celui-ci postule une relation de proportionnalité entre les composantes horizontales et le gradient des composantes verticales selon l'axe horizontal par un coefficient de diffusion D_p . Cette intuition provient du fait que les particules ont plus tendance à se déplacer latéralement vers les zones d'écoulements verticaux les plus rapides. En supposant que les variations de densité sont suffisamment faibles pour

justifier l'incompressibilité du milieu (ce qui est le cas dans cette étude), il est alors possible d'obtenir une formulation analytique des déplacements verticaux en fonction du déplacement vertical maximal γ_0 à l'orifice :

$$\gamma(x,y) = -\frac{\gamma_0}{2} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{x+R}{\sqrt{4D_p y}} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{x-R}{\sqrt{4D_p y}} \right) \right], \quad (3.2.1)$$

avec x et y les coordonnées horizontales et verticales respectivement, R la demi-largeur de l'orifice et finalement D_p le coefficient de diffusion qui lie les composantes horizontales aux composantes verticales.

Pour le calcul numérique, R est pris égal à $5 d_g$ (soit 20 mm), la demi-largeur de l'intrus, et γ_0 au déplacement vertical maximal trouvé expérimentalement à la pointe de l'intrus ou du glaçon. Le coefficient D_p se trouve être finalement le seul paramètre libre d'ajustement. Les déplacements verticaux selon plusieurs axes horizontaux sont comparés à l'équation théorique 3.2.1 sur la figure 3.4 (b) pour le cas de l'intrus mécanique. L'accord est très bon entre cette description théorique et nos résultats expérimentaux. Il s'étend d'ailleurs aux systèmes de fontes des glaçons en adaptant le paramètre γ_0 . L'évolution de la taille du glaçon ne semble avoir pour les déplacements verticaux aux temps longs qu'un rôle de limitant de l'amplitude maximale atteignable.

Dans notre cas, le coefficient de diffusion D_p se trouve être environ égal à $7 d_g$. Il prend généralement des valeurs proportionnelles à la taille des particules [161] mais souvent plus faibles [117]. Il y a cependant beaucoup de divergences dans la littérature sur sa valeur et ses liens avec les paramètres du système ne sont pas bien décrits. En effet, des auteurs trouvent des valeurs de 2,24 pour des écoulements de billes de verre monodisperses [161] tandis que d'autres [162] trouvent une augmentation de ce paramètre jusqu'à des valeurs de 4 avec la hauteur des profils de déplacements ajustés dans l'empilement. L'influence de l'humidité présente dans l'empilement a également pu être appréciée [163]. De plus, dans notre cas, la géométrie radiale de la pointe de l'intrus accentue légèrement les composantes horizontales ce qui diffère d'un orifice classique de silo.

En résumé, les deux dispositifs expérimentaux présentent, pour des largeurs d'intrus identiques initialement, des comportements aux temps longs tout à fait similaires. Ces comportements sont très bien décrits par des considérations théoriques de silos bidimensionnels quasi-statiques. Enfin, les expériences d'intrus mécaniques proposées dans cette étude sont donc des dispositifs expérimentaux pertinents pour reproduire les déplacements aux temps longs induits par la fonte d'un glaçon au sein d'un milieu granulaire soumis à la gravité.

3.2.2 Thématique du mélange

Très liée aux thématiques industrielles, la question du mélange des disques lors de l'évolution de l'intrus est importante. En effet, dans les procédés industriels, l'apparition ou la rupture du contact de deux grains de compositions chimiques différentes peut induire de nouvelles réactions, recherchées ou potentiellement non désirées. Afin d'avoir une information plus globale sur les zones de mélange, nous nous sommes intéressés aux déplacements relatifs aux temps longs. Ceux-ci permettent de mesurer à quel point un disque s'est éloigné de son voisinage entre l'état initial et l'état final. En

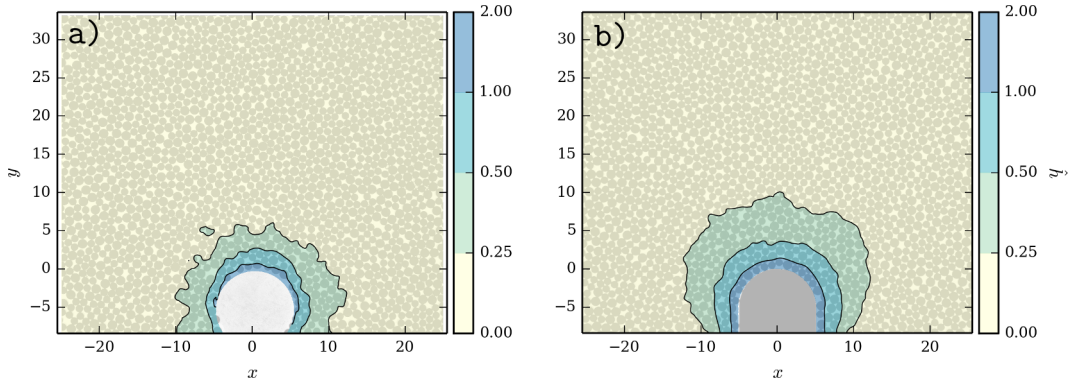


Fig. 3.5 *Champs moyens des amplitudes de déplacements relatifs entre l'état initial et l'état final pour (a) l'expérience avec la fonte de glaçons (moyenné sur 20 manipulations) et (b) le dispositif avec un intrus mécanique (moyenné sur 100 manipulations).*

supposant que le voisinage d'un disque est constitué de ses n plus proches voisins alors on écrit l'amplitude du déplacement relatif de ce disque entre l'instant t_∞ et l'instant t_0 par rapport à son voisinage comme :

$$\|\widehat{\vec{h}}_i(t_\infty - t_0)\| = \|\vec{h}_i(t_\infty - t_0)\| - \frac{1}{n} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^n \|\vec{h}_j(t_\infty - t_0)\| \quad (3.2.2)$$

avec $\frac{1}{n} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^n \|\vec{h}_j(t_\infty - t_0)\|$ l'amplitude moyenne des déplacements entre l'instant t_∞ et t_0 de ses n plus proches voisins et $\vec{h}_i(t_\infty - t_0)$ le vecteur déplacement du disque i entre l'instant t_∞ et t_0 . Ici, n est pris égal à 10 pour être sûr de considérer tous les disques situés dans le proche voisinage. On moyenne ensuite les cartes des déplacements relatifs pour chaque configuration expérimentale comme sur la figure 3.5.

Pour les deux systèmes expérimentaux, les déplacements relatifs ont des amplitudes faibles dans la majorité de l'empilement. Cette constatation n'est toutefois pas vraiment étonnante dans les zones statiques du milieu granulaire. De plus, ces deux cartes montrent des zones d'amplitudes de mélange quasiment circulaires autour de l'intrus ce qui démontre la contribution des composantes horizontales sur le brassage observé. Par contre, au droit de l'intrus, dès que l'on se situe à $y > 10$ soit la course du vérin ou le diamètre du glaçon, les amplitudes des déplacements relatifs sont bien en-dessous d'un rayon de petit disque alors même que le déplacement vertical à ces endroits peut atteindre 3 à 4 d_g comme on peut le voir sur la figure 3.3 (a)–(b). Ceci s'explique par le fait que le gradient des déplacements verticaux est très fort à proximité des intrus puis diminue très vite dès que l'on s'en éloigne (figure 3.4 (a)). Par conséquent, les zones de brassage significatives pour lesquelles les contacts peuvent être modifiés concernent les disques qui occupent dans leur état final l'emplacement du volume libéré par l'intrus mécanique ou le glaçon. Par ailleurs, la dynamique d'évolution des intrus semble aussi être un facteur important sur les amplitudes des déplacements relatifs. En effet, comme la dynamique d'évolution de l'intrus est très lente devant la dynamique de réponse de l'empilement, l'empilement atteint une configuration nouvelle proche

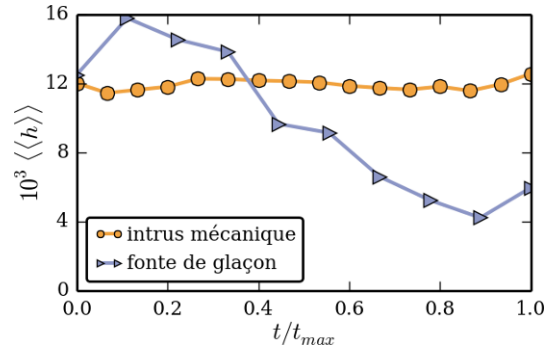


Fig. 3.6 Évolution du déplacement moyen $\langle\langle h \rangle\rangle$ mesuré sur tous les disques et sur toutes les expériences de fontes de glaçons (triangles bleus) et d'intrus mécaniques (cercles oranges) en fonction du temps normalisé t/t_{max} .

de l'ancienne ce qui limite les changements de voisinage. Une évolution plus rapide et/ou très intermittente permettrait d'atteindre de nouveaux régimes d'écoulement qui pourraient augmenter les amplitudes de fluctuations.

Finalement, l'étude proposée dans cette partie ne s'intéresse qu'aux modifications de voisinages entre les états initiaux et finaux et non aux modifications plus fines de contact aux temps courts. Entre deux pas de temps, il n'est pas rare de voir des mouvements de disques isolés bien loin de la perturbation induite par l'intrus (figure 3.2 (b)). Le réponse du milieu granulaire laisse donc apparaître des effets non locaux et des réarrangements moins prévisibles aux temps courts.

3.3 Des avalanches aux temps courts

Dans toute la suite de l'exposé, on notera $\langle h \rangle$ le déplacement moyen sur la population de disques considérée entre deux pas de temps à un temps donné pour une expérience et $\langle\langle h \rangle\rangle$ le même déplacement mais moyenné sur toutes les manipulations/simulations au même instant.

Quelques limitations expérimentales mentionnées dans la partie méthodes et protocoles ne permettent pas d'obtenir une statistique tout à fait fiable dans les expériences de fonte de glaçons. De plus, la taille de l'intrus évolue au cours du temps, la réponse moyenne du milieu granulaire n'est donc peut-être pas non plus stationnaire. Par exemple, $\langle\langle h \rangle\rangle$ décroît au fur et à mesure de la fonte du glaçon jusqu'à atteindre un déplacement moyen égal au bruit de la détection d'un centre (qui est d'au maximum $3 \times 10^{-3} d_g$) comme cela est visible sur les losanges violets de la figure 3.6. Ainsi à la fin des manipulations avec un glaçon, le milieu granulaire est quasiment figé comme il le serait avec un silo présentant un orifice trop petit [125]. Pour toutes ces raisons, nous avons principalement analysé les déplacements aux temps courts sur les manipulations avec des intrus mécaniques mais nous donnerons quelques considérations sur ce sujet pour les expériences de fonte de glaçons.

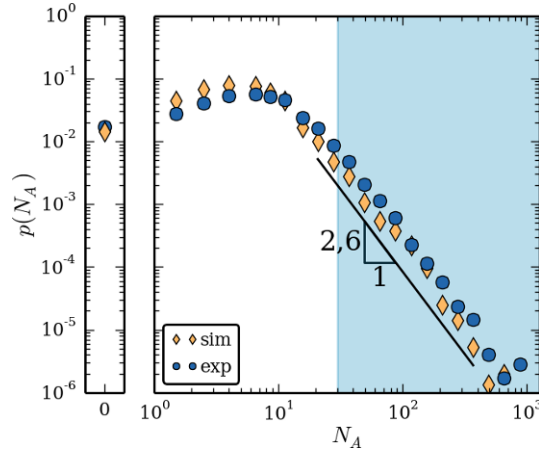


Fig. 3.7 Distributions des tailles d'avalanches pour 16000 évènements dans le cadre des expériences (cercles bleus) et des simulations numériques (losanges jaunes) avec un unique intrus mécanique. Les grands évènements suivent une loi de puissance de pente de $-2,6$ pour les expériences et les simulations numériques. La région bleue montre la région d'une partie des évènements analysés sur la figure 3.9.

3.3.1 Taille des avalanches

Afin d'analyser ces réarrangements aux temps courts, nous définissons une taille d'avalanche notée N_A comme étant le nombre de disques qui ont un déplacement absolu supérieur à celui de l'intrus mécanique entre deux prises de vue ($d_g/16$). Ce marqueur s'avère être en première approximation un bon moyen d'évaluer l'ampleur des réarrangements. Cette analyse n'a pas été effectuée dans la configuration de fontes de glaçons. D'une part la dynamique de fonte des glaçons s'est avérée peu reproductible, nous n'avons donc pas accès à un seuil bien défini en déplacement entre deux pas de temps. D'autre part, la réponse du milieu granulaire dans ce cas est dépendante de la taille du glaçon à un instant t (figure 3.6) il n'est donc pas pertinent de rassembler tous les évènements dans une même étude statistique.

Avec un intrus mécanique, il n'y a pas de différences phénoménologiques entre le début et la fin de la manipulation comme on peut le voir avec l'évolution du déplacement moyen $\langle\langle h \rangle\rangle$ au cours du temps sur la figure 3.6. Les tailles d'avalanche des 100 manipulations impliquant un intrus mécanique ont donc été rassemblées sur un même histogramme sur la figure 3.7. Nous avons procédé de la même façon avec les simulations numériques pour obtenir le même type d'histogramme. L'accord entre les deux distributions est très bon d'autant plus que les seuls paramètres ajustés dans nos simulations sont les coefficients de friction mesurés expérimentalement entre disques et avec les parois. Il est quand même utile de noter ici que la taille moyenne d'avalanches trouvée dans les expériences est de quatre disques supérieure à celle trouvée dans les simulations numériques. Toutes les constatations que nous faisons dans la suite de cette partie sont néanmoins tout à fait applicables aux deux.

Les distributions s'étendent sur trois décades en amplitudes avec une borne supérieure de l'ordre du millier de disques soit environ un quart des disques présents dans la cellule. Cette proportion est d'ailleurs loin d'être négligeable puisque environ

la moitié de la population de disques se situe dans des zones plutôt statiques (figure 3.3 (b)). La géométrie du système peut également avoir un effet sur la distribution observée, en effet, un système trop petit en taille occasionnerait une borne supérieure plus faible et donc une pente différente. On peut d'ailleurs noter que la précision apportée ici à l'évènement le plus grand dépend de la statistique de nos expériences et de nos simulations.

Il y a une probabilité non nulle d'avoir $N_A = 0$, c'est-à-dire des évènements qui peuvent être assimilés à un blocage de la structure granulaire. Cependant, entre deux pas de temps pour un intrus mécanique de taille $10 d_g$, nous n'avons jamais constaté une immobilité parfaite de l'empilement. Ces évènements ne sont donc pas des blocages au sens strict du terme mais plutôt des dissipations frictionnelles à proximité de l'intrus en évolution cantonnant les amplitudes des déplacements en-dessous du seuil.

L'autre caractéristique intéressante de ces distributions est la partie relative aux plus grands évènements. En effet, la distribution des tailles décroît alors en loi de puissance dès lors que la taille de l'évènement dépasse le nombre moyen de disques en contact avec la pointe de l'intrus ($N_A^c \approx 10$) :

$$p(N_A > N_A^c) \sim N_A^{-\theta} \quad (3.3.1)$$

Cette constatation reste robuste même en variant le seuil de déplacement choisi pour définir le nombre de disques participant à l'avalanche. De tels comportements sont caractéristiques de processus invariants d'échelle comme les avalanches neigeuses [138] ou les tremblements de terre [164]. Dans le cas d'un intrus mécanique pour notre taille de système et pour le seuil que l'on a choisi, une pente de la loi de puissance égale à $-2,6$ rend correctement compte du comportement des avalanches de plus grandes tailles pour les expériences mais également pour les simulations numériques. Bien qu'un peu différent quantitativement, ce résultat est qualitativement cohérent avec d'autres systèmes mettant en jeu des évènements intermittent [132, 165, 166] pour lesquels on trouve plutôt des pentes comprises entre -1 et -2 . Mais, comme nous avons pu le voir dans la partie état de l'art, cette pente est largement tributaire des dissipations intrinsèques au milieu granulaire considéré, des effets de taille finie et également du seuil sélectionné en déplacement. À titre d'exemple, une diminution du seuil en déplacement à une valeur deux fois inférieure réduit la pente à une valeur de -2 environ.

3.3.2 Étendue spatiale

On peut ensuite s'intéresser à l'étendue spatiale de ces avalanches. Celle-ci est définie comme étant l'écart maximal entre les disques d'un même évènement, ce qui revient à trouver le diamètre D_{max} du plus petit cercle englobant tous les centres des disques acteurs d'une même avalanche comme sur la figure 3.8 (a). Cette caractérisation est sensible aux déplacements isolés des disques et donc rend véritablement compte de l'étendue spatiale de l'évènement. Les ampleurs spatiales des évènements sont tracées en fonction des tailles d'avalanche sur la figure 3.8 (b) pour les manipulations avec un unique intrus mécanique. L'échelle de couleurs sur cette figure permet d'apprécier la densité des points (du bleu le moins dense vers le rouge le plus dense). Par construction, les points les plus denses sont ceux correspondant aux avalanches 0 et 1 qui ont nécessairement des diamètres d'avalanches de 0. Hormis ces valeurs extrêmes,

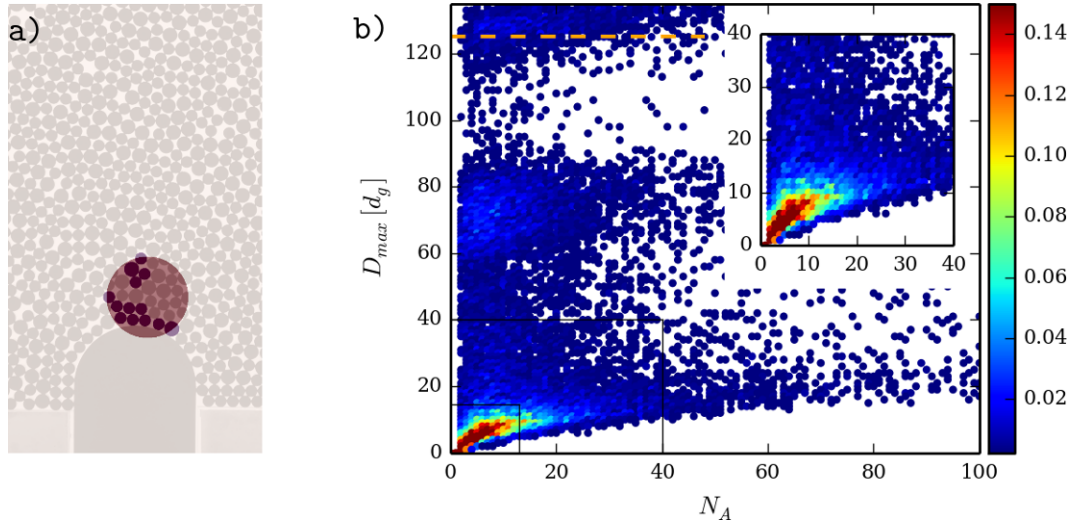


Fig. 3.8 (a) Représentation de l'amplitude spatiale d'une avalanche qui est le diamètre D_{max} du cercle rouge. Les disques violets sont les disques prenant part à une avalanche. (b) Représentation de l'amplitude spatiale d'un évènement D_{max} en fonction de la taille d'avalanche N_A . L'échelle de couleurs représente le nombre normalisé de points dans un cadre de 1×1 sur cette carte et son maximum a été fixé à 0,2 dans un souci de lisibilité. Pour avoir ces valeurs en nombre d'évènements par unité de surface, il suffit de multiplier par 413. L'insert correspond à un zoom sur une zone plus restreinte.

les évènements les plus récurrents dans notre système ont des tailles inférieures à 10 pour des étendues spatiales restreintes à $10 d_g$ soit la largeur de l'intrus. Il semble donc que la taille de l'intrus fixe l'amplitude spatiale typique de ces mouvements. Par ailleurs, cette mesure permet de mieux apprécier l'étendue des amplitudes spatiales des évènements dans nos expériences. En effet, des avalanches avec un grand nombre d'évènements peuvent être restreintes dans l'espace tandis que des petites avalanches peuvent concerner des grains très éloignés donc isolés dans l'espace. Comme on peut le voir sur la figure 3.8 (b), bon nombre d'avalanches atteignent des amplitudes spatiales supérieures ou égales à la demi-largeur jusqu'à la largeur de la cellule (ligne tiretée orange). L'ensemble du système est donc concerné par le processus de réarrangements et pas seulement les zones proches de l'intrus. Cette constatation montre que le système peut présenter des effets de taille finie qui limitent les tailles d'avalanches et peuvent expliquer les pentes observées pour les grands évènements, au contraire des évènements intermittents comme les tremblements de terre [138] qui n'ont pas de tailles caractéristiques bien définies.

3.3.3 Analyse temporelle

Dans les systèmes qui font apparaître des évènements intermittents comme des avalanches avec des amplitudes largement distribuées, la question de la predictibilité est une question centrale. Dans le domaine des tremblements de terre, la prédiction s'articule souvent autour de la caractérisation des séries temporelles liées aux précurseurs et aux répliques qui entourent un évènement de taille importante. Une série temporelle

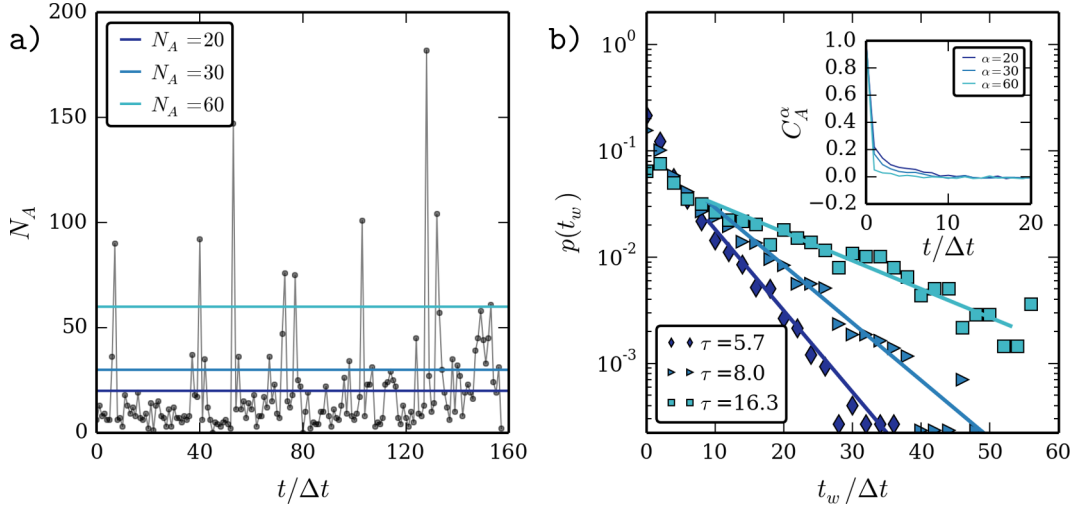


Fig. 3.9 (a) Taille d'avalanche en fonction du temps normalisé par le pas de temps pour une expérience avec un intrus mécanique. Les traits horizontaux correspondent à des tailles d'avalanche de 20 (trait foncé), 30 et 60 (trait clair). (b) Distributions des temps d'attente pour tous les événements de toutes les expériences avec un unique intrus mécanique ($N_A \geq 20$ (losanges foncés), $N_A \geq 30$ (triangles) et $N_A \geq 60$ (carrés clairs)). Insert : Fonction d'auto-corrélation en fonction du temps normalisé pour $\alpha = 20$ (trait foncé), $\alpha = 30$ et $\alpha = 60$ (trait clair).

typique des tailles d'avalanche pour une manipulation avec un intrus mécanique de $10 d_g$ de largeur est représentée sur la figure 3.9 (a). On peut y voir les principales caractéristiques de la distribution de la figure 3.7 : la majorité des tailles d'avalanche se situent aux alentours de 10 et les grands événements sont d'autant plus rares qu'ils sont d'amplitudes importantes. La série temporelle ne manifeste aucune périodicité ou quasi-périodicité évidente au-delà d'une taille d'avalanche donnée.

Suivant les travaux de [132], la fonction d'auto-corrélation de la série temporelle des avalanches peut être calculée grâce à la formule suivante :

$$C_A^\alpha(t) = \frac{\sum_{\beta=0}^{\beta=m-t} [N_A^\alpha(\beta)N_A^\alpha(\beta+t)] - \langle N_A^\alpha(\beta) \rangle^2}{\sum_{\beta=0}^{\beta=m-t} [N_A^\alpha(\beta) - \langle N_A^\alpha(\beta) \rangle]^2} \quad (3.3.2)$$

avec m la durée de la série temporelle, $N_A^\alpha(t) = 1$ à l'instant $t = \beta$ si $N_A > \alpha$ et 0 sinon. L'intérêt de ce genre de caractérisation est d'évaluer des éventuelles corrélations temporelles ou temps caractéristiques dans la série temporelle considérée. Nous avons considéré dans cette analyse les plus grands événements ($N_A > \alpha = [20; 30; 60]$), c'est-à-dire ceux situés sur la loi de puissance de la distribution de la figure 3.7 tout en conservant des probabilités d'apparition suffisantes. Dans l'insert de la figure 3.9 (b), les fonctions d'auto-corrélation ont été tracées pour ces trois populations mais ne laissent apparaître aucune période d'occurrence clairement visible.

Une autre façon d'analyser la série temporelle des avalanches est d'évaluer le temps d'attente t_w entre deux événements d'amplitudes données. Les histogrammes des temps d'attente pour les différentes populations de tailles d'avalanche sont tracés sur la figure

3.9 (b). Dans les trois populations d'évènements observées, on observe une tendance exponentielle décroissante des temps d'attente. Par la relation suivante, on peut donc en déduire des temps d'attente caractéristiques τ :

$$p(t_w) \propto \exp(-t_w / \tau). \quad (3.3.3)$$

Les différentes populations d'évènements laissent apparaître des temps caractéristiques d'attente exprimés en pas de temps de 5, 7, 8 et 16,3 pour $N_A > 20$, $N_A > 30$ et $N_A > 60$ respectivement. Il n'est finalement pas étonnant de trouver des temps caractéristiques d'attente croissants puisque la population considérée a de moins en moins d'évènements (ce qui est déjà un résultat en soi). Et, en prenant l'ensemble des avalanches, on trouverait un temps caractéristique d'attente égal à un pas de temps Δt . Néanmoins, les décroissances exponentielles sont observées pour toutes les tailles d'évènements considérées. Quelques processus intermittents [144, 167] ont mis en évidence des temps d'attente distribués en loi de puissance. Dans ces cas, les évènements sont corrélés et peuvent permettre des prévisions à plus ou moins long termes [168]. Pour un processus aléatoire et homogène, on s'attend plutôt à des décroissances exponentielles des temps d'attente, les grandes avalanches observées ici semblent donc décorréliées en temps. En des termes plus concrets, attendre longtemps un grand évènement n'augmente pas les chances d'en avoir un plus rapidement : c'est un processus sans mémoire. Des pentes plus marquées peuvent être constatées sur la figure 3.9 (b) aux temps d'attente courts. Certaines fois, il apparaît donc que les grandes avalanches se concentrent sur des durées restreintes sous forme de précurseurs et de répliques. En pratique, il est cependant difficile de dire si ces évènements rapprochés font partie d'une même étape de réorganisation ou si ce sont bien des réarrangements distincts.

Cette concentration d'évènements d'amplitudes importantes sur des périodes courtes promeut a priori la possibilité de prévoir ces grands évènements à courts termes. Nous avons donc moyenné les tailles d'avalanches autour des dix évènements les plus importants de chaque expérience sur la figure 3.10 pour voir s'ils pouvaient être prédits par la série des précurseurs et des répliques. Une très légère variation de la taille d'avalanche moyenne est visible juste avant et juste après l'évènement considéré. Elle reste cependant beaucoup trop faible et trop courte pour permettre une quelconque prévision. Les auteurs de [132] montrent que dans le milieu granulaire monodisperse qu'il considère la prévision des grands évènements est possible par le suivi d'un paramètre de forme décrivant le désordre local présent au sein du système. Dans notre cas, le milieu granulaire est plus désordonné et de multiples configurations de l'empilement peuvent permettre d'atteindre un état mécanique stable. De ce fait, il ne semble pas qu'une considération structurelle simple puisse permettre de prédire les grands évènements. Par ailleurs, la course de l'intrus mécanique est relativement faible devant les dimensions de la cellule. Ainsi la majorité des disques présents dans la cellule atteignent finalement des configurations spatiales peu différentes de leurs états initiaux. Il est donc raisonnable de penser que le système est encore dans un état transitoire dans son évolution globale. À plus long terme et pour une évolution de l'intrus suffisamment longue, on pourrait imaginer l'apparition d'un état structurel plus constant avec des évènements peut être plus réguliers. Enfin, une avalanche de grande ampleur est souvent associée à une grande dissipation d'énergie après une forte accumulation, des informations supplémentaires sur les forces mises en jeu pourraient permettre une

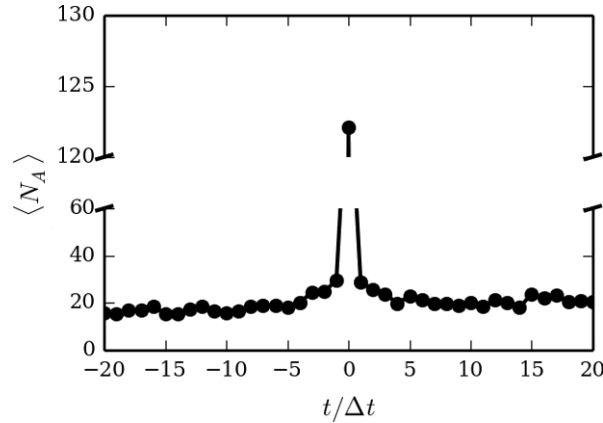


Fig. 3.10 Taille d'avalanche moyenne avant et après l'une des dix plus importantes avalanches de chaque manipulation placée ici à l'instant $t = 0$.

certaine prévision des évènements importants qui sont semblent ici décorrélés.

3.4 Variations de densités aux temps courts

Dans la partie précédente, notre attention s'est essentiellement portée sur les déplacements des disques de l'empilement entre deux pas de temps consécutifs. Ces réarrangements dynamiques induisent des réorganisations de la structure à différentes échelles spatiales du milieu granulaire par notamment la modification du réseau de contacts et donc la variation des fractions volumiques locales. Dans cette partie, nous proposons une étude statistique de ces évolutions apparaissant au sein de l'empilement au cours d'un évènement.

3.4.1 Méthode de mesure

Pour trier les évènements selon leurs ampleurs, nous avons choisi d'utiliser l'amplitude moyenne des déplacements des disques considérés entre deux prises de vue, notée $\langle h \rangle$. Cette valeur quantitative s'avère moins arbitraire que la taille d'avalanche N_A car elle évite l'utilisation d'un seuil en déplacement.

Afin de caractériser la structure, il est pertinent d'utiliser la tessellation de Voronoï telle qu'elle a été décrite dans le chapitre 2. Celle-ci consiste à attribuer à chaque disque une zone de l'espace qui lui est propre appelée cellule de Voronoï selon une partition unique de l'espace. Ainsi, une fraction surfacique à l'échelle du disque considéré est définie en divisant sa surface solide par la surface de la cellule de Voronoï correspondante selon la relation 2.1.3. La fraction solide locale de chaque disque est ensuite suivie au cours du temps et on peut en déduire chaque variation de densité locale entre deux pas de temps notée $\delta\phi$.

Comme cela a été décrit dans le chapitre 2, les disques situés sur les bords présentent des erreurs de mesure de leurs densités locales. Il a donc été nécessaire de ne considérer dans cette analyse que des populations de disques situées hors des frontières de la cellule. Par ailleurs, pour tenir compte de la géométrie de l'intrus, l'aire couverte par

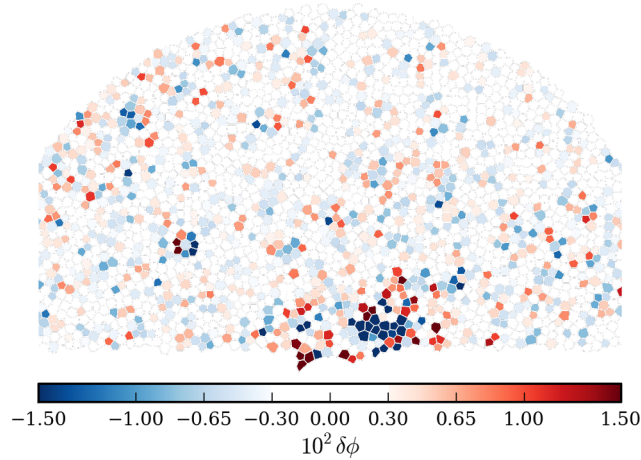


Fig. 3.11 Partition de Voronoï des variations de fractions solides à l'échelle du disque pour un évènement $\langle h \rangle = 0,018$ dans une expérience avec un unique intrus mécanique. L'étendue des variations de densités locales a été limitée à $-1,5 \times 10^{-2}$ et $1,5 \times 10^2$. Étant sous la précision de la mesure, les disques avec des variations de densité inférieures à 3×10^{-3} apparaissent en blanc. Les régions les plus sombres correspondent aux amplitudes de variations les plus fortes.

les disques sélectionnés présente une forme rectangulaire comme sur la figure 3.3 (a) ou semi-circulaire comme sur la figure 3.11. On montrera dans la suite que le choix et la taille de la géométrie choisie n'influe pas qualitativement sur nos conclusions. Pour estimer l'erreur de mesure commise sur les variations de fraction solide locales, deux photos du même empilement, issues de deux points de vue différents, ont été faites. Les variations observées sont attribuées à la très légère imprécision sur la mesure des centres. Ainsi l'incertitude absolue sur les variations de densités locales $\delta\phi$ vaut au maximum 3×10^{-3} .

3.4.2 Analyse spatiale des variations de densités locales

Une vue spatiale de la partition de Voronoï des variations de fractions solides locales sur une population de forme radiale est représentée sur la figure 3.11 pour un évènement d'ampleur faible correspondant à $\langle h \rangle = 0,018$. Les fortes amplitudes de compaction ($\delta\phi > 0$) cohabitent avec des amplitudes élevées de décompaction ($\delta\phi < 0$) sans qu'il n'y ait de ségrégation vraiment visible entre les deux domaines. Les fortes variations de densités locales ne se manifestent pas uniquement à proximité de l'intrus mais aussi dans des zones plus excentrées. Cette constatation rejoint ce qui était décrit auparavant : même pour une perturbation localisée, l'empilement est impliqué dans son ensemble dans le processus de réorganisation par les corrélations à longues distances du réseau de forces.

De plus, il est intéressant de noter que les zones de décompactions et de compactions forment deux domaines inter-connectés via la formation de regroupements ou *clusters* entrelacés. La taille de ces domaines a été mesurée pour chaque évènement en ne considérant que les variations de fractions surfaciques telles que $|\delta\phi| \geq 3 \times 10^{-3}$. Les

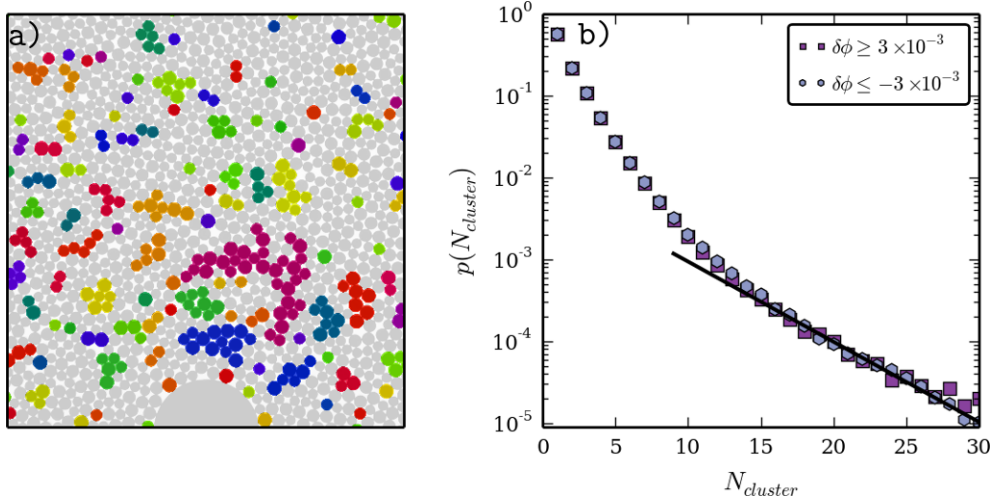


Fig. 3.12 (a) Représentation des clusters de compactions pour un évènement d'une manipulation avec un intrus mécanique. (b) Histogramme des tailles de clusters de compaction et de décompaction. Cet histogramme rassemble toutes les tailles de tous les clusters de tous les évènements de toutes les expériences avec un unique intrus mécanique de diamètre $10 d_g$.

disques en contact réunissant ces critères sont alors regroupés par domaines comme représenté sur la figure 3.12 (a). Comme on peut le voir ici, il s'agit bien de domaines non percolants pour ces amplitudes de variations de densité : les évènements structurants sont donc restreints dans l'espace. Toutes les tailles des domaines de compaction et de décompaction pour tous les évènements de toutes les expériences sont alors rassemblées sur deux histogrammes sur la figure 3.12 (b). Il n'y a pas de différences topologiques visibles entre les domaines de compactions et de décompactions, ils ont des contributions symétriques dans les réorganisations structurales, les mécanismes mis en jeu sont donc similaires. Les distributions de la figure 3.12 (b) présentent deux évolutions distinctes en fonction de la taille des domaines. Des domaines isolés présentant un nombre restreint de disques ($N_{cluster} < 15$) se distinguent alors des domaines plus imposants ($N_{cluster} > 15$) présentant une distribution exponentielle décroissante ajustée par la ligne noire. Les distances des clusters par rapport aux bords extérieurs de l'intrus d_{clust} sont tracées en fonction de leurs tailles sur la figure 3.13. Sur celles-ci, les tendances observées pour les zones de compaction et de décompaction ne sont pas qualitativement différentes : les domaines les plus imposants sont toujours situés au voisinage de l'intrus tandis que les domaines plus restreints dans l'espace sont d'autant plus éloignés qu'il sont petits. Il existe donc bien deux populations différentes de clusters dans notre système ce qui explique la rupture de pente observée sur la figure 3.12 (b).

3.4.3 Analyse statistique des variations de densités locales

L'analyse précédente se focalisait sur une étude purement topologique des tailles de domaines sans tenir compte de leurs liens avec l'amplitude de l'évènement. Dans cette partie, il s'agit de confronter les valeurs des variations de densités locales à l'amplitude

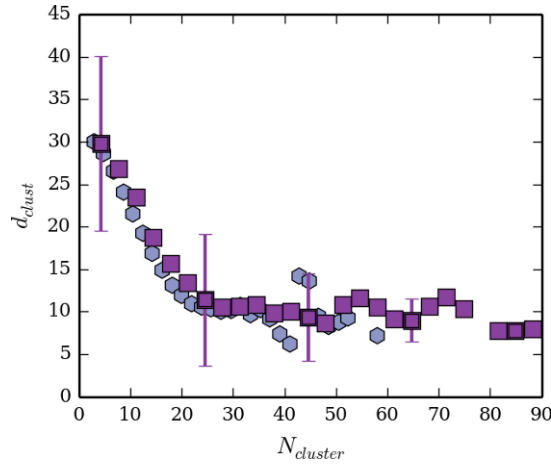


Fig. 3.13 Distances du centre de gravité des *clusters* par rapport au centre de l'intrus en fonction de leurs tailles pour les zones de compaction (carrés roses) et de décompaction (hexagones bleus). Les barres d'erreur correspondent aux écarts types des distances au centre de l'intrus.

des réarrangements en terme de déplacements.

Les histogrammes des variations de densités locales $p(\delta\phi)$ sont tracés pour trois évènements présentant différentes amplitudes ($\langle h_1 \rangle = 0,005$, $\langle h_2 \rangle = 0,028$ et $\langle h_3 \rangle = 0,054$) sur la figure 3.14 pour un intrus mécanique unique et pour la même population de disques que celle de la figure 3.11. Le même type de distributions sont tracés sur la figure 3.15 pour des manipulations avec un glaçon unique pour trois évènements différents et pour la population symbolisée par le rectangle de la figure 3.3 (a). Dans le cas du glaçon, nous avons choisi une population de disques plus restreinte pour tenir compte de la plus petite taille de cellule et donc éviter les effets de bord.

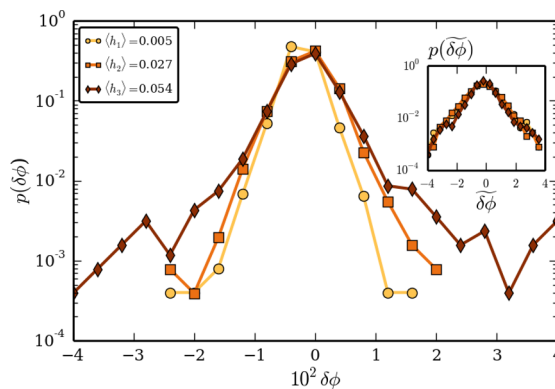


Fig. 3.14 Fonctions de densité de probabilité des variations de fractions surfaciques locales pour trois évènements présentant des amplitudes différentes dans des expériences avec un unique intrus mécanique : $\langle h_1 \rangle = 0,005$ (cercles jaunes), $\langle h_2 \rangle = 0,028$ (carrés oranges) et $\langle h_3 \rangle = 0,054$ (losanges marrons). Insertion : Fonctions de densité de probabilité des variations de densités locales centrées et normées $\delta\tilde{\phi} = (\delta\phi - \langle \delta\phi \rangle) / \sigma(\delta\phi)$.

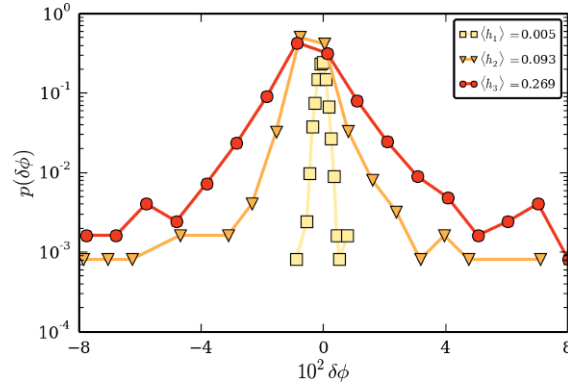


Fig. 3.15 Fonctions de densité de probabilité des variations de fractions solides locales pour trois évènements présentant des amplitudes différentes dans des expériences avec un glaçon unique : $\langle h_1 \rangle = 0,005$ (carrés jaunes clairs), $\langle h_2 \rangle = 0,093$ (triangles oranges) et $\langle h_3 \rangle = 0,269$ (cercles rouges foncés). Les moyennes des variations de densités locales sont respectivement : $\langle \delta\phi_1 \rangle = -1,2 \times 10^{-5}$, $\langle \delta\phi_2 \rangle = 2 \times 10^{-4}$ et $\langle \delta\phi_3 \rangle = 1 \times 10^{-3}$.

Toutes ces distributions sont globalement centrées autour de $\delta\phi = 0$, la plupart des disques ne subissent donc pas ou très peu de variations de densités locales. Par ailleurs, toutes les distributions se révèlent être assez symétriques : les fortes amplitudes de compactions vont de paire avec de fortes amplitudes de décompactions, ce qui confirme l'impression donnée par la figure 3.11. Les mécanismes de compaction de décompaction se trouvent être une nouvelle fois complémentaires. Enfin, sur tous ces histogrammes, les distributions deviennent de plus en plus étroites à mesure que l'ampleur des évènements diminue. Par ailleurs, les histogrammes des figures 3.14 et 3.15 des deux manipulations présentent des valeurs quantitatives cohérentes entre elles en fonction de l'ampleur de l'évènement. Il semble donc que les mécanismes structuraux mis en oeuvre dans les deux expériences soient les mêmes et ce indépendamment du détail de la perturbation. Dans la suite de cette partie, nous approfondirons uniquement les résultats obtenus dans le cas d'un intrus mécanique unique.

Au vue de l'évolution monotone des histogrammes en fonction de l'ampleur des évènements, il semble qu'il y ait un lien entre les variations de fractions solides et les réarrangements dynamiques au sein du milieu granulaire. Un lien similaire avait été mis en évidence dans des expériences de compactions d'empilements granulaires [82] dans lesquelles l'amplitude de cisaillement appliquée (en d'autres termes le déplacement moyen des grains) était reliée à l'amplitude de compaction à l'échelle du milieu granulaire. Nous avons donc étudié l'évolution de la moyenne $\langle \delta\phi \rangle$ et de l'écart-type $\sigma(\delta\phi)$ de ces variations structurelles en fonction des amplitudes de chaque évènement $\langle h \rangle$ sur les figures 3.16 (a) et (b) respectivement. Tous les évènements de toutes les expériences avec un intrus unique ont été tracés ici et correspondent à une statistique fiable d'environ 16000 points. Sur cette figure 3.16, les points sont très denses autour des petites valeurs de $\langle h \rangle$ ce qui est en accord par analogie avec la figure 3.7 sur laquelle les avalanches d'amplitudes faibles sont les plus récurrentes. On peut noter ici que la population sélectionnée (un rayon de $25 d_g$ autour du centre du demi-cercle formé par la pointe de l'intrus) est vraiment centrée sur la zone de meilleur contraste de l'image ce

qui réduit de façon importante l'incertitude des mesures et fait apparaître des déplacements moyens plus élevés que dans l'empilement en entier (figure 3.6). L'erreur typique de mesure de la moyenne des variations de densités locales est alors de 7×10^{-5} . En regardant les moyennes glissantes des figures 3.16 (a)–(b), certaines conclusions qualitatives peuvent être tirées. Tout d'abord, les variations moyennes $\langle \delta\phi \rangle$ inférieures à zéro correspondent à de petits déplacements. Cette constatation n'est pas très étonnante puisqu'un empilement statique ne modifierait pas les valeurs de densités localement et l'on ne mesurerait donc que la décompaction due à la descente de l'intrus. La valeur moyenne des variations de densités locales est nulle pour des déplacements moyens d'environ 0,25. Cette valeur n'est pas éloignée du déplacement moyen ($\langle h \rangle = 0,21$) que l'on trouverait si seule la colonne de disques située au-dessus de l'intrus bougeait autant que ce dernier dans la population analysée. Les hauts niveaux de compactations, quant à eux, correspondent toujours à de forts déplacements moyens. En effet, pour devenir plus compact, l'empilement part d'un état plus lâche qui permet de grandes amplitudes de déplacements. Même si on observe une valeur moyenne très positive, il faut garder en tête que localement des fortes décompactations apparaissent aussi, comme le montraient les histogrammes de la figure 3.14. Pour pouvoir se compacter dans son ensemble, le milieu doit se décompacter localement. Enfin, la moyenne glissante des écart-types augmente de façon monotone avec l'amplitude des déplacements moyens. De forts déplacements moyens induisent de plus fortes dispersions des variations locales que l'on peut attribuer par exemple à des changements de voisinage.

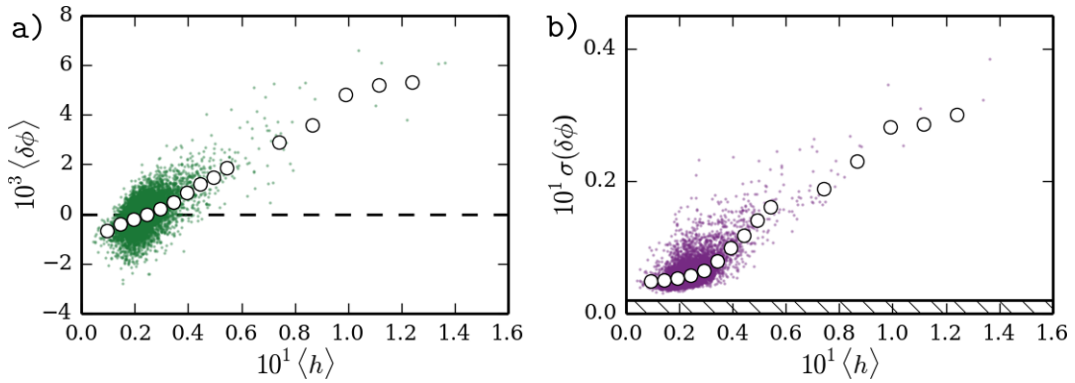


Fig. 3.16 (a) Valeurs moyennes $\langle \delta\phi \rangle$ et (b) écart-types $\sigma(\delta\phi)$ des variations de fractions solides locales pour chaque couple d'images en fonction des déplacements moyens $\langle h \rangle$ dans les expériences avec un intrus mécanique unique. Les cercles blancs correspondent aux valeurs moyennes glissantes. Dans (b), la zone hachurée correspond à la limite de détection.

Connaissant le lien qui existe entre les amplitudes de déplacement et les paramètres statistiques des variations de densités locales, les distributions précédentes sont centrées sur leurs moyennes $\langle \delta\phi \rangle$ et normées par leurs écart-types $\sigma(\delta\phi)$ en introduisant la variable $\tilde{\delta\phi} = (\delta\phi - \langle \delta\phi \rangle) / \sigma(\delta\phi)$. Sur l'insertion de la figure 3.14, les trois histogrammes se rejoignent alors sur une même courbe. Par conséquent, les événements de différentes amplitudes semblent suivre un même mécanisme qui se traduit par des statistiques auto-similaires des variations de fractions solides locales. Ce mécanisme de

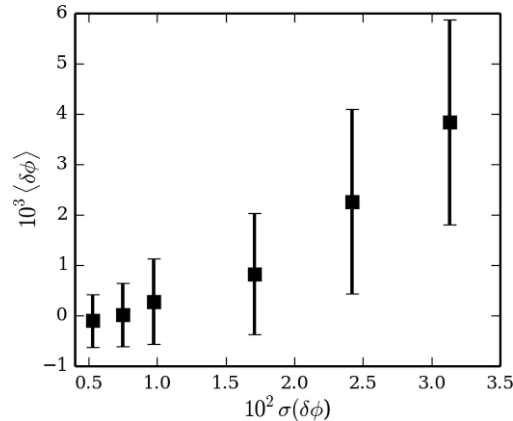


Fig. 3.17 Moyennes des variations de fractions surfaciques locales en fonction de leurs écart-types pour les expériences avec un intrus mécanique unique en utilisant les données de la figure 3.16.

réarrangement commun est statistiquement décrit par deux paramètres : $\langle \delta\phi \rangle$ la valeur moyenne des variations de densités locales qui décrit la réponse globale du système et $\sigma(\delta\phi)$ l'écart-type de ces variations. Cependant, cette constatation pourrait être faite avec un unique paramètre puisque $\langle \delta\phi \rangle$ et $\sigma(\delta\phi)$ semblent être corrélés comme on peut le voir sur la figure 3.17.

Les mesures précédentes ont été faites sur des populations de disques pour lesquelles nous avons eu accès à la dispersion et à la réponse moyenne des variations de densités locales. Il est cependant possible de procéder à cette même analyse à l'échelle du disque en mesurant la variation de sa densité locale en fonction de son déplacement et de son emplacement dans l'empilement. Seuls les disques présents dans la colonne située au droit de l'intrus ont été analysés. Les déplacements et les variations de densités correspondantes ont alors été mesurés entre deux prises de vue consécutives pour chaque disque et pour chaque expérience ce qui représente une statistique d'environ 3000000 points. Les moyennes glissantes des amplitudes des variations de fractions surfaciques locales pour les compactions et les décompactions sont tracées en fonction de la distance au centre de l'intrus sur la figure 3.18 (a). Comme nous l'avons vu sur la figure 3.11, les variations de fractions surfaciques locales sont très hétérogènes dans l'espace au cours d'un évènement, les valeurs sont donc très dispersées, les moyennes glissantes ne permettent donc qu'une analyse qualitative. Les amplitudes des variations de densités locales à l'échelle des grains diminuent avec la distance à l'intrus avec des valeurs légèrement supérieures pour les compactions. Étant donné que les déplacements moyens diminuent également avec la distance à l'intrus (figure 3.4 (a)), nous les avons reliés sur la figure 3.18 (b). Plus les disques sont proches de l'intrus, plus leurs déplacements ont, en moyenne, des amplitudes importantes et donc plus les amplitudes de variations des fractions surfaciques locales sont élevées (en compaction mais aussi en décompaction). Ces considérations plus locales sont donc en adéquation avec les constatations faites sur un nombre plus important de disques : un déplacement moyen plus important dans la population considérée s'accompagne de fortes amplitudes de compactions et de décompactions ce qui se traduit par une distribution des $\delta\phi$ plus évasée. Cette analyse

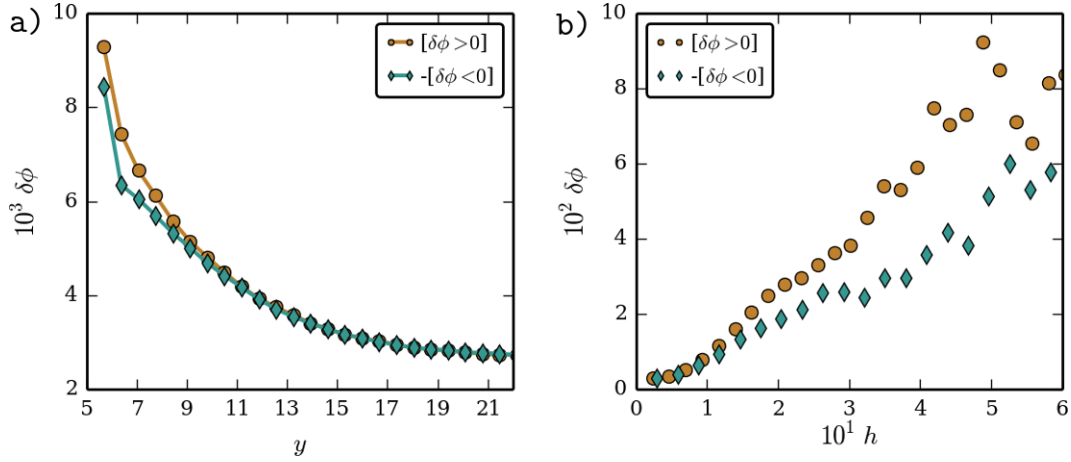


Fig. 3.18 Moyennes glissantes des variations de densités locales à l'échelle du disque en fonction de la distance à la pointe de l'intrus (a) et en fonction du déplacement du disque.

permet également de montrer que les amplitudes des phénomènes mis en évidence ici dépendent clairement de l'emplacement des disques dans l'empilement.

3.4.4 Un unique mécanisme de réarrangement

Sur la figure 3.18 (a), nous avons pu voir que l'emplacement des disques dans l'empilement jouait un rôle sur les réarrangements locaux qu'ils subissent. Dans la suite, nous analysons si la renormalisation exprimée précédemment s'applique également à des populations de disques situées à différents endroits de l'empilement, en d'autres termes que ces conclusions ne dépendent pas de la zone sélectionnée.

La même analyse a alors été faite sur trois populations de disques différentes à des distances croissantes de l'intrus mécanique. Étant donné le nombre restreint de disques par population et donc le manque de statistique, les variations de densités locales ont été compilées sur trois manipulations au lieu d'une et rassemblées sur une même distribution. Elles sont alors représentées sur la figure 3.19 (a) et colorées selon l'altitude des populations considérées dans l'empilement visibles dans l'insert de cette même figure.

Les distributions sont d'autant plus évasées que la population considérée est proche de l'intrus mécanique. Cette constatation est cohérente avec les tendances observées à l'échelle du disque et avec l'augmentation de l'écart-type des variations de densités locales avec le déplacement moyen des disques de la figure 3.16. La normalisation de ces distributions par la variable $\tilde{\delta\phi}$ les rassemble une nouvelle fois sur une même courbe comme cela est visible sur la figure 3.19 (b). Le choix de la géométrie ou même de la taille de la population sélectionnée ne change donc pas les conclusions mettant en évidence l'unicité du mécanisme de réarrangement structurel.

Dans certains cas, la forme des distributions donne des indices sur les mécanismes impliqués : dans un milieu granulaire cisailé, des distributions Gaussiennes des fluctuations de vitesse sont attribuées à des pertes de corrélation dans les mouvements

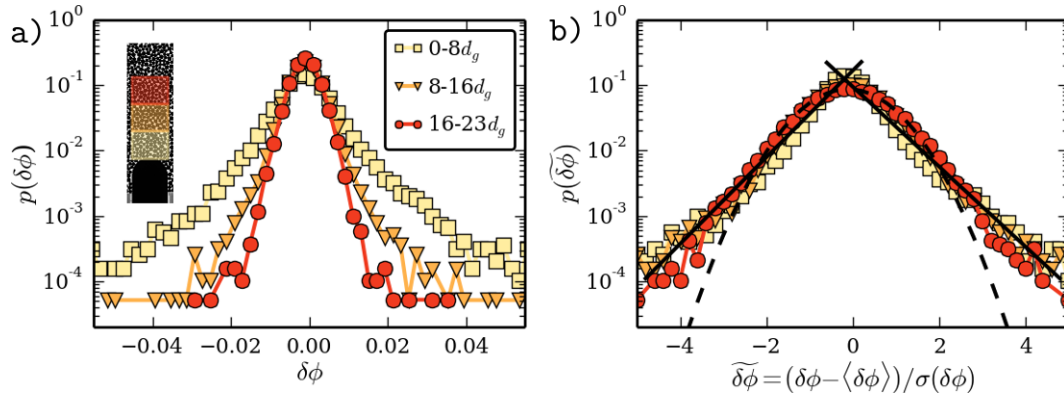


Fig. 3.19 (a) Fonctions de densité de probabilité des variations de fractions surfaciques locales pour différentes régions au-dessus de l'intrus (voir l'insert) dans des expériences avec un intrus mécanique unique. (b) Fonctions de densité de probabilité des distributions de (a) centrées et normalisées. La ligne en pointillés correspond à un ajustement Gaussien de toute la distribution. Les deux lignes continues correspondent à des ajustements exponentiels pour $\tilde{\delta\phi} \in [-5, -1]$ et $\tilde{\delta\phi} \in [1, 5]$.

tandis que des tendances plutôt exponentielles correspondent à des phénomènes plus intermittents en lien avec des transferts localisés d'énergie [169]. Dans notre étude, la forme des distributions est conservée pour toutes les amplitudes d'évènements, nous avons donc ajusté ces distributions par des fonctions Gaussiennes et exponentielles sur la figure 3.19 (b). Un ajustement gaussien ne décrit pas bien les queues des distributions et donc les plus fortes amplitudes de variations de densités locales au contraire des queues exponentielles. D'autres études traitant de la vidange de silos bidimensionnels ([170, 171]) ont mis en évidence des fonctions de densité de probabilité similaires pour les fluctuations de déplacements. Tant que les déplacements moyens restent inférieurs à un diamètre de particule, les auteurs observent également des queues de distributions plutôt évasées. Le seuil en déplacement mis en évidence par ces auteurs semble d'ailleurs décrire une transition entre un régime superdiffusif et un régime diffusif. Même si les fluctuations en déplacements et les variations de fractions solides locales ne sont pas strictement équivalentes, elles décrivent les mêmes phénomènes : en effet, une petite fluctuation de déplacements induit nécessairement une variation de densité localement. Les distributions de notre étude couvrent des déplacements moyens compris entre $0,03$ et $0,2 d_g$ ce qui reste cohérent avec le régime superdiffusif des deux références précédentes même si celles-ci étudient un écoulement de silo stationnaire et non quasi-statique comme dans notre cas.

Nous proposons maintenant un scénario pour le processus de réarrangement permettant d'expliquer la forme des queues exponentielles. Les variations de densités locales sont mesurées entre deux états stables de l'empilement, son évolution étant quasi-statique. Cependant à des temps d'observation beaucoup plus courts, il pourrait être possible de suivre l'évolution dynamique de la densité locale d'un disque. Nous proposons et supposons une amplification régulière de cette fraction surfacique locale du disque considéré au cours du processus de réarrangement. Le disque se compacte ou se décompacte régulièrement au cours du temps jusqu'à ce que son évolution s'ar-

rête brutalement à un temps d'arrêt aléatoire n'incluant pas d'effets de mémoire. Les valeurs de compactions ou de décompactions locales atteintes par les disques seraient alors distribuées selon une loi exponentielle décroissante compatible avec les ailes de nos distributions (figure 3.19 (b)). En effet, les queues exponentielles de part et d'autre de la distribution indiquent un phénomène sans mémoire pour lequel un processus homogène et aléatoire est impliqué.

Discussion sur les formes des distributions

Il est utile cependant de faire quelques remarques sur la forme des distributions analysées ici. Même si la renormalisation proposée semble rassembler correctement les courbes, des petits écarts sont visibles : par exemple, la courbe rouge ressemble plus à une Gaussienne alors que la courbe jaune qui rapproche plus d'une courbe exponentielle étirée sur la figure 3.19. Selon la théorie de Maxwell-Boltzmann, la distribution des vitesses pour des particules en collision devrait être Gaussienne et l'est effectivement pour des milieux granulaires dilués suffisamment agités [172]. Dans des situations plus confinées, au contraire, les distributions de déplacements s'écartent des Gaussiennes pour tendre vers des exponentielles étirées [173] qui ressemblent à nos distributions. Plutôt que d'ajuster nos courbes avec de telles fonctions, suivant les travaux sur les fluctuations de vitesse autour d'un intrus en déplacement dans un milieu granulaire [174], nous nous appuyons sur la fonction q -Gaussienne proposée par [175]. Celle-ci permet d'ajuster entièrement la courbe désirée plutôt de prendre une combinaison de fonctions exponentielles étirées. La fonction q -Gaussienne s'écrit ainsi :

$$f_q(x) = \frac{\sqrt{a}}{b} (1 - a(x - x_0)^2(1 - q))^{-\frac{1}{1-q}} \quad (3.4.1)$$

avec a et b deux paramètres considérés comme des paramètres libres et x_0 un paramètre de décalage pour ajuster les distributions qui ne sont pas centrées à l'origine. q est également un paramètre d'ajustement qui vaut 1 pour une distribution Gaussienne relative à des corrélations à petites distances dans le système et est supérieur à 1 pour des distributions plus évasées relatives à des corrélations à plus grandes distances. Les trois distributions précédentes ont alors été ajustées par cette fonction en laissant a , b , x_0 et q libres sur la figure 3.20 (a). Ces fonctions q -Gaussiennes reproduisent correctement les distributions présentées précédemment. Les valeurs du paramètre q correspondantes sont tracées en fonction de la distance de la population considérée par rapport à la pointe de l'intrus sur la figure 3.20 (b). En s'éloignant de l'intrus, il est clair ici que l'on se rapproche d'un cas Gaussien présentant des corrélations de portées plus faibles. En effet, dans ces zones, les déplacements moyens des disques sont limités/petits et moins corrélés, les domaines de fortes variations de densités sont alors plus isolés avec des tailles proches du disque unique (figure 3.13). Par contre, à proximité de l'intrus, les variations de densités locales présentent des distributions plus larges qui s'écartent du cas Gaussien. Dans ces zones, le milieu présente des déplacements d'amplitudes plus importantes en lien avec de fortes variations de densités locales (figure 3.18) concentrées dans des *clusters* de tailles plus grandes (figure 3.13). Les mouvements sont alors corrélés sur des distances plus importants ce qui conduit à des distributions de variations de densités locales plus éloignées du cas Gaussien. L'emplacement des

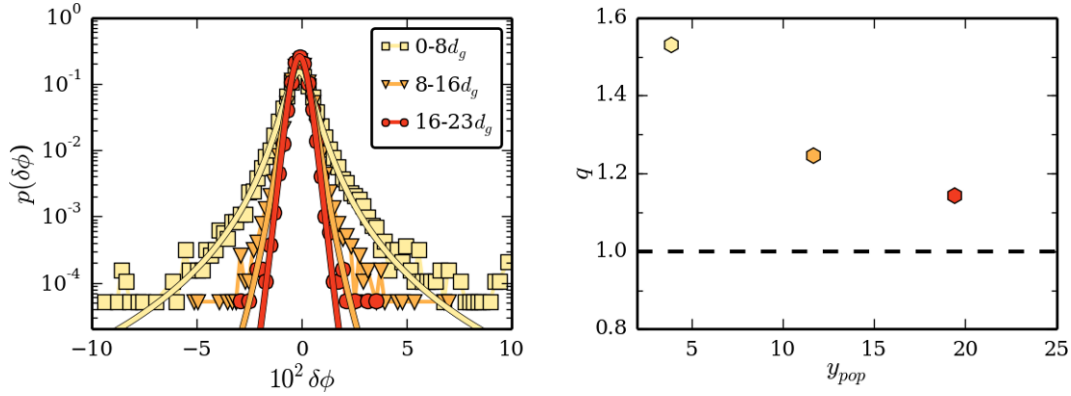


Fig. 3.20 (a) Même figure que 3.19 (a) en rajoutant les ajustements de la fonction 3.4.1. (b) Valeurs des paramètres q en fonction de la distance moyenne de la population considérée par rapport à la pointe de l'intrus. La ligne tiretée noire correspond à la valeur de q que l'on trouverait pour une distribution Gaussienne.

disques considérés dans l'analyse joue finalement un rôle sur les distributions observées. Néanmoins, aucune de ces distributions n'est vraiment Gaussienne ce qui témoigne des contraintes géométriques présentes au sein du milieu granulaire et plus généralement des coincements qui y apparaissent.

3.5 Effets des tailles des intrus

La partie précédente s'est attachée à décrire les réorganisations du milieu granulaire à plusieurs échelles de temps en se focalisant notamment sur les variations structurales. Cependant, les tailles d'intrus étudiées précédemment étaient suffisamment larges pour avoir une dynamique assez régulière et finalement peu de blocages. En revanche, dans le cas d'un glaçon, il est clair que la dynamique des réarrangements n'est pas la même entre le début et la fin de l'expérience à mesure que la taille caractéristique du glaçon diminue. Dans cette partie, nous nous sommes donc attachés à étudier l'effet de la taille de l'intrus sur le processus de réarrangement. Pour cela, nous avons mené :

- 100 expériences d'intrus mécaniques de $2,5 d_g$ de large ; cette taille a été choisie car elle occasionne beaucoup de coincements ce qui est assez différent du cas avec un intrus de largeur $10 d_g$;
- 50 simulations numériques d'intrus mécaniques pour chacun des quatre intrus de largeurs 10, 7,5, 5 et $2,5 d_g$;
- 50 simulations numériques de glaçons avec décréments constants en rayon pour chacun des quatre diamètres initiaux [10, 7,5, 5 et $2,5 d_g$].
- 6 simulations numériques de glaçons avec décréments constants en surface pour un diamètre initial de $10 d_g$.

3.5.1 Déplacements aux temps longs

De la même façon que pour la partie 3.2, nous nous intéressons ici aux déplacements des disques entre leur position initiale et leur position finale que nous moyennons sur

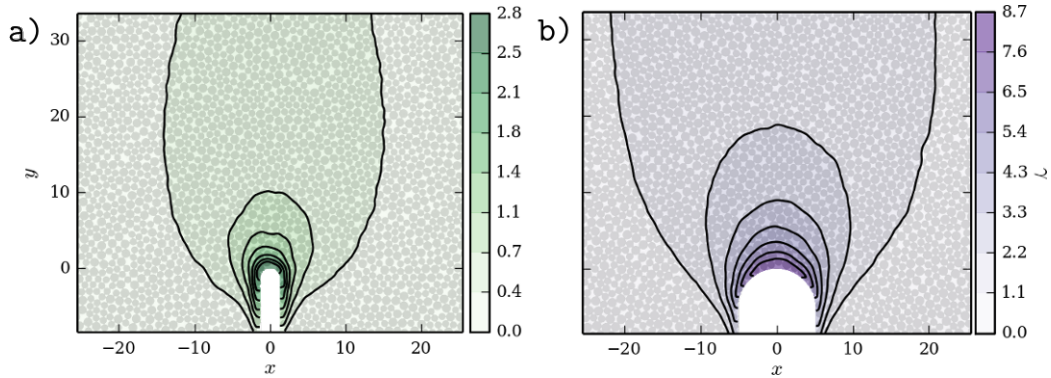


Fig. 3.21 Champs de déplacements verticaux entre l'état initial et l'état final moyennés sur 100 expériences avec (a) un intrus de largeur $2,5 d_g$ et (b) un intrus de largeur $10 d_g$.

toutes les manipulations effectuées. Dans les expériences d'intrus mécaniques menées, la course maximale de l'intrus a toujours été la même ($10 d_g$), seule la largeur de l'intrus change. Les champs de déplacements verticaux moyens obtenus pour les deux tailles d'intrus explorées expérimentalement sont représentés sur la figure 3.21. Ils sont qualitativement très similaires avec des motifs majoritairement verticaux orientés par la gravité. L'étendue latérale des zones en mouvement est clairement en lien avec la largeur de l'intrus. Par contre, pour une même course de vérin, l'amplitude des déplacements est différente et notamment très éloignée de la course de l'intrus ($10 d_g$) lorsque ce dernier est plus étroit. Cette constatation s'explique par le fait que la largeur de l'intrus est petite devant la taille des disques ce qui permet l'apparition de structures stables de disques, connues dans le monde des silos sous le terme d'arches. Celles-ci se forment et se déstabilisent tout au long de la descente de l'intrus. En général, les disques situés à la pointe de l'intrus composent l'arche, celle-ci s'effondre alors par la base et un disque initialement en haut de l'arche se trouve coincé plus loin de l'intrus, dans l'empilement, ce qui limite sa descente. Ces arches forment en quelque sorte une couche tampon au-dessus de laquelle les déplacements verticaux sont très peu sensibles à la descente de l'intrus. Les simulations numériques effectuées pour ces mêmes largeurs d'intrus présentent d'ailleurs des amplitudes en déplacement tout à fait comparables selon différents axes verticaux et horizontaux comme on peut le voir sur les courbes des figures 3.21 (a)–(b).

Par ailleurs, on peut, comme dans la partie 3.2, s'appuyer sur des théories d'écoulements quasi-statiques dans les silos pour étudier le comportement aux temps longs de nos diverses configurations. Cette théorie ne rend pas compte des effets de taille du trou (ou de l'intrus ici) puisque il est toujours considéré que le diamètre de l'ouverture est très grand devant celui des grains [155]. Dans notre cas, où des blocages apparaissent, nous ajustons les profils de déplacements en laissant libre l'amplitude maximale γ_0 et le paramètre de diffusion D_p (équation 3.2.1). Encore une fois (non illustré ici), que ce soit pour les simulations numériques ou les expériences, la théorie permet de correctement décrire les déplacements à longs termes à condition de fixer un déplacement maximal unique pour toute une série d'expériences avec le même intrus ; déplacement

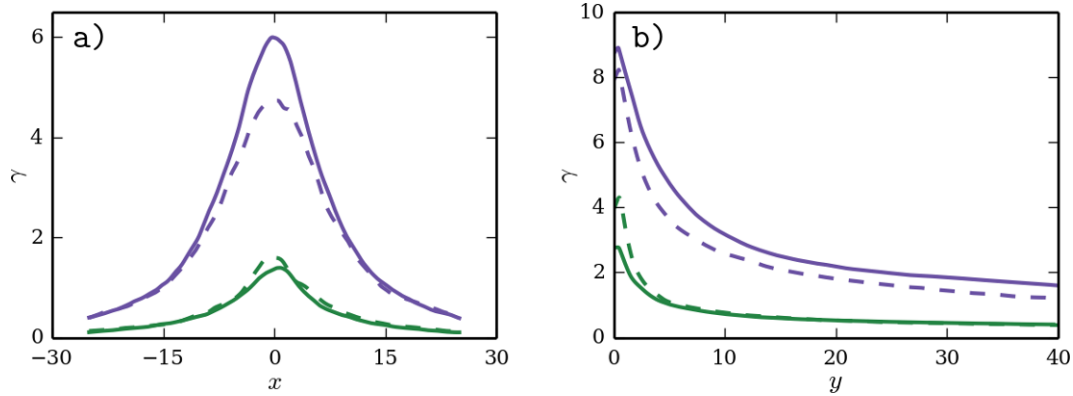


Fig. 3.22 Profils de déplacements verticaux entre l'état initial et l'état final pour les expériences (traits pleins) et les simulations numériques (traits tiretés) selon l'axe $y = 3$ (a) et l'axe $x = 0$ (b). Les couleurs sont identiques à la figure 3.21.

maximal qui est différent pour chaque nouvelle largeur d'intrus comme on peut le voir sur la figure 3.23 (b). En effet, sur cette figure, il est clair que l'amplitude maximale atteinte dépend de la taille de l'intrus et donc des blocages apparaissent. Pour des intrus encore plus larges, on pourrait s'attendre à voir le déplacement vertical maximal saturer à la valeur de la course du vérin.

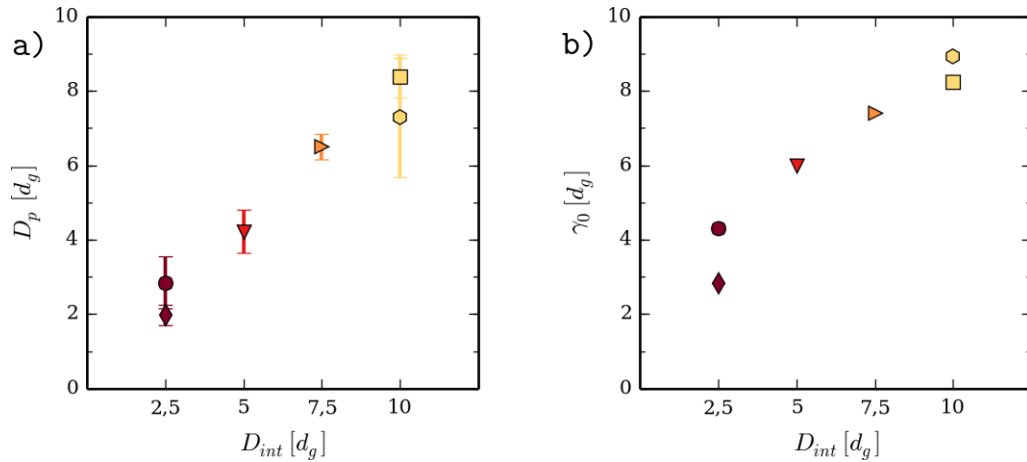


Fig. 3.23 (a) Coefficients de diffusion D_p provenant de l'ajustement sur plusieurs profils avec l'équation 3.2.1 des champs de déplacements verticaux mesurées expérimentalement (losanges et hexagones) et numériquement. Les barres d'erreur proviennent de la dispersion des valeurs obtenues sur tous les profils. (b) Amplitudes des déplacements verticaux maximums mesurés expérimentalement (losanges et hexagones) et numériquement.

Le coefficient de diffusion D_p issu des ajustements des profils de déplacements augmente drastiquement avec la largeur de l'intrus et s'éloigne donc des valeurs couramment admises pour les silos avec la taille de l'intrus (figure 3.23 (a)). Cette constatation mérite quelques commentaires. Nous avons tout d'abord vérifié que les valeurs mesu-

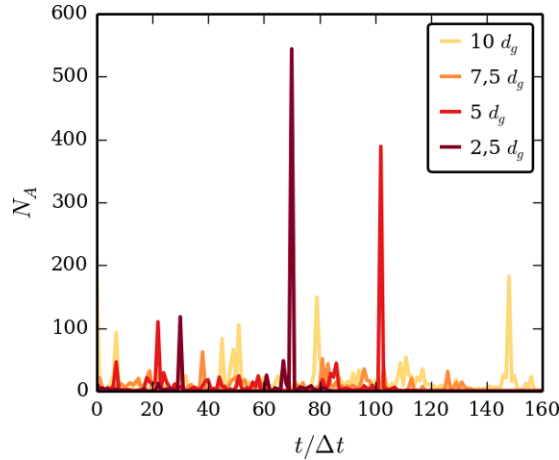


Fig. 3.24 Séquences temporelles des tailles d'avalanches pour quatre simulations numériques avec des intrus mécaniques de largeurs différentes.

rées ici ne dépendaient pas de la dérive potentielle occasionnée par le déplacement de la condition limite (c'est-à-dire ici de l'intrus) dans l'espace en analysant les champs de déplacements sur des pas de temps plus courts (pour les expériences avec un intrus de $10 d_g$ de largeur). Les profils des champs de déplacements trouvés alors admettent toujours un coefficient D_p équivalent et la somme de ces champs de déplacements moyens correspond au champ de déplacement visible sur la figure 3.21. Les valeurs de D_p ne sont donc pas dues à cette dérive spatiale. Premièrement, il est utile de noter que les valeurs couramment admises dans la littérature sont très dispersées [117] comme nous avons pu le voir dans la partie 3.2 et il est possible d'atteindre des valeurs de $4 d$ dans des silos classiques [162]. Deuxièmement, ce type de théorie présentant des champs continus de déplacements s'applique bien tant que la largeur de l'orifice est petite devant la taille du système mais grande devant la taille des particules or ici les deux conditions ne sont peut-être pas pleinement remplies. Il est par exemple possible que nous n'ayons qu'une vision réduite des comportements à proximité de l'orifice. Enfin, ce coefficient de diffusion relie les composantes horizontales avec les composantes verticales des déplacements. La forme radiale et la largeur de l'intrus joue certainement un rôle dans l'évolution de ce rapport. Ainsi, plus l'intrus est de petite taille, plus les sollicitations latérales induites par sa forme sont faibles et donc plus les coefficients de diffusion se rapprochent de ceux mesurés dans les silos même si les blocages sont plus fréquents.

3.5.2 Réarrangements aux temps courts

Les résultats de cette partie proviennent des simulations numériques qui permettent d'explorer un plus grand nombre de tailles d'intrus.

Il est utile de noter que la réduction de la taille de l'intrus n'influe en rien sur les constatations phénoménologiques faites auparavant. En effet, la réponse du milieu granulaire reste très intermittente avec des événements d'amplitudes variées même si des effets supplémentaires de structuration peuvent apparaître. Il est donc pertinent d'uti-

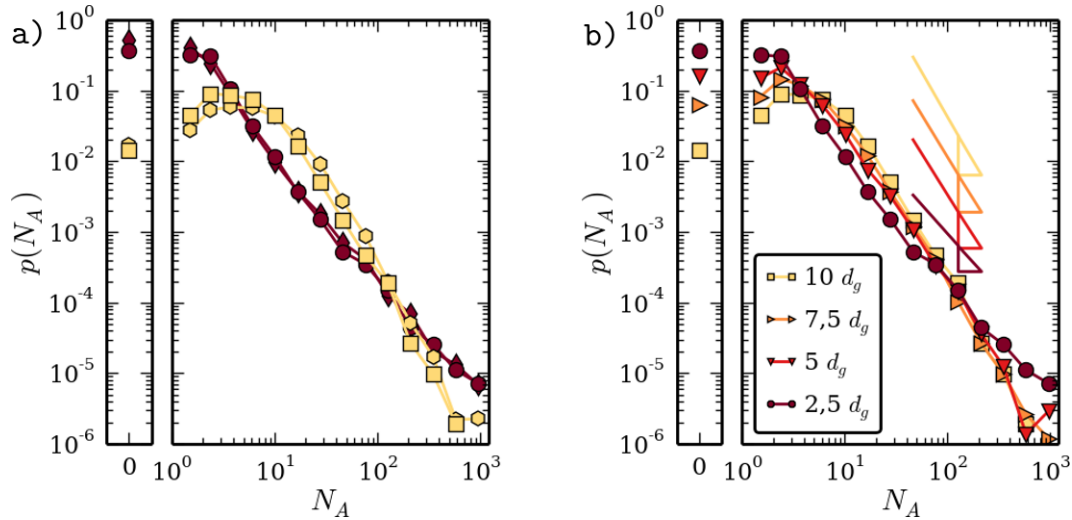


Fig. 3.25 (a) Distributions des tailles d'avalanches pour les simulations numériques (ronds et carrés) et les expériences (hexagones et losanges) pour des largeurs d'intrus de $10 d_g$ (en jaune) et de $2,5 d_g$ (en marron). (b) Distributions des tailles d'avalanches dans des simulations numériques avec quatre largeurs d'intrus différentes. De l'intrus le plus large ($10 d_g$) au moins large ($2,5 d_g$), les pentes des lois puissance sont respectivement de $-2,6$, $-2,4$, $-2,5$, $-1,6$.

liser les tailles d'avalanches N_A telles qu'elles sont définies dans la partie précédente. Pour rappel, il s'agit du nombre de disques dont le déplacement absolu excède celui de l'intrus entre deux pas de temps. Les quatre évolutions des tailles d'avalanches au cours d'une simulation sont représentées sur la figure 3.24 pour chaque taille d'intrus. On peut voir un comportement de plus en plus intermittent pour des intrus de moins en moins larges. En effet, la configuration de l'intrus le moins large fait apparaître des événements de très grandes amplitudes ponctués de périodes « calmes » plus ou moins longues tandis que, pour un intrus large, les événements sont plus réguliers mais d'amplitudes plus limitées. L'étroitesse de l'intrus entraîne des phénomènes de structuration, les disques trouvent alors des positions stables qui empêchent l'écoulement de s'effectuer. De ce fait, le milieu reste globalement statique. Lors de ces périodes « calmes », le système accumule de l'énergie potentielle puisque l'intrus continue d'évoluer. À un moment, l'arche se déstabilise et donc une partie de l'énergie accumulée se libère sous la forme d'un événement impactant de nombreux grains. Dans le cas d'un intrus plus large, les probabilités de blocage sont bien moindres, l'énergie s'accumule très peu et est relâchée via des événements plus réguliers, d'amplitudes plus modérées.

Cette interprétation est d'ailleurs tout à fait corroborée par les distributions de tailles d'avalanches tracées sur la figure 3.25. Il est utile de noter ici que l'accord entre les distributions issues des simulations numériques et celles provenant des résultats expérimentaux (figure 3.25 (a)) : les bornes supérieures sont globalement respectées de même que les pentes. Il est donc tout à fait pertinent de s'appuyer sur ces simulations pour en tirer des conclusions valables expérimentalement. Par ailleurs, il est notable que la taille des intrus n'influe pas sur la distribution en loi de puissance des plus

grands évènements. Ces quatre distributions (figure 3.25 (b)) se classent cependant selon la taille de l'intrus :

- la probabilité de coincement est réduite avec un intrus plus large ce qui se traduit par une probabilité de taille d'avalanche nulle plus faible, mais aussi, par l'apparition d'un pic de probabilité vers une valeur proche du nombre de disques en contact avec la pointe de l'intrus ;
- avec la diminution de la taille de l'intrus, la borne supérieure des grands évènements augmente de même que leurs occurrences tandis que la proportion en évènements d'amplitudes intermédiaires ($10 < N_A < 100$) diminue. Tout ceci tend vers une réduction de la pente de la distribution des plus grandes tailles de $-2,6$ à $-1,6$.
- Enfin la forme de la distribution des tailles d'avalanche pour l'intrus le moins large diffère nettement des autres. Il semble donc qu'il y ait un changement de comportement à partir d'une certaine largeur d'intrus. Cette constatation, par analogie avec les silos, semble aller dans le sens de l'existence d'une taille critique au-delà de laquelle les coincements sont très rares [176].

Avec la diminution de la taille de l'intrus, le milieu granulaire emmagasine plus d'énergie dans des structures stables qui est ensuite libérée dans des évènements de grandes ampleurs. Il semble donc que la dynamique d'évolution du système change avec la taille de l'intrus. Pour appuyer ce propos, nous avons tracé les distributions des temps d'attente entre les évènements d'amplitudes importantes ($N_A > \langle N_A \rangle$, la valeur moyenne de toutes les avalanches) en échelle semi-logarithmique sur la figure 3.26 (a). Pour les simulations numériques, le temps exprimé \widehat{t}_w n'est pas un temps physique, il s'exprime dans ce cas en nombre d'itérations de rétractions de l'intrus mécanique. Jouer sur la taille de l'intrus ne semble pas vraiment changer la nature dynamique des grandes avalanches pour les intrus dont les tailles sont supérieures à $5 d_g$: elles restent décorréliées en temps avec une décroissance exponentielle des temps d'attente. Pour une largeur d'intrus plus réduite, la distribution des temps d'attente se rapproche plus d'une loi de puissance (figure 3.26 (b)). Il semblerait donc qu'il existe une certaine corrélation entre les évènements de grandes amplitudes qui sont, dans ce cas, beaucoup moins rapprochés dans le temps et certainement reliés à la formation d'arches. Dans la partie suivante, nous dévoilons quelques considérations statistiques sur les propriétés de formation et de déstabilisation de ces voûtes qui semblent régir le comportement très intermittent observé sur la figure 3.24.

3.5.3 Formation et déstabilisation d'arches

Que ce soit pour les expériences avec des glaçons ou même avec un intrus de petite largeur, l'effet du confinement induit la formation d'assemblées stables de disques qui bloquent l'écoulement à proximité de l'intrus en évolution. Cette constatation se rapproche du cas des silos sous influence gravitaire. Alors que ces derniers ne peuvent être débloqués que par une intervention extérieure, l'évolution de l'intrus dans nos configurations expérimentales permet à la fois la formation et la déstabilisation de ces arches. Il est par ailleurs important de noter ici que la géométrie circulaire des glaçons ou de la pointe des intrus mécaniques favorise précisément l'apparition de ces structures. Dans cette partie, nous nous sommes focalisés sur les arches formées avec

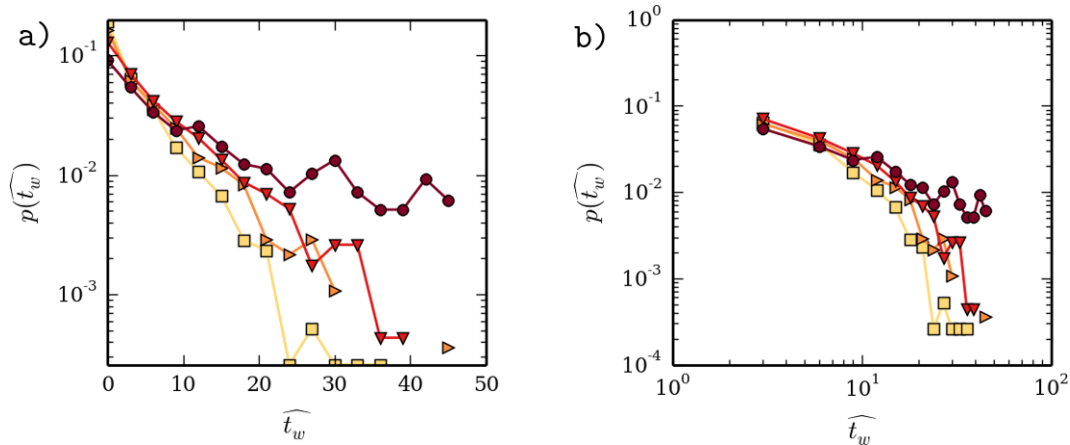


Fig. 3.26 Distributions des temps d'attente pour les avalanches telles que $N_A > \langle N_A \rangle$ en échelle semi-logarithmique (a) ou logarithmique (b). Le code couleur du tracé est identique à celui de la figure 3.24.

un intrus mécanique de largeur $2,5 d_g$ car celles-ci sont très fréquentes et permettent d'avoir une statistique correcte des phénomènes observés.

Détection des arches

Afin d'être caractérisées, les arches doivent tout d'abord être détectées. Pour cela, la méthode de traitement utilisée consiste à :

- choisir une zone d'intérêt proche de l'intrus, typiquement celle représentée sur la figure 3.27 (a) ;
- détecter la zone de vide la plus importante (visible également la figure 3.27 (a)) qui stipule de la présence d'une arche ou non à partir d'un critère sur la surface de cette zone ;
- les disques constituant l'arche sont alors les plus proches du rectangle minimum englobant la totalité de la surface préalablement détectée et obligatoirement ceux situés au-dessus du centre du demi-cercle formé par la pointe de l'intrus ; cette étape peut présenter certains biais, il est donc nécessaire dans certains cas de corriger les disques détectés manuellement.

Cette méthode de détection permet alors de connaître tous les disques formant cette structure stable comme illustré sur les figures 3.27 (b)–(c). Dans la littérature, il est possible de trouver plusieurs critères pour statuer du nombre de disques impliqués dans l'arche soit en considérant leur base [176] ou non [120]. Le choix arbitraire que nous faisons ne modifie pas les discussions qui émanent des mesures.

Étendues spatiales des arches

Les nombres de disques par arche ont été rassemblés dans une même distribution sur la figure 3.28 (b). Cette distribution a l'allure d'une cloche dissymétrique ce qui est semblable à ce que l'on trouve dans la littérature [120]. Le nombre de disques présents

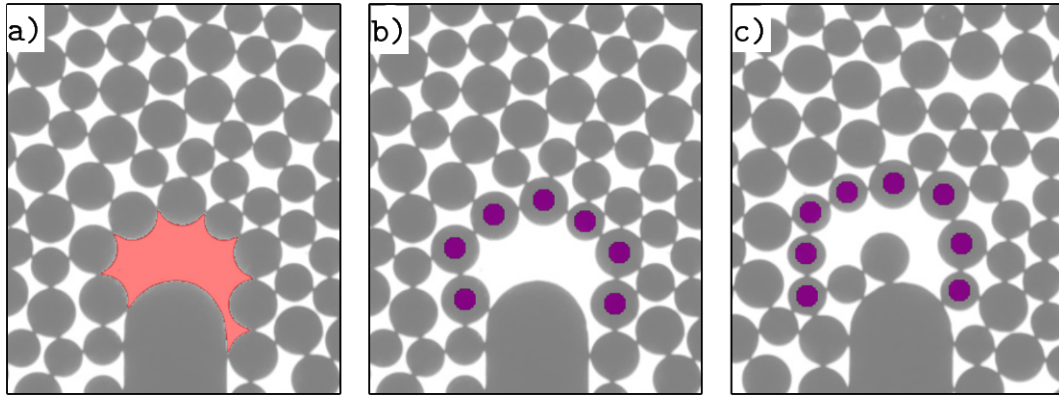


Fig. 3.27 (a) Détection de la zone de vide la plus grande à proximité de l'intrus. (b) Les ronds colorés illustrent les disques membres d'une arche détectée à proximité de l'intrus. (c) Disques membres d'une arche située plus haut dans l'empilement.

dans une arche varie de 4 à 11 disques avec des tailles privilégiées situées entre 6 et 8 disques. En pratique, on peut distinguer deux types d'arches :

- celles composées de peu de disques (en moyenne 6 ou 7) situées directement au-dessus de l'intrus comme cela est représenté sur la figure 3.27 (b) ; elles ont des durées de vie assez grandes et des étendues latérales restreintes ;
- celles composées de plus de disques (généralement au-dessus de 7), situées un peu plus hautes dans l'empilement (voir sur la figure 3.27 (c)) et généralement issues de la déstabilisation du premier type d'arches. Du fait de leur plus grand nombre de disques et donc leur plus grande étendue latérale, celles-ci sont moins stables et donc plus éphémères.

Par delà le nombre de disques constituant l'arche, il est utile de s'intéresser à l'étendue latérale de celles-ci. La portée latérale d'une arche a été définie de deux façons : soit il s'agit de l'étendue latérale maximale entre deux centres de disques formant l'arche (carrés sur la figure 3.28 (c)) soit de la distance latérale entre les deux centres formant la base de l'arche (ronds sur la figure 3.28 (c)). Ces deux définitions aboutissent à des distributions différentes et on peut clairement voir que la portée maximale de l'arche est souvent supérieure à celle des deux disques formant la base. Les arches détectées ressemblent donc d'avantage géométriquement à l'arche de la figure 3.27 (b) qu'à celle de la figure 3.27 (c). Par ailleurs, les centres des disques formant la base de l'arche sont séparés préférentiellement d'une distance comprise entre $2,5 d_g$ et $3,5 d_g$, très proche de la largeur de l'intrus ($2,5 d_g$) comme on peut le voir sur la figure 3.28 (c). La majorité des arches reposent donc sur des disques situés de part et d'autre de l'intrus, ce dernier est donc un acteur majeur dans la géométrie des arches, leur formation mais aussi leur déstabilisation.

Évolution temporelle des arches

L'évolution du nombre de disques situés dans l'arche est représentée au cours du temps pour une expérience avec un intrus mécanique de $2,5 d_g$ de large sur la figure 3.28 (a). Une arche ne se forme pas immédiatement mais après 20 pas de temps sous

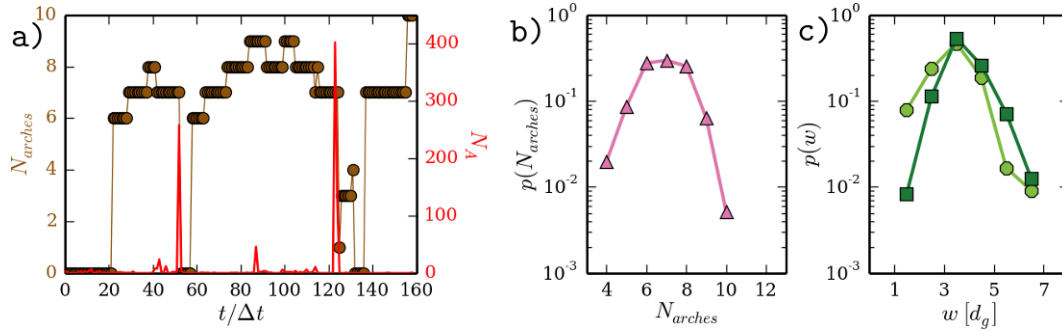


Fig. 3.28 (a) Évolution du nombre de disques dans l'arche détectée N_{arches} et de la taille d'avalanche en fonction du temps normalisé au cours d'une manipulation avec un intrus de largeur $2,5 d$. (b) Distribution du nombre de disques présents dans une arche. (c) Distributions de la largeur latérale d'une arche à sa base (ronds) et à sa largeur maximale (carrés).

l'impulsion de la descente de l'intrus mécanique. Dès lors, une arche est quasiment détectée tout au long de l'expérience par un processus de formation, déstabilisation puis reformation. Pour cette largeur d'intrus, la destruction des configurations mécaniquement stables aboutit rapidement à l'émergence de l'arche suivante.

La formation et la déstabilisation de ces arches sont intimement liées à la dynamique plus intermittente obtenue pour des tailles d'intrus plus petites. Ceci est d'ailleurs particulièrement visible sur la figure 3.28 (a). Les avalanches de fortes amplitudes sont toujours associées la disparition complète ou partielle d'une arche : alors que les très grandes tailles d'avalanches ($N_A > 100$) correspondent toujours à l'effondrement d'une arche, les avalanches un peu plus faibles ($10 < N_A \leq 100$) correspondent à la disparition d'une structure stable et à l'apparition simultanée d'une seconde.

Dans le paragraphe précédent, nous avons vu que ces arches étaient majoritairement créées et soutenues par l'intrus mécanique et surtout que les disques les soutenant étaient situés de part et d'autre de cet intrus. Il est donc raisonnable de penser, le retrait de l'intrus étant linéaire en temps, que la disparition des arches pourrait être un phénomène périodique : la période serait alors liée au déplacement de l'intrus nécessaire pour même en mouvement les disques formant la base de l'arche.

Un schéma illustrant ce mécanisme possible est visible sur la figure 3.29 (a). L'image de gauche correspond à l'instant de formation de l'arche, c'est-à-dire au moment où les disques finissent d'être en contact avec le bout de l'intrus. Dès lors l'empilement reste statique pendant que l'intrus continue de descendre. L'arche atteint alors la forme décrite précédemment et les disques situés à sa base se trouve de part et d'autre de l'intrus. On estime que l'arche se déstabilise au moment où les premiers disques situés de part et d'autre de la partie rectangulaire de l'intrus peuvent se déplacer d'un rayon lorsqu'ils sont en contact avec la pointe arrondie de l'intrus (figure 3.29 (a)). Par des considérations géométriques, il est alors possible d'estimer le déplacement de l'intrus avant la déstabilisation δ_{stab} à une valeur de $1,22 d_g$ soit $19,5$ pas de temps.

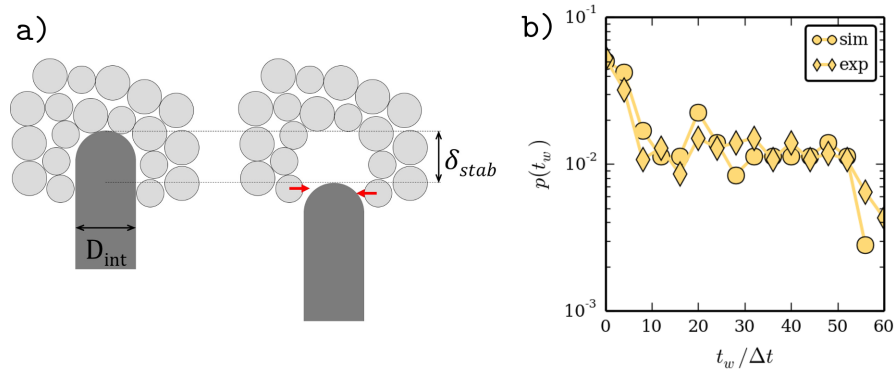


Fig. 3.29 (a) Schéma représentant un possible mécanisme de déstabilisation d'une arche. (b) Distributions des temps d'attente pour des évènements de tailles supérieures à 50 pour les simulations numériques (ronds) et les expériences (losanges).

De la périodicité dans la formation des arches ?

Nous avons souhaité ici confronter la période prédite avec les mesures expérimentales et numériques des durées de vie des arches. L'effondrement complet d'une arche correspond à des évènements présentant des tailles d'avalanches supérieures à 50. Nous avons donc mesuré les temps d'attente entre deux réorganisations de cette ampleur. En général, nous observons la formation et la déstabilisation de trois arches au maximum au cours d'une manipulation. La statistique à laquelle nous accédons expérimentalement et dans les simulations numériques reste donc modeste. La distribution des temps d'attente entre les déstabilisations des arches est tracée sur la figure 3.29 (b) pour les simulations numériques et les expériences. Finalement, aucune périodicité nette n'a pu être mise en évidence dans la série temporelle. On peut cependant observer une légère augmentation des occurrences pour des temps d'attente proches de 20 ce qui semble corroborer le mécanisme expliqué précédemment. Par ailleurs, les temps d'attentes courts sont les plus fréquents et sont le résultat de l'effondrement d'une arche en plusieurs évènements consécutifs. Les expériences menées ne nous ont pas permis de mettre clairement en évidence cette périodicité qui semble finalement assez logique au vue du déroulé des manipulations. Plusieurs raisons peuvent à notre avis expliquer cela :

- le manque de statistique (les données présentées ici ne représentent qu'une certaine d'intervalles de temps) ;
- le système n'a pas encore atteint un régime de comportement stationnaire car la course est trop courte et dans ce cas le régime de déstabilisation pleinement périodique n'est pas encore atteint.

3.5.4 Évolution dynamique de la taille : cas des glaçons

Comme nous avons pu le voir précédemment, la taille latérale de l'intrus joue un rôle important dans la réponse dynamique du milieu granulaire. Que se passe-t-il alors lorsque la taille de l'intrus évolue dans le temps ? C'est à cette question que nous souhaitons répondre dans cette partie et pour procéder à cette analyse nous avons eu

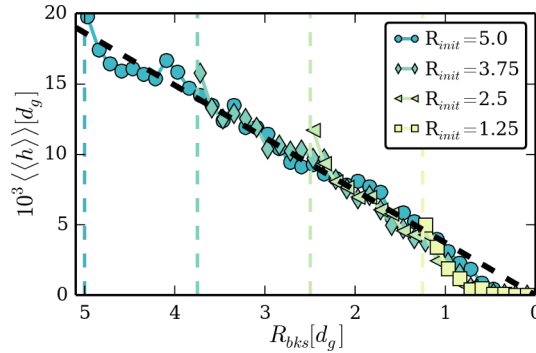


Fig. 3.30 Amplitudes moyennes des déplacements en fonction du rayon du glaçon pour différentes simulations numériques avec 4 rayons initiaux différents indiqués en légende.

recours à des simulations numériques de fontes de glaçons qui présentent l'avantage d'être plus reproductibles que les expériences sensibles menées.

Nous avons tout d'abord simulé la fonte d'un glaçon à décrétement de rayon constant ($\delta r = 0,250$ mm soit $0,0625 d_g$). Nous avons choisi quatre rayons initiaux de glaçon R_{bks} : 5, 3,75, 2,5 et 1,25 d_g . On peut noter ici que le décrétement appliqué est identique au décrétement d'altitude de l'intrus mécanique entre deux pas de temps. Les déplacements de tous les disques sur les cinquante simulations de chaque configuration ont été moyennés en fonction du rayon du glaçon R_{bks} et sont tracés sur la figure 3.30. Ces données permettent d'avoir une idée de la réponse moyenne du système à différents rayons de glaçons mais il ne faut pas oublier que cette moyenne supprime toutes les intermittences mises en évidence précédemment.

La superposition des quatre courbes suggère que l'histoire suivie par l'empilement n'a pas que peu, voire pas du tout, d'impact sur le comportement moyen du milieu. Par exemple, que l'on parte d'un rayon de 5 d_g ou de 3,75 d_g , les déplacements moyens seront globalement les mêmes lorsque le glaçon atteint un rayon de 2 d_g . Il ne semble donc pas que les variations de densités à l'échelle de l'empilement soient suffisantes pour induire des comportements différents. On peut cependant apporter une nuance à ce propos en constatant sur cette figure 3.30 que les déplacements initiaux pour chaque configuration s'écartent du comportement moyen symbolisé par la ligne tiretée noire. Il existe donc au début de chaque manipulation un régime transitoire pendant lequel la configuration initiale de l'empilement est prépondérante et s'accompagne de réorganisations de plus grandes amplitudes.

De plus, la réponse moyenne de l'empilement granulaire est linéaire avec le rayon du glaçon (ligne tiretée noire sur la figure 3.30). Dans le cas d'un milieu à densité constante, nous nous attendrions à avoir un déplacement moyen qui soit proportionnel au volume libéré par le glaçon. Dans notre cas bidimensionnel, il s'agit d'une surface libéré par unité de temps et s'écrit :

$$\frac{dA_{bks}}{dt} = \frac{dr}{dt} \times 2\pi R_{bks} \quad (3.5.1)$$

avec dr/dt le décrétement de rayon par unité de temps. Dans les simulations menées ici, ce décrétement de rayon est constant, la variation de volume est donc proportionnelle

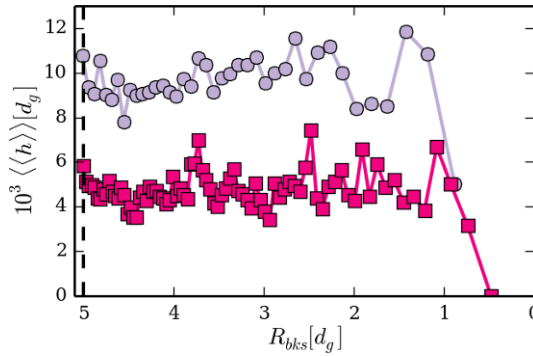


Fig. 3.31 Amplitudes des déplacements moyens en fonction du rayon du glaçon pour différentes simulations numériques avec deux décroissements en surface, $\Delta A_{bks} = 0,49 d_g^2$ pour les carrés roses et $0,98 d_g^2$ pour les cercles violets avec un glaçon dont le rayon initial fait $5 d_g$.

au rayon du glaçon tout comme l'étaient les déplacements moyens. De ce fait, pour déterminer si le rayon du glaçon a réellement un effet sur les déplacements moyens observés, nous avons mené des simulations numériques avec des glaçons à décroissements de surface constants ($\Delta A_{bks} = 0,49 d_g^2$ et $\Delta A_{bks} = 0,98 d_g^2$).

Les déplacements moyens au sein du système ont alors été tracés en fonction des rayons des glaçons sur la figure 3.31. Dans ce cas de figure, la réponse moyenne reste constante avec le rayon du glaçon : c'est donc la variation de surface du glaçon qui fixe la valeur moyenne globale des déplacements. Cette constatation s'accorde d'ailleurs très bien avec les évolutions visibles sur la figure 3.6 car l'extraction des intrus mécaniques se fait à surface libérée constante. Ce résultat montre bien que la densité de l'empilement évolue peu : une décompaction globale s'accompagnerait de déplacements moyens plus faibles par exemple. Ces remarques ne s'appliquent qu'à une réponse globale du système moyenné sur tous les disques et sur toutes les expériences, il ne traduit en rien les intermittences et l'instantanéité des réarrangements entre deux pas de temps.

Sur cette dernière courbe, deux phénomènes permettent de constater l'effet de la taille de l'intrus. Tout d'abord, les déplacements moyens mesurés sont beaucoup plus variables au fur et à mesure que les glaçons deviennent de plus en plus petits. Par ailleurs, pour des tailles de glaçons très petites ($R_{bks} < 1,5 d_g$), la tendance linéaire de la figure 3.30 ne fonctionne plus et les déplacements moyens ne sont plus constants (figure 3.31). Cette remarque va dans le sens de ce qui a été observé précédemment, en effet, dès lors que la taille de l'intrus (ou du glaçon) est suffisamment petite la probabilité de former des structures stables devient de plus en plus importante. Ainsi, le milieu granulaire reste figé pendant que l'intrus continue d'évoluer sans déstabiliser les disques voisins : sa réduction de taille n'a alors plus d'impact sur la dynamique de réorganisations du milieu.

3.6 Conclusions partielles

Plusieurs résultats ont été mis en évidence dans cette partie au travers de diverses exploitations expérimentales et numériques portant sur la présence d'un intrus unique.

D'un point de vue phénoménologique, la configuration de l'intrus mécanique reproduit très bien les comportements moyens aux temps longs de la fonte d'un glaçon de même diamètre. Les réorganisations du milieu granulaire s'apparentent alors aux écoulements quasi-statiques observés dans les silos guidés par gravité. Ainsi, les dynamiques d'évolution de ces intrus ne permettent qu'un mélange des disques restreint dans l'espace et limité par la gravité.

La réponse instantanée du milieu à la perturbation induite par l'intrus est intermittente avec des événements largement distribués spatialement et temporellement. Ceux-ci restent majoritairement situés à proximité de l'intrus et de faibles amplitudes, mais des avalanches d'ampleurs importantes apparaissent. Elles sont décorrélés en temps et leurs tailles sont distribuées en loi de puissance comme observé dans la statistique des tremblements de terre.

Les variations de fractions volumiques locales sont reliées à l'ampleur des événements et même aux déplacements individuels des disques. Les modifications structurales de l'empilement laissent alors apparaître un unique mécanisme de réarrangement dépendant de la valeur moyenne et de l'écart-type de ces variations de densité. Celles-ci semblent tributaires de la corrélation des mouvements entre les disques, qui dépend de leurs emplacements vis à vis de la perturbation.

La taille de l'intrus joue un rôle déterminant dans la dynamique des réarrangements au sein du milieu granulaire. En effet, la diminution de la taille de l'intrus par rapport à la taille des disques environnants s'accompagne d'un changement de nature de événements : de moyennes amplitudes et réguliers, ils deviennent beaucoup plus dispersés tant par l'amplitude que par la fréquence. Pour les plus petits intrus, l'énergie amenée par la perturbation locale est emmagasinée dans des structures stables (des arches) dont la déstabilisation est auto-entretenu par la descente de l'intrus et s'accompagne de très forts événements relarguant l'énergie emmagasinée dans les arches.

La réponse globale moyenne en déplacements du milieu granulaire dépend de la surface libérée par l'intrus par unité de temps et non de l'histoire de l'empilement. Elle s'avère donc stationnaire à décréments de surfaces constants.

Chapitre 4

Réarrangements autour de deux intrus

Après avoir étudié les réorganisations du milieu granulaire autour d'un intrus unique, l'étape supplémentaire vers un matériau totalement réactif consiste en l'ajout d'un second grain en transformation. Du fait des corrélations à longues distances que l'on peut trouver dans les milieux granulaires, il semble opportun de s'intéresser à la réponse de l'empilement en fonction de la distance séparant les deux grains en évolution. Nous déroulons cette analyse en rappelant tout d'abord quelques considérations sur les échelles de longueur dans les milieux granulaires, puis en nous intéressant aux évolutions moyennes aux temps longs puis aux mouvements sur des échelles de temps plus restreintes.

4.1 Ajout d'un second objet en évolution

4.1.1 Importance des échelles de longueur

Les échelles de longueur sont des paramètres importants dans l'étude des milieux granulaires [177]. L'ajout d'un second grain en évolution pose alors la question de la longueur caractéristique de propagation d'une perturbation localisée vers un second site réactif. Nous rappelons ici quelques caractéristiques des milieux granulaires en lien avec les échelles de longueur.

Un milieu granulaire statique ou en écoulement présente de larges hétérogénéités spatiales, du réseau de forces par exemple, mais également des mouvements corrélés en son sein. Il suffit, par exemple, de réduire la taille d'un orifice de sortie de silo pour faire apparaître des structures stables liées à des phénomènes de coincement (des arches notamment) [121]. Alors qu'une taille d'orifice juste inférieure à la taille des grains assure un blocage certain, les avis sont plus partagés sur l'existence d'une largeur limite au-delà de laquelle la probabilité de coincement est parfaitement nulle [124, 125]. Une étude sur des silos à multiples orifices montre que cette probabilité de blocage des deux ouvertures est réduite par la proximité des trous [127]. La taille d'avalanche moyenne décroît alors exponentiellement avec l'augmentation de la distance entre les deux orifices, mettant ainsi en évidence une longueur caractéristique de coopération.

Par ailleurs, des rhéologies non locales dans les milieux granulaires ont récemment émergé. En effet, la propagation spatiale des fluctuations de forces permet à un milieu granulaire de couler même dans des zones où le seuil d'écoulement n'est pas atteint a priori [96, 101]. Plusieurs études estiment, pour les écoulements sur tas, que le profil de vitesse décroît, selon une tendance exponentielle, avec la profondeur : il existe donc une longueur caractéristique mais pas de limite d'épaisseur bien définie pour l'écoulement [89, 91]. L'approche de la contrainte de transition s'accompagne de l'augmentation des corrélations dynamiques au sein du système par notamment l'apparition de clusters de mouvements corrélés de tailles caractéristiques croissantes dans des milieux granulaires cisailés mises en évidence expérimentalement [18], numériquement [71] ou même lors de l'impact par un ou plusieurs intrus d'un empilement granulaire [178]. En outre, dans cette dernière étude, les intrus ont des mouvements corrélés dès lors qu'ils sont séparés d'une distance caractéristique dépendante du lit granulaire environnant mais pas des grains impactants.

Toutes ces constatations amènent à penser que le paramètre pertinent dans l'ajout d'un second intrus est la distance qui les sépare. La longueur choisie ici est mesurée entre les pointes des deux intrus et sera notée s dans toute la suite de ce travail. Nous avons alors procédé à de multiples expériences/simulations numériques pour avoir, d'une part, une bonne statistique par configuration mais également plusieurs distances de séparation.

4.1.2 Modifications expérimentales

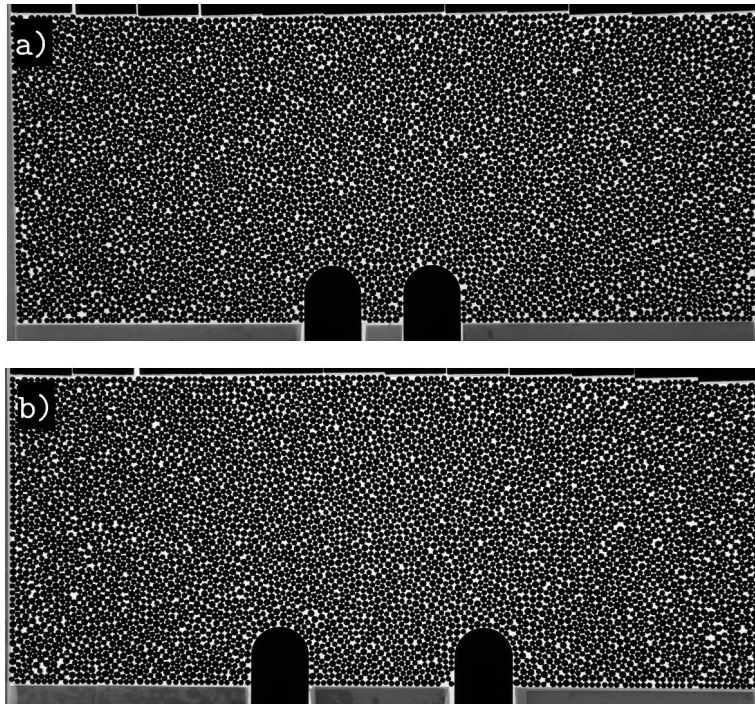


Fig. 4.1 État initial d'une expérience avec deux intrus mécaniques de largeurs $D_{int} = 10 d_g$ séparés de (a) $17,5 d_g$ et de (b) $35 d_g$.

Type	Nb	$D_{int}[d_g]$	$s[d_g]$	$\Delta y[d_g]$
exp	50	10	35 ; 22 ; 17,5	0
exp	20	2,5	25 ; 10 ; 5 ; 2,5	0
simu	50	10	35 ; 22 ; 20 ; 17,5 ; 15 ; 13,3 ; 11,6 ; 10	0
simu	20	7,5	30 ; 15 ; 11 ; 9 ; 7,5	0
simu	20	5	24 ; 12 ; 8 ; 6 ; 5	0
simu	20	2,5	20 ; 10 ; 5 ; 3 ; 2,5	0
exp	10	2,5	10	10

Table 4.1 Tableau récapitulatif de toutes les configurations expérimentales et numériques effectuées dans le cas de deux intrus. Δy correspond au décalage vertical entre les pointes des deux intrus.

Un deuxième grain en évolution a été ajouté aux dispositifs expérimentaux présentés dans le chapitre 2. Pour cela, dans le cas de la fonte des glaçons, il nous a suffi d'introduire un second bloc de DMSO au même moment que le reste de l'empilement. Cependant, l'écartement entre les sites réactifs n'a pas pu être fixé précisément. De plus, la dynamique de fonte des glaçons est très sensible, ils ne fondent pas à la même vitesse. Ainsi, dans le déroulé de cette partie, nous n'aborderons pas les expériences à deux glaçons.

Dans le cas des expériences avec des intrus mécaniques, le protocole est exactement le même que celui décrit dans la partie précédente sauf que l'on a ajouté un deuxième emplacement pour mettre le deuxième intrus. Les deux éléments sont alors reliés au même vérin de telle sorte que ces derniers suivent une évolution simultanée pour une course équivalente. Nous avons fait ce choix plutôt qu'une évolution séquentielle des intrus pour conserver une symétrie dans le dispositif. Une évolution alternée aurait pu être intéressante, notamment pour brasser les grains au-dessus comme cela a été montré dans [129], où les multiples orifices situés à la base d'un silo se ferment et s'ouvrent de manière séquentielle. Nous étudierons néanmoins un cas dissymétrique en fin de chapitre. Enfin, un protocole numérique similaire aux expériences sera appliqué aux simulations d'intrus multiples. Nous répertorions dans le tableau 4.1 toutes les expériences et les simulations menées pour faire état de la statistique et de toutes les configurations dont nous disposons.

4.2 Réponses moyennes aux temps longs

Seules les mesures expérimentales ont été utilisées dans cette section.

4.2.1 Liens avec le *block caving*

Dans la partie 3.2, les déplacements à long termes se sont révélés très analogues à des considérations théoriques [155] inspirées de modèles cinématiques [161] modélisant les écoulements dans des silos bidimensionnels. En pratique, ce cadre théorique s'avère utile pour décrire les écoulements de minerai dans les applications de type *block caving* et notamment l'emplacement des roches extraites en fonction de la masse dégagée. Dans cette application industrielle, pour améliorer le rendement en roches extraites,

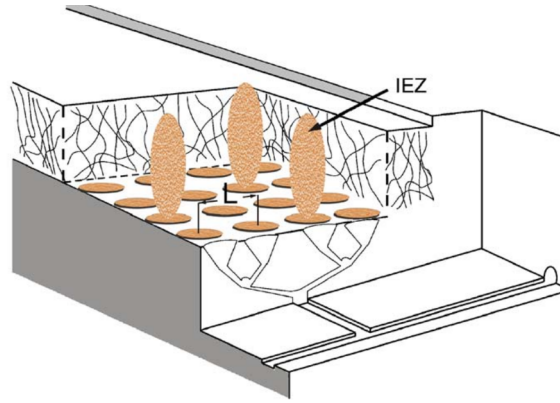


Fig. 4.2 Vue en coupe d'une distribution de draw points utilisés en extraction minière de type block caving. Les zones elliptiques décrivent la forme des zones extraites (IEZ veut dire isolated extracted zone), d'après [159].

plusieurs orifices sont forés conjointement (figure 4.2). L'interaction entre les écoulements des deux trous est alors capitale et la théorie pour un unique orifice (formule 3.2.1) a été adaptée pour deux orifices séparés d'une longueur s [155, 160]. Les auteurs prévoient alors la superposition linéaire des champs de déplacements produits par deux ouvertures individuelles décalées. Le champ des déplacements verticaux s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \gamma(x,y) = & -\frac{\gamma_0}{2} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{x-s+R}{\sqrt{4D_p y}} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{x-s-R}{\sqrt{4D_p y}} \right) \right] \\ & -\frac{\gamma_0}{2} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{x+s+R}{\sqrt{4D_p y}} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{x+s-R}{\sqrt{4D_p y}} \right) \right], \end{aligned} \quad (4.2.1)$$

où γ_0 correspond à l'amplitude maximale au droit d'un orifice individuel, R à la largeur de l'orifice, D_p au coefficient de diffusion liant les composantes verticales et horizontales et s à la distance séparant les centres des ouvertures. Le champ des déplacements horizontaux s'obtient alors en calculant $\kappa(x,y) = -D_p(\partial\gamma(x,y)/\partial x)$.

4.2.2 Analogie avec les silos à plusieurs ouvertures

Nous présentons ici les résultats obtenus expérimentalement. Les simulations numériques apportent des conclusions identiques même si les valeurs quantitatives mesurées peuvent ne pas être tout à fait les mêmes.

Les champs de déplacements verticaux moyens entre l'état initial et l'état final sont tracés pour deux tailles d'intrus et deux écartements différents sur les figures 4.3 (a)–(b). Leurs enveloppes sont très similaires à celle d'un intrus unique avec une forme conique caractéristique des écoulements gravitaires dans les silos. Les amplitudes maximales des déplacements verticaux ne diffèrent pas vraiment de celles observées dans le cas d'un intrus unique. Nous représentons les champs de déplacements horizontaux sur les figures 4.3 (c)–(d). Les amplitudes positives correspondent aux déplacements de la gauche vers la droite. Les plus fortes amplitudes des composantes horizontales sont restreintes à proximité des intrus et localisées principalement le long

de leurs côtés. Il ne fait donc pas de doute qu'une grande partie des contributions horizontales sont induites par la géométrie des intrus. Ces champs moyens des déplacements horizontaux permettent également de constater une très légère dissymétrie latérale attribuable à un très léger défaut de planéité du dispositif expérimental. Les composantes verticales restent par ailleurs tout à fait symétriques.

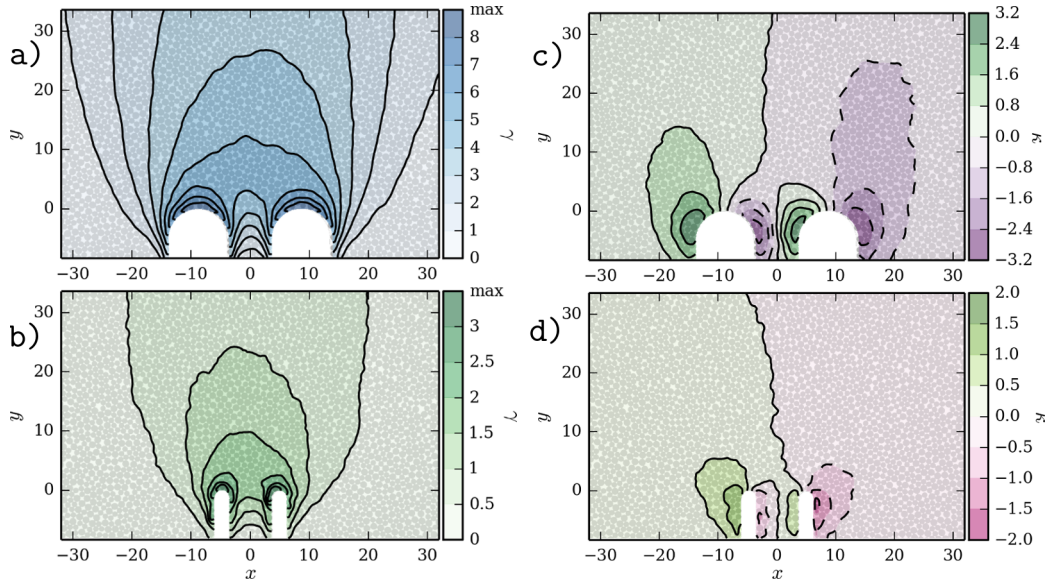


Fig. 4.3 Champs moyens de déplacements verticaux entre l'état initial et l'état final pour (a) la configuration de deux intrus de largeur $10 d_g$ séparés de $17,5 d_g$ (moyenné sur 50 manipulations) et (b) la configuration de deux intrus de largeur $2,5 d_g$ séparés (moyenné sur 20 manipulations). Champs moyens de déplacements horizontaux entre l'état initial et l'état final pour (c) la configuration de deux intrus de largeur $10 d_g$ séparés de $17,5 d_g$ (moyenné sur 50 manipulations) et (d) la configuration de deux intrus de largeur $2,5 d_g$ séparés (moyenné sur 20 manipulations).

Le comportement des disques situés au droit de la ligne $x=0$ se révèle particulièrement intéressant puisqu'ils se meuvent sous l'influence conjointe des deux intrus. Alors que les déplacements verticaux sont faibles pour les disques situés sous le centre de gravité des intrus, ceux-ci augmentent drastiquement pour les grains situés plus haut, dans les zones d'influence communes aux deux grains en évolution. Les disques sont alors influencés soit par l'intrus de gauche soit par l'intrus de droite. Ceci occasionne des zones de forts brassages que nous décrirons plus loin.

La théorie des silos bidimensionnels prévoit (formule 4.2.1) que le champ de déplacement pour deux orifices est la somme, spatialement décalée, des contributions associées à deux ouvertures uniques. Nous avons constaté dans la partie 3.2 que cette prédiction théorique fonctionnait très bien pour un intrus unique. Nous avons donc utilisé les contributions d'intrus isolés pour en déduire le champ de déplacement autour des deux intrus puis, nous l'avons confronté aux mesures expérimentales. Les comparaisons des déplacements verticaux sont séparées ici, tout d'abord le long d'axes horizontaux (figure 4.4) et ensuite le long d'axes verticaux (figure 4.5).

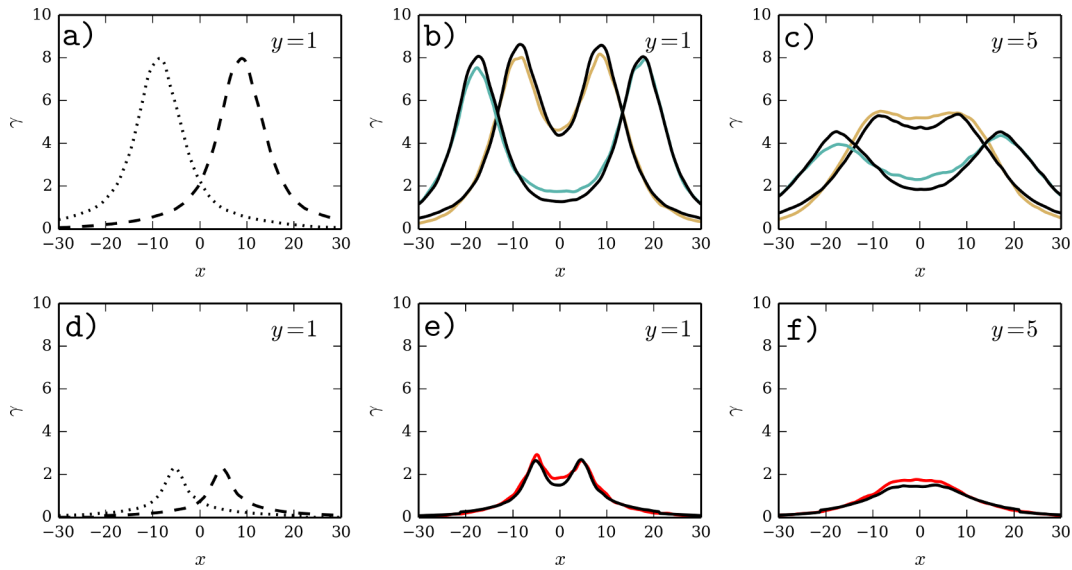


Fig. 4.4 (a) Les lignes noires en pointillés et tiretées correspondent aux profils des déplacements verticaux pour un intrus unique ($D_{int} = 10 d_g$) le long de $y = 1$ mais centrés sur les axes [$x = -8,75 ; x = 8,75$]. Les lignes ocres ($s = 17,5$) et vertes ($s = 35$) correspondent aux profils de déplacements verticaux mesurés expérimentalement (b) le long de l'axe $y = 1$ et (c) de l'axe $y = 5$. Les lignes noires correspondent à la superposition des déplacements verticaux issus d'intrus uniques. (d)–(e)–(f) Même chose que (a)–(b)–(c) mais pour $D_{int} = 2,5$ et $s = 10$.

Pour les axes horizontaux, sur les figures 4.4 (a)–(d), les contributions apportées par chaque intrus sont symétriques. On peut également remarquer que, pour les écartements présentés ici, l'apport du second intrus au droit du premier est faible. La somme de ces contributions montre un bon accord avec les données expérimentales que ce soit pour différents axes horizontaux (figures 4.4 (b)–(c) et (e)–(f)) mais également pour différents tailles d'intrus (figures 4.4 (b)–(e) et (c)–(f)). Les amplitudes sont respectées ainsi que leurs évolutions dans l'espace, les coefficients de diffusion correspondants sont donc les mêmes que ceux mesurés pour des intrus uniques. Pour les espacements présentés ici, l'amplitude maximale au droit de la pointe d'un intrus de largeur $2,5 d_g$ reste éloignée de la course maximale imposé par le vérin pour les raisons évoquées dans le chapitre précédent et vaut environ $2,5 d_g$.

Le long des axes verticaux, les contributions en déplacements pour chaque intrus ne sont pas symétriques (figures 4.5 (a)–(d)). Une nouvelle fois, pour les espacements présentés ici, l'apport en déplacement du second intrus (ligne tiretée) est faible à la pointe du premier ($y = 0$ pour la ligne en pointillés) mais augmente avec la hauteur dans l'empilement. La somme des contributions de chaque intrus unique reste en accord avec les mesures expérimentales pour différents axes verticaux (figures 4.5 (b)–(c) et (e)–(f)) mais également pour des intrus de tailles différentes (figures 4.5 (b)–(e) et (c)–(f)). Les figure 4.5 (c)–(f) montrent les profils de déplacements verticaux le long de l'axe situé entre les deux intrus. Celle-ci met en avant les effets des contributions provenant de chaque intrus. En effet, la forme conique des deux champs de

déplacements se superposent plus haut dans l'empilement, de ce fait, les amplitudes des déplacements verticaux qui étaient toujours décroissantes en allant du bas vers le haut de l'empilement sont ici croissantes, car les disques situés en haut de l'empilement sont influencés sous gravité par les deux intrus.

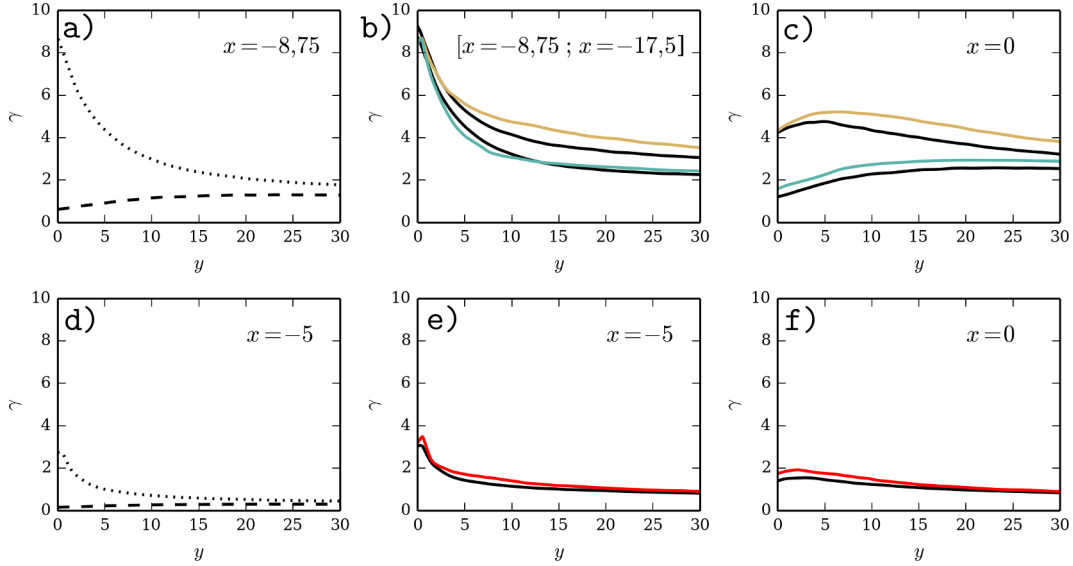


Fig. 4.5 (a) Les lignes noires en pointillés et tiretées correspondent aux profils des déplacements verticaux pour un intrus unique ($D_{int} = 10 d_g$) le long de l'axe $x = 0$ et $x = -8,75$. (b)–(c) Les lignes ocres ($s = 17,5$) et vertes ($s = 35$) correspondent aux profils de déplacements verticaux mesurés expérimentalement (b) le long des axes $x = -8,75$ et $x = -17,5$ et (c) $x = 0$. Les lignes noires correspondent à la superposition des déplacements verticaux issus d'intrus uniques. (d)–(e)–(f) même chose que (a)–(b)–(c) mais pour $D_{int} = 2,5$ et $s = 10$, et le long des axes $x = -5$ et $x = 0$.

La superposition des champs de déplacements d'intrus uniques est en accord avec les mesures expérimentales pour les dispositifs à deux intrus étudiés ici tant dans les amplitudes le long de différents axes que pour différentes tailles d'intrus (figures 4.4 et 4.5). Ceci suggère que l'écoulement moyen des disques entre l'état initial et l'état final correspond une nouvelle fois à celui d'un silo bidimensionnel à multiples orifices en écoulement quasi-statique sous gravité. Cependant, comme nous allons le voir, cette superposition des champs de déplacements de chaque intrus unique ne reste valide que tant que la distance de séparation entre les deux intrus est suffisante pour qu'ils soient considérés comme indépendants.

4.2.3 Émergence d'effets coopératifs

Les conclusions apportées précédemment ne sont applicables que pour des intrus suffisamment éloignés pour lesquels des effets coopératifs ne sont peu ou pas visibles. Nous avons conduit la même analyse que précédemment en comparant une configuration pour laquelle les intrus sont « éloignés » ($s = 10 d_g$) et « proches » ($s = 5 d_g$) au regard de leur largeur ($2,5 d_g$). Les deux champs de déplacements verticaux cor-

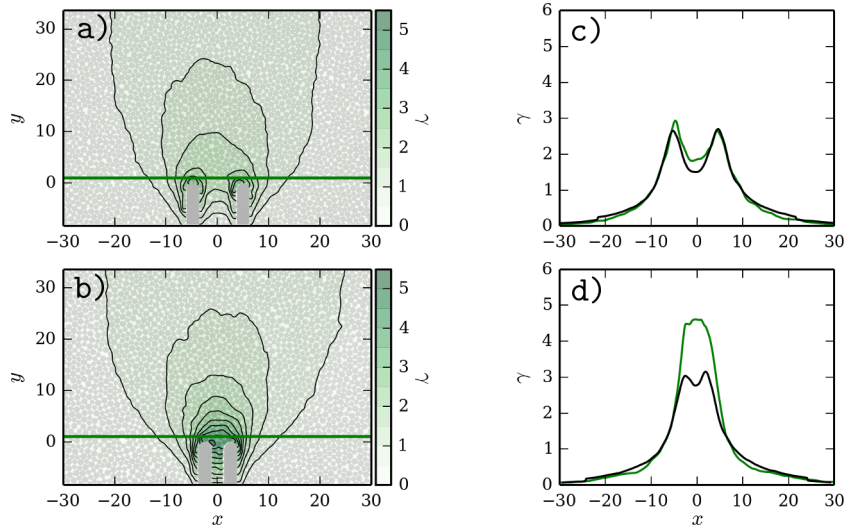


Fig. 4.6 Champs de déplacements verticaux pour deux intrus de largeurs $2,5 d_g$ séparés de (a) $10 d_g$ et (b) $5 d_g$. Les échelles de couleurs sont les mêmes pour les deux cartes. (c)–(d) Profils de déplacements verticaux dans les deux configurations le long des axes $y=1$ avec, en couleurs vertes, les mesures expérimentales et, en noir, la solution de superposition.

respondants, représentés sur les figures 4.6 (a)–(b), ont des allures similaires avec des amplitudes maximales d’environ $3 d_g$ pour la configuration « éloignée » et d’environ $5 d_g$ pour la configuration « proche ».

Les amplitudes des déplacements verticaux selon l’axe $y = 1$ sont ensuite tracées dans les deux configurations sur les figures 4.6 (c)–(d). Dans les deux cas, la superposition des contributions associées à chaque intrus unique est représentée par les courbes noires sur ces mêmes figures. Lorsque les intrus sont éloignés, les amplitudes mesurées expérimentalement ont un très bon accord avec la théorie prédisant la superposition des champs comme on peut le voir sur la figure 4.6 (c). Dans la configuration « proche », les résultats sont différents. En effet, on mesure sur la figure 4.6 (d) des déplacements verticaux bien supérieurs à ce qui est prévu par la superposition des champs. Il existe donc des effets supplémentaires dans cette configuration qui exacerbent les mouvements des disques.

Les amplitudes maximales des déplacements verticaux mesurées expérimentalement (triangles verts) et issues de la superposition des champs relatifs à deux intrus uniques (ronds noirs) sont tracées en fonction de l’espacement entre les deux intrus sur la figure 4.7. Lorsque les deux intrus sont « éloignés », typiquement pour $s \geq 10$, la prédiction théorique et les mesures expérimentales se rejoignent et sont très proches des amplitudes provenant d’un intrus unique (ligne horizontale tiretée) : les deux intrus peuvent pratiquement être considérés comme indépendants. Par contre, pour des distances de séparation plus faibles, les amplitudes des déplacements mesurées expérimentalement divergent nettement des prévisions de superposition, les effets coopératifs sont alors visibles.

Dans la partie 3.5, nous avons montré que l’apparition d’arches initiées pour cette

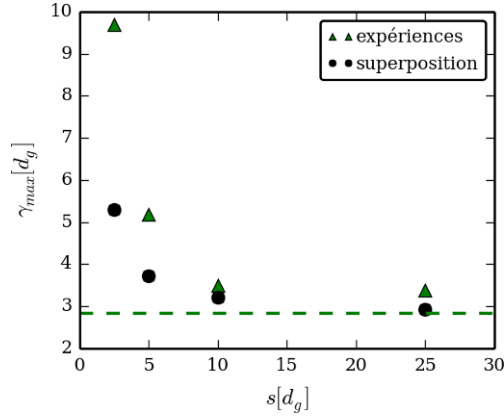


Fig. 4.7 Amplitudes maximales des déplacements verticaux mesurées expérimentalement (triangles verts) ou par superposition des contributions de chaque intrus unique (ronds noirs) en fonction de l'espacement entre les deux intrus de largeur $D_{int} = 2,5$. La ligne tiretée verte correspond à l'amplitude maximale trouvée pour un intrus unique.

largeur d'intrus réduisait l'amplitude des déplacements atteints par les disques. Dans la configuration où les sites en évolution sont proches, le second intrus est à même de les déstabiliser ou du moins de limiter leur formation. En effet, l'arche s'appuie sur des disques assurant sa stabilité mécanique eux-mêmes influencés par l'évolution du second intrus. La probabilité de coincement des disques est alors réduite ce qui occasionne des déplacements totaux plus importants. La proximité des deux intrus change alors l'évolution dynamique du système. L'importance de ces effets coopératifs émergents semblent tributaires de la distance de séparation s .

4.2.4 Analyse des déplacements relatifs

Comme nous avons pu le voir sur les champs de déplacements horizontaux des figures 4.3 (c)–(d), les disques sont influencés par l'un ou l'autre des intrus. Cela donne lieu à des changements de voisinages entre les grains et donc favorise le mélange. Comme évoqué dans la partie 3.2.2, les champs de déplacement relatifs moyens sont de bons outils pour évaluer les zones de brassage au sein du milieu granulaire. Les déplacements relatifs aux temps longs sont alors mesurés entre l'état initial et l'état final grâce à l'équation 3.2.2. Suivant la même logique que précédemment, ces derniers ont été évalués vis-à-vis des dix plus proches voisins.

Les champs de déplacements relatifs moyens sont illustrés sur les figures 4.8(a)–(b) pour des intrus de largeurs $10 d_g$. Les amplitudes les plus importantes sont restreintes au voisinage de chaque intrus en adéquation avec la figure 3.5 pour un intrus unique. Cependant, des zones supplémentaires de mélange apparaissent dans les zones situées entre les deux intrus. Alors que les amplitudes des déplacements verticaux sont faibles à cet emplacement (figure 4.3 (a)), ce sont les composantes horizontales (figure 4.3 (c)) qui induisent des déplacements relatifs d'amplitudes importantes même loin des intrus (figure 4.8 (b)).

Les déplacements relatifs présentent des amplitudes assez faibles. Ceci n'est pas très

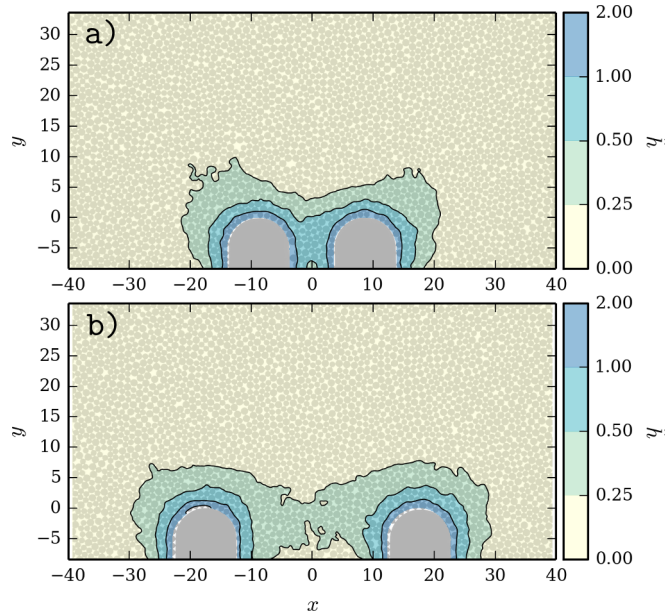


Fig. 4.8 Champs moyens des déplacements relatifs entre l'état initial et l'état final pour des intrus de largeurs $10 d_g$ (moyennés sur 50 expériences) séparés de (a) $17,5 d_g$ et (b) de $35 d_g$.

étonnant puisque, d'une part, la gravité confine les grains à garder le même voisinage et, d'autre part, les amplitudes mises en jeu en déplacements sont assez faibles car bornées par la course du vérin. À longueur d'évolution équivalente, une rétraction séquentielle des deux vérins pourraient permettre d'induire plus de brassage au sein de l'empilement [129].

Nous avons vu dans toute cette partie que les déplacements aux temps longs peuvent être assimilés à des écoulements gravitaires bidimensionnels au travers de plusieurs orifices tant que des effets de proximité n'apparaissent pas. Les amplitudes de déplacements relatifs supplémentaires observées pour les manipulations à plusieurs sites en évolution sont induites par les influences latérales induites par chaque intrus.

4.3 Réarrangements aux temps courts

Dans cette partie, nous ne considérerons pas la réponse moyenne du système aux temps longs mais bien son évolution instantanée et intermittente. Dans cette situation, il ne suffit alors pas de connaître les réarrangements engendrés par un intrus pour en déduire les réorganisations du milieu granulaire pour deux intrus. La distance s entre les deux intrus joue un rôle crucial dans la dynamique et l'ampleur des réarrangements observés.

4.3.1 Choix des disques analysés

Comme pour l'étude avec un intrus unique, nous avons choisi de définir une taille d'avalanche N_A correspondant au nombre de disques qui se déplacent de la même

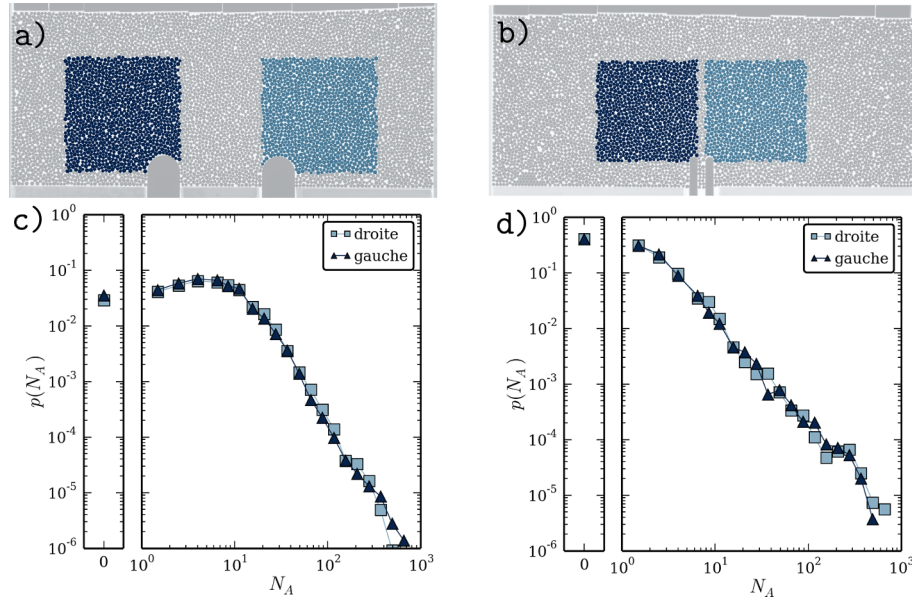


Fig. 4.9 Populations de disques analysées dans la partie droite (bleu clair) ou gauche (bleu foncé) pour (a) deux intrus de largeur $10 d_g$ séparés de $35 d_g$ et (b) deux intrus et de largeur $2,5 d_g$ séparés de $5 d_g$. Distributions des tailles d'avalanches correspondantes aux populations de (a) et (b) pour (c) et (d) respectivement.

distance que l'intrus entre deux pas de temps. Cette définition reste donc rigoureusement identique au cas d'un intrus unique puisque la vitesse de descente des intrus est identique.

Afin de mesurer l'influence de l'ajout d'un second intrus sur l'empilement, il est nécessaire de procéder à l'analyse des tailles d'avalanches uniquement sur des populations de disques équivalentes et, nécessairement plus restreintes que l'empilement dans son ensemble. Pour chaque intrus (de gauche ou de droite) et à chaque pas de temps, les déplacements des disques situés dans des zones carrées de $30 d_g$ de côté depuis l'extrémité interne de l'arc de cercle formé par la pointe de l'intrus sont analysés (figures 4.9 (a)–(b)). Les populations de disques de chaque intrus ne se recoupent pas du tout, même lorsque ceux-ci sont collés. Nous avons procédé de la même façon pour le cas d'un intrus unique pour avoir des données comparables. La taille de ces zones d'intérêt assure, d'une part, une statistique suffisante pour correctement décrire les phénomènes mis en jeu et, d'autre part, est suffisamment restreinte latéralement pour ne pas être trop sensible aux effets de bords. À titre d'exemple, la figure 4.9 (a) représente l'écartement maximal exploré, simulations et expériences confondues.

Les distributions de tailles d'avalanche sont représentées sur les figures 4.9 (c)–(d) pour les deux populations et dans les configurations illustrées. Aucune différence notable n'apparaît dans l'analyse de ces deux populations. Ainsi, les tailles d'avalanches correspondantes sont rassemblées dans un même jeu de données rendant compte du comportement instantané du milieu au voisinage d'un intrus dans les différents espacements. Les populations de disques analysées sont restreintes dans l'espace, elles présentent donc des effets de tailles finies et, de ce fait, la taille maximale atteinte

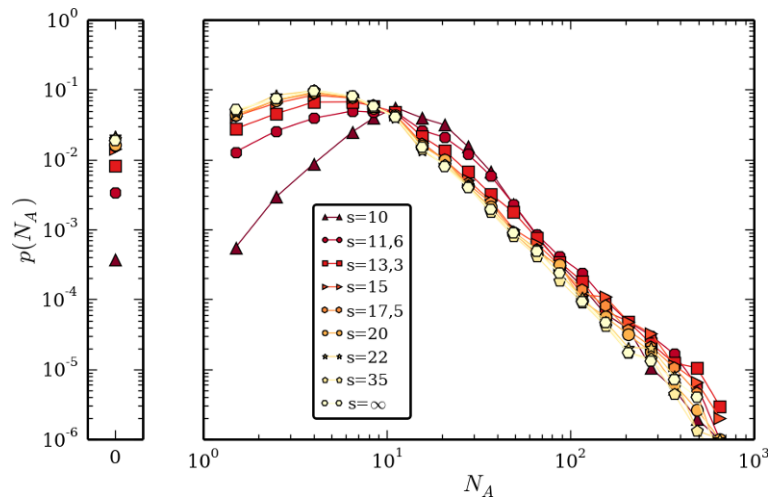


Fig. 4.10 Distributions des tailles d'avalanches pour un intrus unique ($s = \infty$) et pour deux intrus de largeurs $10 d_g$ de $s = 10, 11,6, 13,3, 15, 17,5, 20, 22$ et $35 d_g$.

par les avalanches est bornée à la taille de la population soit environ 1000 disques. Cependant, les distributions de la figure 4.9 (c)–(d) ont des formes qualitativement équivalentes à celle de la figure 3.25 (a) pour lesquelles l'ensemble de l'empilement a été considéré. Les populations considérées ici conservent donc les principales caractéristiques des comportements observés précédemment.

Une dernière remarque est nécessaire avant de décrire les réorganisations instantanées subies par le milieu granulaire. Les démarches expérimentales ont été effectuées avant les simulations numériques. De ce fait, quelques-uns des écartements analysés expérimentalement se sont révélés peu adéquats au regard des effets observés dans les simulations numériques. Sauf indication contraire, les effets de l'influence entre les deux intrus seront explicités au moyen de simulations numériques.

4.3.2 Distributions de tailles des avalanches

Nous avons exploré, pour le cas d'un intrus mécanique de largeur $10 d_g$, huit espacements différents allant de $s=35$ à $s=10$ (lorsque les deux intrus sont collés) grâce aux simulations numériques. Les distributions des tailles d'avalanches sont tracées pour les différents espacements auxquels est ajouté le cas limite $s = \infty$ correspondant à un intrus unique sur la figure 4.10. Toutes ces distributions gardent un profil semblable avec une décroissance en loi de puissance des distributions de tailles des plus grandes avalanches. Pour des espacements supérieurs à $s = 15$, toutes les distributions semblent se rejoindre sur le cas limite $s = \infty$. En effet, au-delà de cette distance de séparation, le comportement instantané du milieu granulaire au voisinage des intrus ne semble pas différer de celui d'un intrus unique : les effets d'influences entre les intrus semblent disparaître. Dans le cas où les intrus sont rapprochés suffisamment, les effets sont d'autant plus marqués que les intrus sont proches l'un de l'autre. Ceci se traduit, pour $s \leq 15$, par la chute importante de l'occurrence des avalanches d'amplitudes faibles ($N_A < 10$). La proximité du second intrus permet le décoinement du

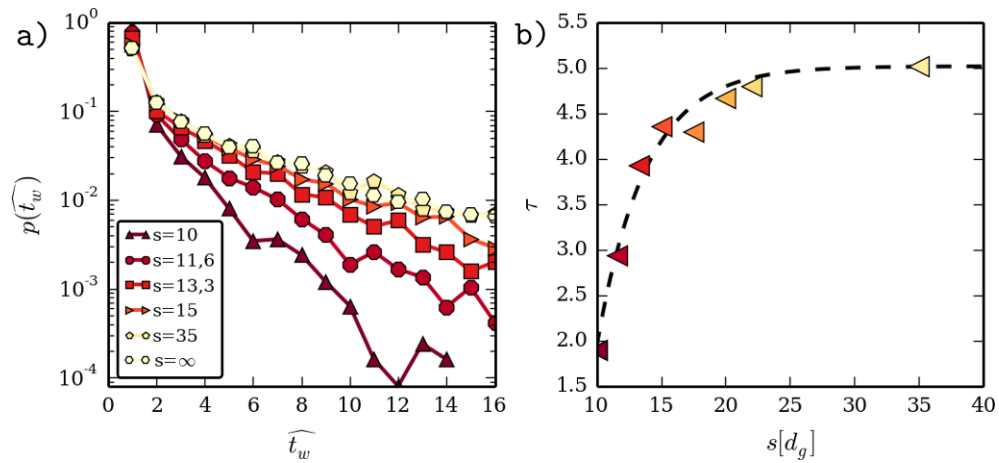


Fig. 4.11 (a) Distributions des temps d'attente \widehat{t}_w exprimés en nombre d'opérations de rétractation de l'intrus pour les tailles d'avalanches telles que $N_A > 10$ dans diverses configurations explicitées en légende. (b) Temps d'attente caractéristiques pour les avalanches telles que $N_A > 10$ en fonction de l'espacement entre les intrus. Les pointillées correspondent à un ajustement exponentiel.

système et donc l'occurrence moins fréquente d'évènements de petites amplitudes. On retrouve également une équi-probabilité des évènements dont les tailles font 10, ce qui correspond au nombre moyen de disques en contact avec l'intrus. Enfin, les avalanches de tailles intermédiaires (typiquement $10 < N_A < 100$) sont d'autant plus fréquentes que les espacements entre les intrus sont faibles.

L'espacement joue qualitativement un rôle similaire à celui de la taille des intrus. En effet, la réduction de l'espacement s'accompagne d'une probabilité plus faible d'avoir des évènements de petites tailles (comme pour l'augmentation de la taille des intrus) et plus forte d'avoir des évènements de tailles plus importantes. De ce fait, il semble que la rapprochement des deux intrus fasse transiter le système vers des comportements qualitativement analogues à des tailles d'intrus de plus en plus importantes.

4.3.3 Analyse temporelle des avalanches

Comme dans le chapitre 3, nous nous intéressons ici à la dynamique des évènements de grandes amplitudes. Cette analyse se révèle plus fine que la distribution des tailles d'avalanches car, pour une même probabilité d'apparition d'une certaine taille d'avalanche, les distributions des temps d'attente associées peuvent être tout à fait différentes. Pour rappel, dans les simulations numériques, le temps d'attente \widehat{t}_w correspond au nombre d'opérations de rétractation de l'intrus. Nous n'avons considéré ici que les avalanches dont les tailles sont supérieures à 10, cette valeur correspond, pour cette taille d'intrus, au nombre moyen de disques en contact avec l'intrus. Les distributions de ces temps d'attente sont tracées sur la figure 4.11 (a) pour quelques espacements en plus du cas limite $s = \infty$. Pour tous les espacements observés avec cette taille d'intrus et même pour d'autres seuils de tailles d'avalanche (non présentés ici), les distributions des temps d'attente suivent toujours une tendance exponentielle

décroissante du type :

$$p(\widehat{t}_w) \propto \exp(-\widehat{t}_w/\tau) \quad (4.3.1)$$

avec τ le temps caractéristique d'attente. Les événements de grandes amplitudes sont décorrélés en temps et le rapprochement des deux intrus ne change pas cette caractéristique intrinsèque à notre système. De plus, ces distributions de temps d'attente évoluent de façon monotone avec l'espacement entre les intrus. Le rapprochement des intrus s'accompagne d'occurrence plus fréquente d'évènements de tailles supérieures à 10. Sur la figure 4.11 (a), les distributions semblent, une nouvelle fois, saturer sur la distribution relative à un intrus unique dès lors que les distances de séparation sont suffisamment grandes. Les temps caractéristiques d'attente τ pour chaque distribution sont tracés en fonction de l'écartement entre les intrus sur la figure 4.11 (b). Finalement, le passage du cas d'intrus corrélés à des intrus indépendants s'effectue graduellement avec une dépendance exponentielle (ligne tiretée noire) avec la distance séparant les intrus. Le rapprochement des sites réactifs s'accompagne de coincements moins fréquents et d'avalanches de tailles intermédiaires plus régulières.

Au vue de la figure 4.11 (b), il semble exister une longueur caractéristique de coopération entre les deux intrus à partir de laquelle les corrélations entre les deux intrus peuvent être considérées comme faibles. Dans le paragraphe suivant, nous mettons en évidence cette longueur caractéristique entre les intrus au regard de leur tailles.

4.3.4 Longueur caractéristique de coopération

Sur la figure 4.10, la transition entre deux intrus considérés comme indépendants et deux intrus en interactions semble abrupte pour des espacements de $15 d_g$ suggérant une distance limite de corrélation entre les deux intrus. Une analyse plus fine des dynamiques temporelles des avalanches suggère plutôt une évolution plus régulière et une dépendance exponentielle sur la distance de séparation. Cependant, cette mesure est limitée, d'un point de vue statistique, par l'occurrence faible des événements. Nous avons alors décidé de mesurer les moyennes des tailles d'avalanches pour chaque configuration $\langle N_A \rangle$. Cette analyse a été menée pour toutes les simulations numériques et les expériences répertoriés dans le tableau 4.1. $\langle N_A \rangle_0^{D_{int}}$ décrit la taille d'avalanche moyenne provenant d'un intrus unique de largeur D_{int} . $\langle N_A \rangle_s^{D_{int}}$ correspond à la taille d'avalanche dans la configuration de deux intrus de largeur D_{int} séparés d'une distance s .

Observations générales

Les évolutions des tailles d'avalanches moyennes sont tracées en fonction de l'espacement séparant les intrus sur la figure 4.12 pour toutes les configurations expérimentales et numériques du tableau 4.1 (sauf pour le cas où les intrus sont décalés verticalement). Les figures de (a) à (d) sont tracées par largeurs d'intrus décroissantes, les lignes horizontales correspondent aux tailles d'avalanches mesurées pour des intrus uniques. Nous avons vu dans la partie 3.5 du chapitre 3 que l'amplitude des tailles d'avalanches dépendait de la taille des intrus, il en est de même ici pour tout écartement s . De plus, chaque courbe fait apparaître une décroissance des tailles d'avalanches moyennes avec l'écartement présent entre les pointes des intrus s . Celles-ci tendent alors

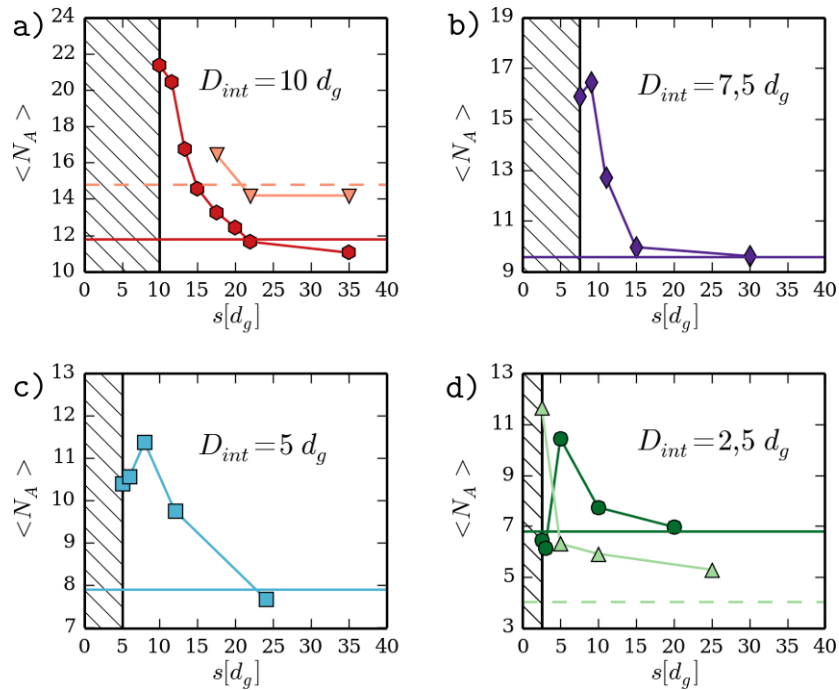


Fig. 4.12 Tailles d'avalanche moyenne $\langle N_A \rangle$ en fonction de la distance entre la pointe des intrus pour des intrus de largeurs (a) 10, (b) 7,5, (c) 5 et (d) 2,5 d_g respectivement. Les lignes horizontales sont les valeurs correspondantes de $\langle N_A \rangle_0^{D_{int}}$ en traits pleins pour les simulations et en traits tiretés pour les expériences. (a)–(c) Les marqueurs en forme de triangles correspondent aux valeurs provenant des expériences.

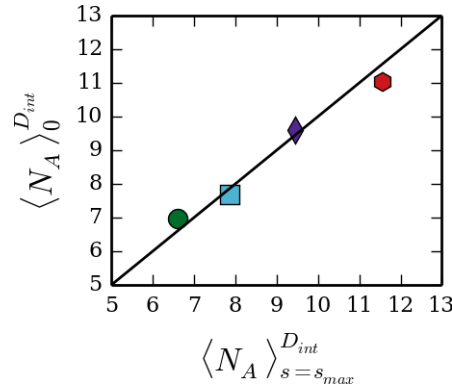


Fig. 4.13 Taille d'avalanche moyenne pour un intrus unique en fonction de celle de deux intrus de même largeur éloignés de l'espacement maximum mesuré s_{max} . Les largeurs présentées ici sont de $2,5 d_g$ (rond vert), $5 d_g$ (carré bleu clair), $7,5 d_g$ (losange bleu foncé) et $10 d_g$ (hexagone rouge). La ligne noire est une droite de pente 1.

vers la valeur correspondante au cas d'un intrus unique pour l'écartement maximum exploré $s = s_{max}$. Inversement, plus l'on rapproche les deux intrus, plus la taille d'avalanche moyenne augmente jusqu'à un maximum pour un écartement donné (sauf pour la figure 4.12 (a)) puis redescend jusqu'à atteindre la valeur correspondante à deux intrus collés, c'est-à-dire présentant un espacement $s_{min} = D_{int}$. Par ailleurs, alors que les valeurs mesurées expérimentalement (triangles) sur la figure 4.12 (a) diffèrent assez peu des valeurs provenant des simulations, les valeurs expérimentales (triangles) de la figure 4.12 (d) montrent une nette différence, néanmoins la décroissance des $\langle N_A \rangle$ avec l'écartement reste correcte. Dans la suite de ce propos, nous discutons des valeurs des tailles d'avalanches moyennes obtenues pour les écartements extrêmes s_{min} (deux intrus collés) et s_{max} (la distance maximum explorée entre les deux intrus).

Écartement maximum : s_{max}

Les tailles d'avalanche moyennes atteintes pour les plus grands espacements mesurés $\langle N_A \rangle_{s=s_{max}}^{D_{int}}$ sont tracées en fonction de la taille d'avalanche moyenne obtenue pour un intrus unique de même taille sur la figure 4.13. Pour les espacements maximums analysés ici, le milieu se comporte comme si chaque intrus était isolé : les deux sites en évolution peuvent alors être considérés comme indépendants. On peut remarquer que le point hexagonal rouge s'écarte légèrement de la droite de pente 1. Il s'agit de la configuration avec le plus grand espacement ($s=35 d_g$ visible sur la figure 4.9 (a)). Dans ce cas, les disques considérés sont relativement proches des bords de la cellule par rapport au cas d'un intrus unique, qui était lui placé au centre de la cellule : des effets de bord peuvent donc expliquer cette légère différence.

Écartement minimum : s_{min}

Par ailleurs, nous avons étudié le cas extrême inverse pour lequel les intrus sont collés, s vaut alors D_{int} . Il semble assez intuitif d'estimer que le comportement de

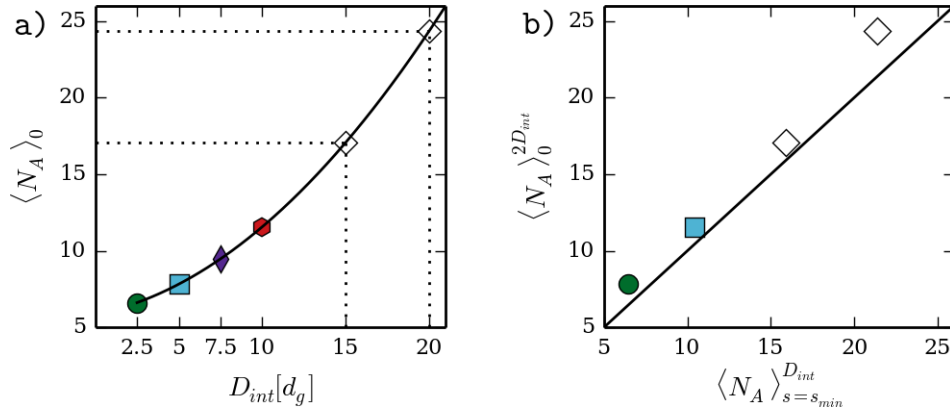


Fig. 4.14 (a) Valeurs des tailles d'avalanches moyennes obtenues par simulations numériques en fonction des largeurs d'intrus uniques correspondantes (marqueurs colorés) extrapolées par un polynôme de degré deux (ligne noire) pour obtenir les valeurs correspondantes pour des intrus uniques de largeurs 15 et 20 d_g (losanges blancs). (b) Tailles d'avalanches moyennes pour un intrus unique de diamètre $2D_{int}$ en fonction des tailles d'avalanches moyennes de deux intrus collés de diamètres D_{int} . Les marqueurs colorés correspondent à des valeurs réellement mesurées et les losanges blancs à des comparaisons provenant de l'extrapolation précédente. La ligne noire est une droite de pente 1.

l'empilement à proximité de deux intrus collés sera le même qu'à proximité d'un intrus d'une largeur double. Les tailles d'avalanches moyennes ont alors été tracées l'une en fonction de l'autre sur la figure 4.14 (b). Les simulations numériques menées permettent d'accéder à deux couples de largeurs d'intrus pour évaluer ces valeurs. Ils sont représentés par les marqueurs colorés sur la figure 4.14 (b). L'accord est plutôt bon suggérant que deux intrus collés sont équivalents à un intrus de taille double. Cependant des écarts sont présents et peuvent être attribués, d'une part, au fait que les populations de disques analysées pour un intrus unique et pour deux intrus collés ne sont pas tout à fait analogues selon les spécifications de la partie 4.3.1 et, d'autre part, au fait que la surface occupée par deux intrus collés n'est pas tout à fait équivalente à celle d'un intrus unique de largeur double. Afin de statuer définitivement de la validité de cette observation, il est intéressant d'obtenir les tailles d'avalanches moyennes pour des intrus uniques de largeurs supérieures.

Nous avons alors choisi d'extrapoler les tailles d'avalanches moyennes d'intrus uniques que nous avons déjà. Dans la littérature sur les écoulements dans les silos, la taille d'avalanche est définie comme le nombre de disques passant l'orifice entre deux coincements. Dans ces configurations, la taille d'avalanche moyenne croit exponentiellement avec le diamètre de l'orifice au carré [125]. Dans notre système, la taille d'avalanche est différente car limitée par l'évolution temporelle de l'intrus. Cette relation en fonction du diamètre de l'ouverture n'est donc pas applicable. Il ne semble pas que les phénomènes présentés ici soient linéaires avec la taille de l'intrus, nous avons donc ajusté au plus près les tailles d'avalanches moyennes par un polynôme comme illustré sur la figure 4.14 (a). Cet ajustement, nous donne accès aux moyennes des tailles

d'avalanches pour des intrus uniques de tailles de 15 et 20 d_g (losanges blancs) soit le double respectivement de $D_{int} = 7,5$ et 10 mesurés dans les simulations. Comme cela est visible sur la figure 4.14 (b), l'ajout de ces deux valeurs (losanges blancs) reste en accord qualitatif avec le propos précédent : deux intrus collés offrent un comportement équivalent à un intrus unique de largeur double.

Faibles distances de séparation

Les courbes issues des simulations numériques de la figure 4.12 ne sont pas, pour la plupart, monotones. En effet, elle laisse apparaître un maximum qui n'est pas atteint à une distance de séparation correspondante à s_{min} . Il existe donc une gamme d'écartements pour lesquels la taille d'avalanche moyenne augmente jusqu'à ce maximum. Même si les espacements explorés numériquement ne permettent pas de décrire précisément l'écartement conduisant à ce maximum, les distances de séparation justes inférieures méritent quelques commentaires. Tout d'abord, tant que l'espacement entre les intrus ne permet pas de faire passer un disque entre les deux ($s - D_{int} \leq 1$), des effets de tailles finies apparaissent, le comportement du milieu granulaire est alors équivalent au cas d'un intrus de largeur doublement supérieure augmentée de l'interstice ϵ . En utilisant les notations, on obtient donc $\langle N_A \rangle_0^{2D_{int} + \epsilon} \approx \langle N_A \rangle_{s=D_{int} + \epsilon}^{D_{int}}$. Sur la figure 4.12 (c), cette augmentation est visible pour $s - D_{int} = 1$. Cependant, cet effet ne semble pas d'arrêter à ces distances de séparation puisque la taille d'avalanche moyenne continue d'augmenter sur les figures 4.12 (b)–(c)–(d) jusqu'à un écartement $s - D_{int} = 3$ pour une largeur d'intrus de $D_{int} = 5$. Les effets coopératifs ne s'arrêtent donc pas à un diamètre de grains mais il semble que le milieu granulaire puisse se structurer entre les deux intrus sur des longueurs supérieures et notamment pour les intrus les moins larges. L'écartement correspondant à ce maximum pourrait alors correspondre à une longueur caractéristique des phénomènes de structuration.

Cette dernière constatation amène à penser que la longueur pertinente à considérer n'est pas la distance pointe à pointe mais bien la longueur située entre les intrus $s - D_{int}$ que l'on appellera \hat{s} dans la suite. De la même façon, puisque la valeur atteinte pour les plus grands espacements correspond à celle d'un intrus unique, les tailles d'avalanches moyennes sont renormalisées par $\langle N_A \rangle_0$, pour toute largeur d'intrus.

Distance de corrélation

La taille d'avalanche normalisée $\langle N_A \rangle / \langle N_A \rangle_0$ est tracée en fonction de la distance entre les intrus \hat{s} pour toutes les configurations expérimentales et numériques étudiées sur la figure 4.15. Tous les points provenant des diverses configurations se rassemblent alors sur une même courbe décroissante avec la distance séparant les deux intrus. Les faibles espacements discutés précédemment se distinguent de cette tendance, des effets de tailles finies et de structuration apparaissent alors et l'on accède à des tailles d'avalanches moyennes se rapprochant de celles d'un intrus unique de largeur double. Dès lors que l'espacement est suffisamment important pour atteindre la portion décroissante des courbes de la figure 4.12, toutes les configurations se confondent sur une

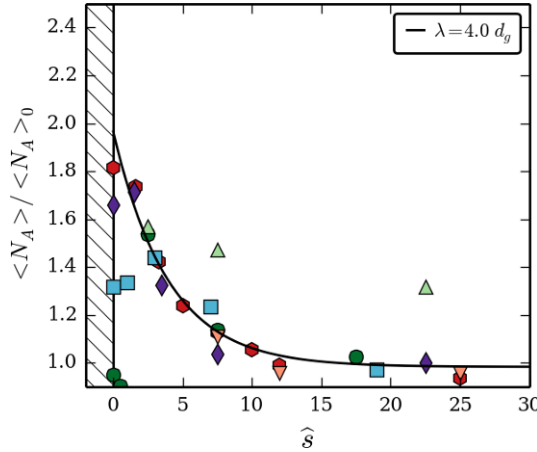


Fig. 4.15 Tailles d'avalanches moyennes normalisées $\langle N_A \rangle / \langle N_A \rangle_0$ en fonction des distances entre les intrus réduites de leurs largeurs \hat{s} pour les configurations numériques et expérimentales. Les marqueurs et leurs couleurs sont identiques à ceux de la figure 4.12.

même courbe qui présente une allure exponentielle décroissante de la forme :

$$\frac{\langle N_A \rangle}{\langle N_A \rangle_0} = C \left(1 + \exp \left(-\frac{\hat{s}}{\lambda} \right) \right) \quad (4.3.2)$$

avec λ une distance caractéristique de coopération et C une constante. On peut noter ici que des écarts à cette tendance sont visibles pour les expérience d'intrus de largeur $2,5 d_g$ (triangles orientés vers le haut), ceux-ci étaient attendus du fait des écarts visibles sur la figure 4.12 (d).

Comme démontré précédemment, la taille d'avalanche moyenne pour des intrus suffisamment éloignés tend vers celle d'un intrus unique et donc une asymptote de 1 sur la figure 4.15. De façon intéressante, l'ajustement exponentiel correspond au double de la taille moyenne d'avalanches pour un intrus unique à $\hat{s} = 0$. Cette remarque suggère que la réponse occasionnée par deux intrus collés serait simplement la somme des contributions apportées par deux intrus uniques de même largeur ainsi $\langle N_A \rangle_{s_{min}} = 2 \times \langle N_A \rangle_0$. Cette conclusion n'est pas valide ici car des effets de tailles finies apparaissent comme nous avons pu le voir précédemment. Enfin, la caractéristique importante de ces évolutions ici est la présence d'une unique longueur caractéristique de corrélation λ . Celle-ci fixe la distance typique au-dessus de laquelle les effets coopératifs sont considérés comme faibles, elle vaut $4 d_g$ dans notre système. Le rassemblement des courbes précédentes permet d'affirmer que cette longueur ne dépend pas de la taille des intrus mais bien des propriétés de l'empilement : l'information provenant de la rétractation d'un intrus se propage sur cette longueur typique.

L'augmentation de la taille d'avalanche moyenne avec le rapprochement correspond ici au fait que les coincements sont moins fréquents par l'apparition de mouvements corrélés à longues distances. Le second intrus déstabilise et modifie, par les réorganisations apparaissant dans son voisinage, la structure granulaire située à proximité du premier site réactif. Les phénomènes de structuration comme les formations d'arches

permettent d'illustrer ces mouvements corrélés. En effet, lorsque la distance entre les intrus est faible et qu'ils ont des largeurs faibles, les structures stables pouvant apparaître au-dessus de chaque intrus ont un ou plusieurs disques en commun. La condition de stabilité simultanée de ces arches est rarement satisfaite, les blocages sont donc moins fréquents et les avalanches ont des tailles moyennes plus importantes. Ces phénomènes se retrouvent notamment dans les écoulements granulaires au travers de tamis : l'épaisseur du périmètre des trous ne permet pas l'apparition simultanée d'arches stables sur deux orifices voisins [179]. Dans les écoulements de silos à plusieurs orifices et pour des espacements plus importants entre les trous, la dépendance mutuelle des deux arches apparaît au travers des structures secondaires qui les stabilisent (appelées arcs-boutants dans [180]). L'espacement critique entre deux trous indépendants et deux trous corrélés se trouve alors être égal à $\hat{s} = 2 - 3$ pour des largeurs d'orifice inférieures à $2 d_g$ [180]. Cette valeur, proche de celle de λ , est critique dans cette dernière étude alors pour nous il ne s'agit que d'une longueur caractéristique. Pour des intrus de largeurs plus importantes, les phénomènes de structuration ne sont peu ou pas visibles, cependant, la longueur caractéristique de corrélation reste identique suggérant une distance typique de la propagation des perturbations localisées au sein du système. Cette longueur de propagation de la perturbation serait alors tributaire des propriétés géométriques et frictionnelles des grains mis en jeu.

Ici, l'évolution du système est quasi-statique, et non dynamique. Les fluctuations de vitesse induites par une perturbation localisée ne sont donc pas les causes des effets à longues distances comme c'est le cas pour l'écoulement de silos à multiples orifices [127] ou l'impact de multiples d'intrus dans un lit granulaire [178]. Dans notre cas, les mouvements corrélés proviennent d'une avalanche localisée au niveau d'un intrus se propageant au voisinage du second intrus.

La distance de coopération mise en évidence précédemment pourrait être la longueur caractéristique de corrélation des réseaux de forces présents dans notre système. Pour des intrus de petites largeurs, la distance caractéristique mise en évidence est directement liée à l'étendue spatiale du réseau de forces nécessaires à la stabilisation d'une arche. Cette distance est donc une signature des propriétés intrinsèques aux constituants du milieu granulaire considéré. À titre d'exemple, l'augmentation du coefficient de friction entre les grains stabilise des arches contenant plus de grains [176], on pourrait alors s'attendre à voir la distance typique des effets coopératifs augmenter même si la dissipation d'une perturbation locale sera accentuée par la friction. La question reste donc ouverte.

4.4 Décalage vertical entre les sites réactifs

La distance caractéristique qui émerge de l'analyse précédente est valable pour des intrus situés initialement à la même altitude, il s'agit donc d'une longueur latérale de coopération. Cependant, dans un milieu granulaire réactif plus proche de la réalité, les grains sont répartis aléatoirement et ne sont pas nécessairement placés à la même hauteur dans l'empilement. Et, dans un milieu principalement guidé par gravité, des différences d'emplacements verticaux ont des effets notables sur la réorganisation de l'empilement.

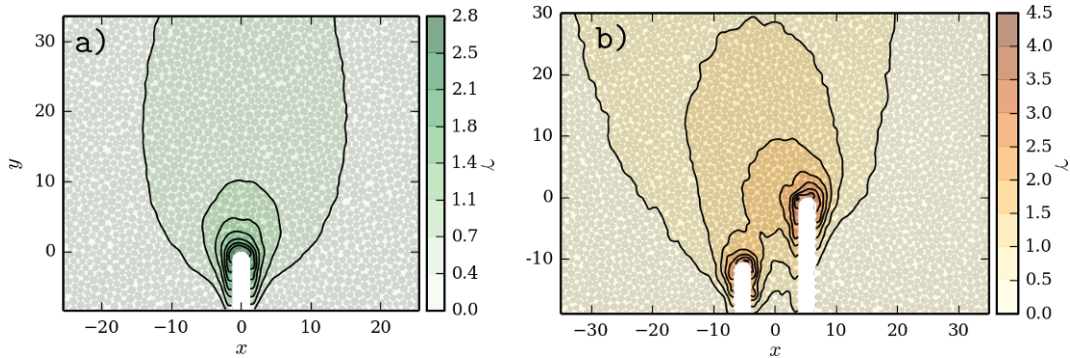


Fig. 4.16 Champs moyens de déplacements verticaux entre l'état initial et l'état final pour (a) un intrus unique de largeur $2,5 d_g$ (moyenné sur 100 expériences) et (b) deux intrus de diamètres $2,5 d_g$ séparés de $10 d_g$ latéralement et verticalement (moyenné sur 10 expériences).

Ici, l'idée est de mesurer l'influence du décalage vertical en plaçant un intrus plus haut dans l'empilement afin qu'il soit directement sous l'influence du second intrus situé plus bas. En pratique, nous nous sommes placés dans le cas de deux intrus de $2,5 d_g$ séparés d'une distance latérale de $10 d_g$ et verticale de $10 d_g$. Le champ moyen des déplacements verticaux entre l'état final et l'état initial pour un intrus unique de largeur $2,5 d_g$ est rappelé sur la figure 4.16 (a). En décalant le second intrus comme illustré sur la figure 4.16 (b), ce dernier se situe clairement dans le champ de déplacement du premier. Ces expériences n'ont pu être reproduites que dix fois. Il est utile de noter ici que la course du vérin est identique pour les deux intrus soit $10 d_g$; la vitesse de descente reste la même que dans le reste du manuscrit.

Sur la figure 4.16 (b), le champ moyen des déplacements verticaux n'est plus symétrique du fait de la nouvelle configuration spatiale des intrus. Comme précédemment dans l'étude des réarrangements moyens aux temps longs, nous avons comparé la prévision théorique des champs de déplacements en superposant les contributions provenant d'intrus uniques (figure 4.17 (a)) au champ de déplacement mesuré expérimentalement (figure 4.17 (b)). La statistique plus faible des manipulations pour deux intrus décalés se traduit ici par des lignes de contours moins bien définies. Nous avons alors tracé, pour ces deux cas, les profils de déplacements verticaux le long de l'axe $y = 1$ sur la figure 4.17 (c). Il apparaît que les amplitudes à la pointe de l'intrus de droite obtenues expérimentalement sont nettement supérieures à ce que l'on pourrait attendre de la superposition des champs d'intrus uniques. Il est utile ici de noter que la même analyse avait été faite sur la figure 4.6 (a)–(c) dans la même configuration mais avec des intrus situés initialement à la même hauteur, les deux approches étaient alors en adéquation. Les effets observés ici sont donc clairement dus au décalage vertical entre les deux intrus, le comportement du milieu à proximité de l'intrus de droite est influencé par la présence de l'intrus situé en-dessous. On peut cependant nuancer quelque peu ce propos car, expérimentalement, la présence de l'intrus de droite modifie le champ de déplacement induit par l'intrus de gauche. Par exemple, les disques situés à la droite de l'intrus de droite ne peuvent pas se déplacer latéralement vers l'intrus de gauche car ils sont bloqués par la présence de l'objet. Ainsi, l'amplitude des déplacements

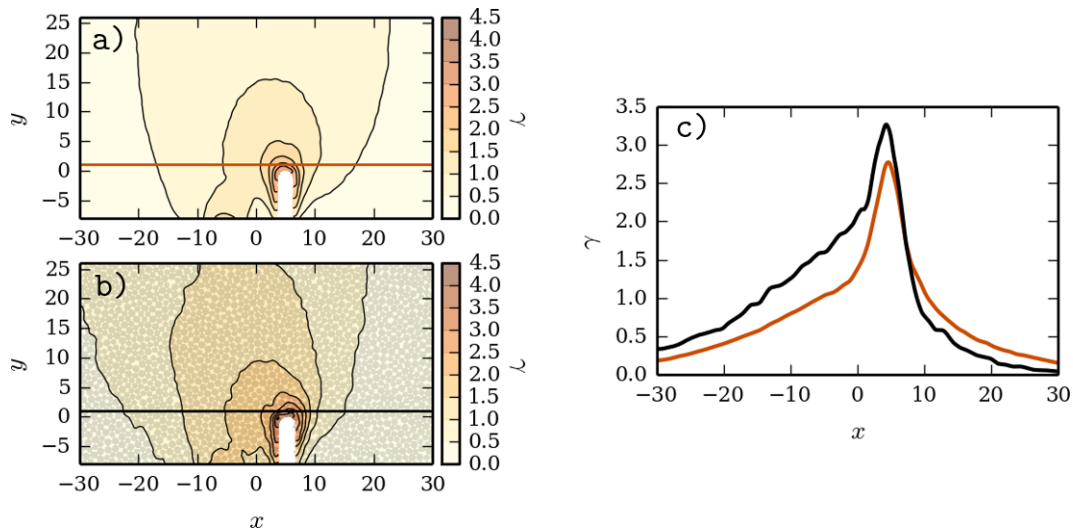


Fig. 4.17 (a) Superposition des champs de déplacements verticaux moyens provenant de la figure 4.16 (a) pour reproduire la configuration de superposition théorique de la figure 4.16 (b). (b) Champ de déplacements verticaux mesurés expérimentalement pour deux intrus de largeurs $2,5 d_g$ séparés de $10 d_g$ latéralement et verticalement (moyenné sur 10 expériences). (c) Profils des déplacements verticaux le long de l'axe $y = 1$ pour la superposition des champs provenant de deux intrus uniques (ligne noire) ou mesuré expérimentalement (ligne marron).

verticaux des disques situés à droite de l'intrus de droite sont plus restreintes qu'une superposition théorique.

Pour statuer définitivement de la présence d'effets coopératifs supplémentaires, de façon analogue à la partie précédente, il est alors possible de caractériser les réarrangements sur des échelles de temps plus faibles en mesurant les tailles d'avalanches N_A . Celles-ci sont mesurées dans des populations de disques analogues à celles illustrées sur la figure 4.9 (b) mais uniquement pour l'intrus de droite lorsqu'il est décalé ou non verticalement. Les deux distributions correspondantes sont tracées sur la figure 4.18. Les tailles d'avalanches sont supérieures lorsque l'intrus est décalé verticalement : ceci se traduit par une diminution de l'occurrence des petits événements et une augmentation uniforme de la probabilité d'apparition des grands mouvements. On peut d'ailleurs noter que le décalage entre les courbes est supérieur au bruit de la mesure. Le fait de placer le second intrus dans le champ de déplacement du premier augmente l'ampleur de la taille des avalanches donc drastiquement l'ampleur des avalanches. Pour ces largeurs d'intrus, l'augmentation de l'ampleur des mouvements est un signe d'une probabilité moindre d'apparition de arches.

Dans le cas présenté ici, les éventuelles arches présentes au droit de chaque intrus n'ont aucun disque en commun et le réseau de forces permettant de les stabiliser semblent indépendants. Les plus forts mouvements observés lorsque l'intrus de droite est décalé sont donc dus à des effets de déstabilisation à longues distances. Le voisinage du second intrus, placé dans le champ de déplacement du premier, subit donc des déplacements, voire des fluctuations, exacerbés qui déstabilisent clairement sa structure.

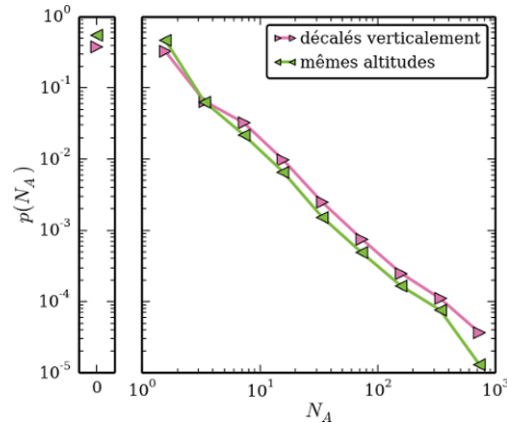


Fig. 4.18 Distributions des tailles d'avalanches à proximité de l'intrus de droite dans les configurations spécifiées en légende.

Dans un milieu soumis à la gravité, la propagation de ces fluctuations est très inhomogène spatialement, l'emplacement des intrus ou des grains en évolution est donc en parti garant de l'évolution dynamique de leur voisinage.

4.5 Conclusions partielles

Dans ce chapitre, nous avons analysé l'influence de la présence de deux intrus séparés d'une distance s en distinguant, comme dans le chapitre 3, les réponses moyennes de l'empilement aux temps longs et les évolutions dynamiques aux temps courts. Les expériences et les simulations numériques, la distance de séparation des deux intrus s joue un rôle crucial. En effet, des disques se trouvent sous l'influence mutuelle des deux intrus ce qui exacerbe les phénomènes de mélange. La prédiction théorique de l'écoulement quasi-statique dans les silos à multiples orifices prévoit la superposition des champs de déplacement dépendant de chacun des trous. Tant que les intrus sont suffisamment éloignés, les champs de déplacements totaux peuvent en effet être prédits par de telles considérations. Cependant, lorsque les intrus sont plus proches, cela génère des phénomènes couplés entre les deux sites en évolution et une prévision de superposition des champs de déplacements moyens n'est alors plus applicable.

Ces effets coopératifs entre les intrus ont été étudiés via des simulations numériques et des expériences en analysant les mouvements instantanés dans l'empilement granulaire. Il apparaît que les distributions des tailles d'avalanches évoluent avec la distance séparant les deux intrus. En effet, alors que deux intrus très éloignés se comportent comme deux intrus uniques indépendants, deux intrus collés génèrent une réponse équivalente à la présence d'un unique intrus d'une largeur double. La transition entre ces deux cas extrêmes s'accompagne d'une décroissance exponentielle de la taille d'avalanche moyenne avec la distance de séparation. En normalisant les tailles d'avalanches moyennes par celles obtenues pour un intrus unique puis en l'exprimant en fonction de la distance entre les faces internes des deux intrus, les tendances se superposent alors suggérant l'existence d'une distance caractéristique de coopération indépendante de la taille des intrus correspondante à une longueur typique de propagation d'une

perturbation localisée.

Enfin, dans un système guidé par gravité, les écarts verticaux entre deux intrus ont une influence cruciale dont nous avons décrit qualitativement quelques caractéristiques dans la dernière partie du chapitre. Les réarrangements apparaissant à proximité de l'intrus situé le plus bas se propagent jusqu'au voisinage de celui situé plus haut. Les tailles d'avalanches à proximité de ce dernier ont alors des amplitudes en moyenne plus importantes. L'emplacement des sites réactifs, dans un système sous gravité, est donc un paramètre clé dans les phénomènes coopératifs mis en avant dans cette étude.

Chapitre 5

Conclusions

5.1 Conclusion générale

► La compréhension de la réorganisation d'un matériau granulaire réactif reste délicate du fait des nombreux mécanismes chimiques et physiques mis en jeu. Parmi les principales problématiques apportées par ce type de systèmes, évoquées dans le chapitre 1, le couplage entre les transformations des grains et la réponse de la microstructure granulaire est un point crucial. Dans ce travail de thèse, nous avons étudié la réponse du milieu lors d'une ou plusieurs évolutions localisées de certains constituants de l'empilement. Différents comportements ont pu être mis en évidence grâce à des dispositifs expérimentaux bidimensionnels guidés par gravité et des simulations numériques 2D décrits dans le chapitre 2. Ces expériences ont permis d'étudier l'évolution du milieu soit avec la fonte de glaçons en son sein soit via des rétractations mécaniques d'intrus.

L'exploitation et la statistique des expériences de fonte de glaçons se sont avérées limitées par la sensibilité expérimentale de la dynamique de fonte entraînant un manque de reproductibilité. Les expériences avec des intrus activés mécaniquement ont permis une étude plus quantitative de la réponse du milieu granulaire tout en restant proche, pour les réponses aux temps longs, de la configuration de fonte de glaçons.

► La réponse moyenne de l'empilement granulaire aux temps longs à la rétractation ou à la disparition d'un ou plusieurs éléments a montré des similarités avec l'écoulement d'un milieu granulaire dans un silo, dans lequel les intrus joueraient les rôles d'orifices. En effet, les déplacements moyens de l'empilement granulaire entre l'état initial et l'état final sont quantitativement équivalents aux champs de déplacement d'un milieu granulaire sous son propre poids au droit d'un orifice de même taille tant pour un glaçon que pour un intrus mécanique unique. Il en est de même pour plusieurs intrus suffisamment éloignés où les déplacements sont prédits par la superposition linéaire des champs induits par des orifices décalés. De plus, alors que les déplacements relatifs moyens ont des amplitudes particulièrement importantes à proximité des sites en évolution, il apparaît des zones de mélange supplémentaires lorsque deux intrus sont placés sous influences mutuelles.

► Sur des échelles de temps plus courtes, les mouvements importants des disques, que l'on appelle avalanches, sont largement distribués spatialement et en amplitude.

Les distributions de tailles des événements de plus grandes amplitudes suivent une évolution en loi de puissance. Celle-ci est caractéristique de phénomènes intermittents comme les tremblements de terre où les réponses peuvent mobiliser quasiment la totalité du système.

Par ailleurs, les tailles des intrus jouent des rôles majeurs dans l'évolution dynamique de ces avalanches. Pour les plus grands intrus, les événements d'amplitudes importantes sont réguliers avec des tailles d'avalanches moyennes assez élevées. Pour des intrus plus petits au contraire, les avalanches ont une dynamique plus intermittente et sont plus dispersées en amplitudes. Ceci est lié à la formation et à la déstabilisation auto-entretenu d'arches à proximité des grains en évolution. Plus l'intrus est étroit, plus l'énergie est emmagasinée par des structures stables et ensuite relâchée dans des événements de très grandes amplitudes. Par ailleurs, alors que les avalanches relatives aux plus grandes tailles d'intrus semblent décorréélées en temps, il semble que la déstabilisation régulière des arches, pour les plus petits intrus, puissent apporter une certaine périodicité à ces mouvements.

Dans les cas où la taille de l'intrus évolue dans le temps, la réponse instantanée moyenne en déplacements du milieu granulaire est reliée au volume dégagé par unité de temps par le site en évolution. Elle reste donc stationnaire pour les intrus mécaniques et pour les glaçons dont les fontes sont à décréments de surfaces constants. Une nouvelle fois, lorsque le glaçon est suffisamment petit, des structures stables apparaissent ce qui s'accompagne d'une chute drastique de ces déplacements moyens.

► Par ailleurs, nous avons mené une étude de l'évolution des fractions volumiques locales en lien avec les déplacements instantanés présents au sein du milieu. Un lien a pu être fait entre l'amplitude des événements et les caractéristiques des distributions de variations de fractions surfaciques locales témoignant de l'existence d'un unique mécanisme de réarrangement structurel dont un scénario a été proposé.

► Nous avons de plus étudié les effets coopératifs induits par l'ajout d'un second intrus, la distance entre les deux intrus joue alors un rôle majeur par l'apparition d'effets de coopération. L'étude des réarrangements instantanés présents dans ces milieux granulaires témoigne des influences respectives entre les intrus en fonction de leur espacement. L'empilement se comporte, à proximité d'un intrus éloigné du second, comme s'il était en présence d'un intrus unique de même taille, tant pour l'amplitude des événements observés que dans leur fréquence. Deux intrus collés génèrent, quant à eux, des réorganisations dans l'empilement qui sont équivalentes à celles observées pour un intrus de taille double.

Au-delà d'un certain espacement, l'analyse des tailles d'avalanches moyennes a mis en évidence que l'influence entre les intrus diminuait exponentiellement avec la distance de séparation, laissant apparaître une longueur caractéristique de corrélation de $4 d_g$ ne dépendant pas de la largeur des intrus. Cette distance semble être la signature des longueurs caractéristiques de corrélation du réseau de forces présent au sein du milieu granulaire. Il est donc attendu que celle-ci dépende des propriétés géométriques et frictionnelles des constituants de l'empilement. Par ailleurs, la distance latérale séparant les intrus ne semble pas être l'unique paramètre permettant de décrire les mouvements coopératifs. En effet, sous gravité, les positions verticales des sites réactifs jouent également des rôles importants dans l'amplitude des réorganisations présentes

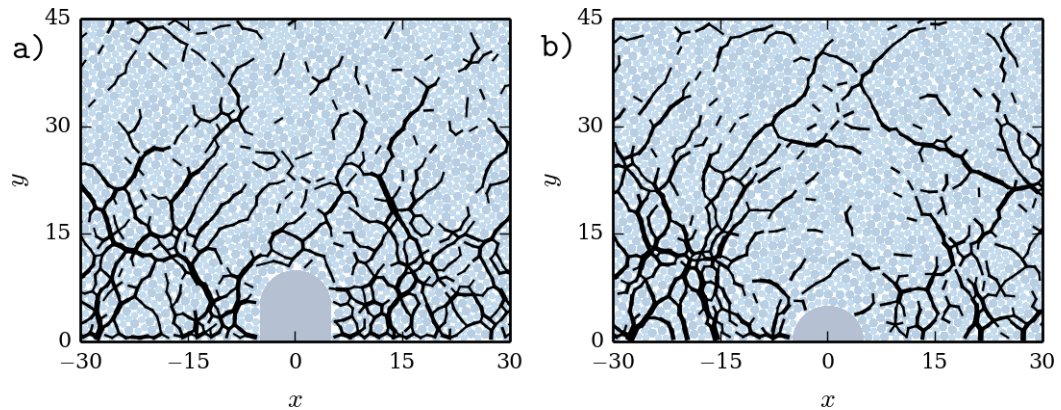


Fig. 5.1 Réseau des forces normales (avec des amplitudes supérieures au double de la valeur moyenne) présentes au sein du milieu granulaire (a) à l'état initial et (b) après 80 itérations de rétractations. La largeur de l'intrus est de $10 d_g$ et les épaisseurs des traits sont proportionnelles aux amplitudes des forces.

au sein de l'empilement granulaire.

► Finalement, l'étude statistique des réorganisations de milieux granulaires soumis à des évolutions localisées de certains grains a permis d'éclaircir certains des mécanismes mis en jeu dans ce type de milieux. Ces conclusions restent à ce jour encore éloignées de l'application à des procédés industriels. Il reste encore beaucoup de chemin à parcourir pour la compréhension globale des comportements observés dans les milieux réactifs réels mais nous espérons de cette étude puisse donner quelques jalons sur les mécanismes physiques impliqués dans ces systèmes si particuliers.

5.2 Perspectives

5.2.1 Distribution spatiale des forces

Dans ce travail de thèse, nous nous sommes principalement intéressés aux données exploitables expérimentalement dans notre dispositif à savoir les positions des disques et leurs déplacements. Comme cela est souligné dans la chapitre 1, un aspect important des milieux granulaires est le réseau de forces. Mesurables grâce aux simulations numériques, les amplitudes des forces et leur répartition spatiale apporteraient un éclairage complémentaire à ce travail. Nous présentons ici quelques observations qualitatives sur les réseaux de forces présents au sein du système.

Les réseaux des forces normales dont les amplitudes excèdent le double de la valeur moyenne sont représentées sur les figures 5.1 (a)–(b) à l'état initial et après la rétractation de l'intrus respectivement. À l'état initial, ce réseau fort est réparti uniformément dans l'empilement, les amplitudes les plus importantes se situent au bas de la cellule du fait de la gravité. Lors de la descente de l'intrus, le milieu granulaire se structure, les forces d'amplitudes importantes sont alors redirigées vers les côtés de l'empilement tandis qu'une zone moins contrainte se forme au-dessus de l'intrus. Cette dernière présente une forme de demi-cercle rappelant la forme géométrique des arches.

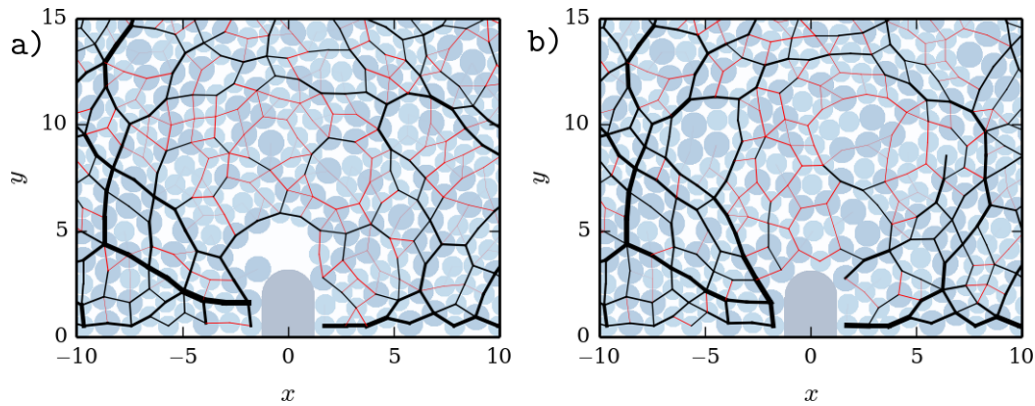


Fig. 5.2 Réseau de forces normales présent au sein du milieu granulaire (a) à l'instant juste avant et (b) juste après la destabilisation d'une arche, en présence d'un intrus de largeur $2,5 d_g$. Les épaisseurs des traits sont proportionnelles à l'amplitude des forces. Les forces de contact dont les amplitudes sont supérieures à leur valeur moyenne sont représentées en traits noirs, les autres en traits rouges.

Dans cette zone restreinte, les forces de contact sont moins importantes, ce qui pourrait expliquer la localisation spatiale des évènements. Par ailleurs, sur cette figure 5.1 (b), on peut constater que peu de disques au contact de l'intrus font partie du réseau fort, la perturbation induite par l'évolution de l'intrus n'a donc qu'une probabilité faible de destabiliser l'empilement ce qui expliquerait l'occurrence faible d'avalanches de grandes amplitudes. Enfin, les différences de structuration de l'empilement granulaire entre les figures 5.1(a)–(b) suggère qu'il existe, pour la course de l'intrus considérée, un régime transitoire qui pourrait tendre vers une structuration relativement stationnaire de la redistribution des contraintes.

Le calcul des forces présentes entre les disques pourrait également permettre de caractériser plus précisément les mécanismes structuraux antérieurs et consécutifs à un évènement de grande ampleur. En effet, si on représente, par exemple, les réseaux de forces normales sont tracés avant et après la destabilisation d'une arche sur les figures 5.2 (a)–(b) respectivement, les différences structurelles sont visibles. Les disques présents dans l'arche font partie du réseau fort symbolisé par les lignes noires, ce qui leur assure leur stabilité mécanique. Il est intéressant de noter que le réseau de forces indispensable à la stabilisation de cette arche s'appuie en partie sur des disques situés de part et d'autre de l'intrus, les observations évoquées dans l'étude de formation et de destabilisation de ces structures semblent donc valables. Les amplitudes et la forme du réseau de forces mis en évidence ici permettent d'expliquer la destabilisation de l'arche : en effet, les disques situés à droite de la base de l'arche, membres du réseau faible, semblent induire son effondrement. Comme on peut le voir sur la figure 5.2 (b), la destabilisation de l'arche s'accompagne d'une redistribution profonde des forces de contact, marquée notamment par l'apparition d'une densité importante de disques membres du réseau faible qui sont à proximité de l'intrus. On peut donc s'attendre à des répliques rapides mais de moindres amplitudes puisque l'absence de disques membres du réseau fort ne permet pas, a priori, d'induire des réorganisations importantes. Ces observations qualitatives pourraient à terme se transformer en des

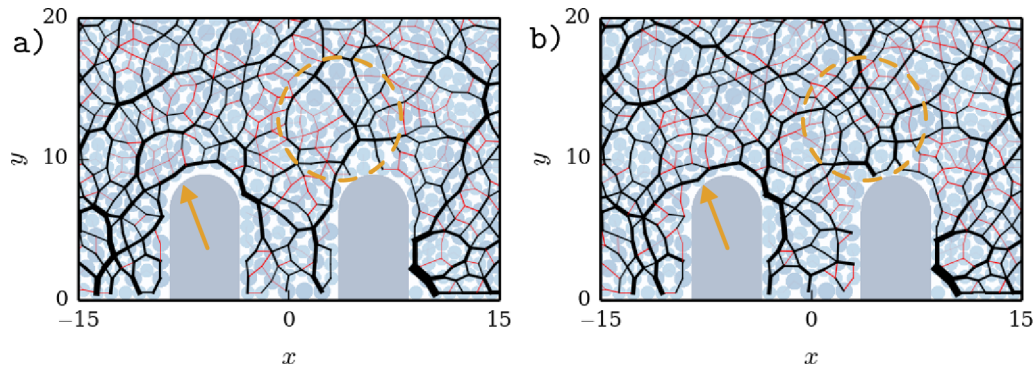


Fig. 5.3 Réseau de forces normales présent au sein du milieu granulaire (a) juste avant et (b) juste après un évènement de grande amplitude, en présence de deux intrus de largeur $5 d_g$ séparés de $12 d_g$. Les épaisseurs des traits sont proportionnelles à l'amplitude des forces. Les forces de contact dont les amplitudes sont supérieures à leur valeur moyenne sont représentées en traits noirs, les autres en traits rouges. Les flèches et surfaces oranges soulignent les zones modifiées (voir le texte).

données quantitatives permettant, par exemple, de prévoir et de quantifier l'apparition d'un évènement.

De plus, l'observation des réseaux de forces apparaissant à proximité de chaque intrus pourraient permettre d'expliquer les mouvements corrélés qui apparaissent en rapprochant des sites réactifs. Le réseau de forces normales à proximité de deux intrus avant et juste après un évènement d'amplitude importante est représenté sur les figures 5.3 (a)–(b). Les chaînes de forces du réseau fort relient les deux intrus, ce qui pourrait être la cause de mouvements corrélés entre les deux sites réactifs. Entre ces deux figures, les disques situés au droit de l'intrus de droite (cercles oranges) se réorganisent, ce qui s'accompagne d'une nette densification du réseau fort à partir de la rupture d'une zone mécaniquement plus faible. Même si l'on ne peut pas formellement l'affirmer, cette perturbation semble induire, ou du moins être reliée, à l'effondrement partiel de l'arche située initialement au-dessus de l'intrus de gauche (flèches oranges). Une résolution dynamique plus fine de la propagation de la redistribution des forces à partir d'un évènement localisé pourrait permettre d'accéder à une longueur d'atténuation typique en lien avec la longueur de corrélation mise en évidence dans cette étude.

Enfin, la question de la propagation d'une perturbation localisée pourrait être explorée au regard de la friction entre les grains. En effet, on pourrait s'attendre à des effets dissipatifs accrus au sein de l'empilement donc certainement des évènements d'ampleurs plus faibles en lien avec une longueur de coopération caractéristique entre deux intrus plus faible.

5.2.2 Vers un milieu entièrement réactif

À terme, pour se rapprocher davantage d'un milieu totalement réactif, il faudrait augmenter la proportion de grains réactifs dans le milieu granulaire dans un système bidimensionnel similaire au nôtre (figure 5.4 (a)) en utilisant plusieurs grains réactifs ayant des dynamiques d'évolution bien contrôlées. Il serait également intéressant d'ob-

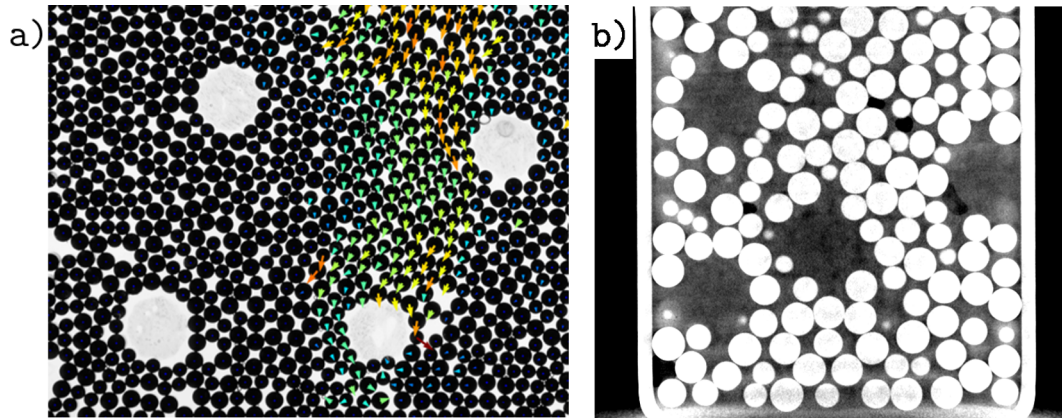


Fig. 5.4 (a) Image d'un réarrangement au sein d'un milieu granulaire présentant 4 glaçons en évolution. (b) Vue en coupe de la reconstruction par tomographie X d'un bûcher rempli d'eau salée contenant des billes de verre de 3 mm de diamètre mélangées à des billes d'hydrogels d'environ 10 mm de diamètre. Les particules de verre apparaissent blanches. Les particules d'hydrogels se situent dans les cavités de cette structure et se distinguent très peu du liquide immergeant.

server l'évolution d'un milieu granulaire réactif 3D composé de billes d'hydrogels. Ces dernières présentent l'intérêt de diminuer de volume à l'air libre ou dans des solutions salées dans lesquelles elles sont immergées. Elles présentent cependant l'inconvénient d'être déformables et donc de présenter des caractéristiques mécaniques éloignées des cas usuels. Nous avons alors vérifié que la visualisation de l'empilement pourrait alors être suivie par tomographie X comme illustré sur la figure 5.4 (b). Ces deux exemples sont des moyens modèles parmi d'autres pour étudier expérimentalement ces matériaux granulaires réactifs.

La réponse moyenne globale du milieu granulaire est reliée au volume libéré par le site réactif comme nous avons pu le constater dans le chapitre 3. Ainsi, le décretement de volume constant d'un site réactif occasionne en moyenne une réponse stationnaire en déplacement. Cependant, cette observation n'est valable que du fait de la localisation spatiale de la quantité de matière réactive libérée. En effet, la fonte d'un grain réactif de volume V n'induit pas les mêmes réarrangements que le même volume de matière mais dispersée entre plusieurs grains. L'emplacement spatial des sites réactifs a un rôle sur l'amplitude des réorganisations et donc du mélange au sein de l'empilement. Ainsi pour des proportions relativement faibles en grains réactifs, la disposition initiale de ces derniers sera prépondérante sur la réponse dynamique du milieu : des grains réactifs éloignés n'auront que peu d'interactions. A contrario, si la proportion en grains réactifs est très importante, les effets coopératifs et dynamiques entre les sites seront alors exacerbés.

Dans notre étude, les intrus mécaniques ou les glaçons évoluent sans tenir compte des réorganisations subies par leur voisinage. Cependant, pour des matériaux plus proches de la réalité, les réactions n'apparaissent qu'aux contacts de grains de natures chimiques précises. Ainsi, la réactivité effective de l'empilement sera alors tributaire de la mise en contact des grains réactifs et donc des réarrangements induits. Dès lors,

si les réorganisations ne permettent pas la mise en contact de grains réactifs, le milieu ne pourra alors plus évoluer.

Pour finir, la nature physique des contacts peut modifier l'évolution du système. En effet, la transformation des grains réactifs pourraient par exemple faire apparaître une phase liquide au sein de l'empilement. Dès lors, des ponts capillaires se formeraient et les effets cohésifs induits auraient certainement des effets notables sur la dynamique du système et l'ampleur des réarrangements.

Bibliographie

- [1] Lyn Bates. Bulk Solids Characterisation-The Need for industrial Education in Bulk Technology. *Bulk Solids Handling*, 26(7) :464–475, 2006.
- [2] Stephan Herminghaus. Dynamics of wet granular matter. *Adv. Phys.*, 54 (3) :221–261, 2005. URL <http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/00018730500167855>.
- [3] Charles Augustin Coulomb. *Essai sur une application des règles de maximis & minimis à quelques problèmes de statique, relatifs à l'architecture*. De l'Imprimerie Royale, 1776.
- [4] Patrick Richard, Pierre Philippe, Fabrice Barbe, Stéphane Bourlès, Xavier Thibault, and Daniel Bideau. Analysis by x-ray microtomography of a granular packing undergoing compaction. *Phys. Rev. E*, 68(2) :020301, August 2003. doi : 10.1103/PhysRevE.68.020301. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.68.020301>.
- [5] T. Aste, M. Saadatfar, and T. J. Senden. Geometrical structure of disordered sphere packings. *Phys. Rev. E*, 71(6) :061302, June 2005. doi : 10.1103/PhysRevE.71.061302. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.71.061302>.
- [6] O. Pouliquen, M. Belzons, and M. Nicolas. Fluctuating Particle Motion during Shear Induced Granular Compaction. *Phys. Rev. Lett.*, 91(1) :014301, July 2003. doi : 10.1103/PhysRevLett.91.014301. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.91.014301>.
- [7] Joshua A. Dijksman, Frank Rietz, Kinga A. Lőrincz, Martin van Hecke, and Wolfgang Losert. Refractive index matched scanning of dense granular materials. *Rev. Sci. Instrum.*, 83(1) :011301, 2012. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/rsi/83/1/10.1063/1.3674173>.
- [8] Takao Wakabayashi. Photo-elastic Method for Determination of Stress in Powdered Mass. *J. Phys. Soc. Jpn.*, 5(5) :383–385, September 1950. ISSN 0031-9015. doi : 10.1143/JPSJ.5.383. URL <http://journals.jps.jp/accesdistant.upmc.fr/doi/abs/10.1143/JPSJ.5.383>.

- [9] A. Drescher and G. de Josselin de Jong. Photoelastic verification of a mechanical model for the flow of a granular material. *J. Mech. Phys. Solids*, 20(5) :337–340, October 1972. ISSN 0022-5096. doi : 10.1016/0022-5096(72)90029-4. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0022509672900294>.
- [10] T. S. Majmudar and R. P. Behringer. Contact force measurements and stress-induced anisotropy in granular materials. *Nature*, 435(7045) :1079–1082, June 2005. ISSN 0028-0836. doi : 10.1038/nature03805. URL <http://www.nature.com/nature/journal/v435/n7045/abs/nature03805.html>.
- [11] Stefan Luding. Molecular dynamics simulations of granular materials. *The physics of granular media*, pages 297–324, 2004. URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/352760362X.ch13/summary>.
- [12] Jean-Jacques Moreau. Some numerical methods in multibody dynamics : application to granular materials. *Eur. J. Mech.*, 13 :93–114, 1994. URL <http://cat.inist.fr/?aModele=afficheN&cpsidt=4205910>.
- [13] Heinrich M. Jaeger, Sidney R. Nagel, and Robert P. Behringer. Granular solids, liquids, and gases. *Rev. Mod. Phys.*, 68(4) :1259–1273, October 1996. doi : 10.1103/RevModPhys.68.1259. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.68.1259>.
- [14] Pierre Jop, Yoël Forterre, and Olivier Pouliquen. A constitutive law for dense granular flows. *Nature*, 441(7094) :727–730, 2006. URL <http://www.nature.com/nature/journal/v441/n7094/abs/nature04801.html>.
- [15] Thorsten Pöschel and Nikolai V. Brilliantov. *Granular gas dynamics*, volume 624. Springer Science & Business Media, 2003. URL https://books.google.fr/books?hl=fr&lr=&id=0AQTvzaUJIMC&oi=fnd&pg=PA1&dq=poschel+2003&ots=AqMFFHP1D9&sig=YXKeLc3UPeMHf_Egk2-Z4xJGnKg.
- [16] Corey S. O’Hern, Stephen A. Langer, Andrea J. Liu, and Sidney R. Nagel. Force Distributions near Jamming and Glass Transitions. *Phys. Rev. Lett.*, 86(1) : 111–114, January 2001. doi : 10.1103/PhysRevLett.86.111. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.86.111>.
- [17] Corey S. O’Hern, Leonardo E. Silbert, Andrea J. Liu, and Sidney R. Nagel. Jamming at zero temperature and zero applied stress : The epitome of disorder. *Phys. Rev. E*, 68(1) :011306, 2003. URL <http://journals.aps.org/pre/abstract/10.1103/PhysRevE.68.011306>.
- [18] Olivier Dauchot, Guillaume Marty, and Giulio Biroli. Dynamical heterogeneity close to the jamming transition in a sheared granular material. *Phys. Rev. Lett.*, 95(26) :265701, 2005. URL <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.95.265701>.
- [19] Dapeng Bi, Jie Zhang, Bulbul Chakraborty, and R. P. Behringer. Jamming by shear. *Nature*, 480(7377) :355–358, 2011. URL <http://www.nature.com/nature/journal/v480/n7377/abs/nature10667.html>.

- [20] C. Coulais, R. P. Behringer, and O. Dauchot. How the ideal jamming point illuminates the world of granular media. *Soft Matter*, 10(10) :1519, 2014. ISSN 1744-683X, 1744-6848. doi : 10.1039/c3sm51231b. URL <http://xlink.rsc.org/?DOI=c3sm51231b>.
- [21] M. E. Cates, J. P. Wittmer, J.-P. Bouchaud, and P. Claudin. Jamming, Force Chains, and Fragile Matter. *Phys. Rev. Lett.*, 81(9) :1841–1844, August 1998. doi : 10.1103/PhysRevLett.81.1841. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.1841>.
- [22] Andrea J. Liu and Sidney R. Nagel. Nonlinear dynamics : Jamming is not just cool any more. *Nature*, 396(6706) :21–22, 1998. URL <http://www.nature.com/nature/journal/v396/n6706/full/396021a0.html>.
- [23] E. DeGiuli, E. Lerner, and M. Wyart. Theory of the jamming transition at finite temperature. *J. Chem. Phys.*, 142(16) :164503, 2015. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jcp/142/16/10.1063/1.4918737>.
- [24] Gijs Katgert, Brian P. Tighe, and Martin van Hecke. The jamming perspective on wet foams. *Soft Matter*, 9(41) :9739–9746, 2013. URL <http://pubs.rsc.org/en/content/articlehtml/2013/sm/c3sm51543e>.
- [25] J. Goyon, A. Colin, G. Ovarlez, A. Ajdari, and L. Bocquet. Spatial cooperativity in soft glassy flows. *Nature*, 454(7200) :84–87, July 2008. ISSN 0028-0836. doi : 10.1038/nature07026. URL <http://www.nature.com/accesdistant.upmc.fr/nature/journal/v454/n7200/abs/nature07026.html>.
- [26] Eric R. Weeks, John C. Crocker, Andrew C. Levitt, Andrew Schofield, and David A. Weitz. Three-dimensional direct imaging of structural relaxation near the colloidal glass transition. *Science*, 287(5453) :627–631, 2000. URL <http://science.sciencemag.org/content/287/5453/627.short>.
- [27] P. Coussot and Ch Ancey. Rheophysical classification of concentrated suspensions and granular pastes. *Phys. Rev. E*, 59(4) :4445, 1999. URL <http://journals.aps.org/pre/abstract/10.1103/PhysRevE.59.4445>.
- [28] Namiko Mitarai and Franco Nori. Wet granular materials. *Adv. Phys.*, 55(1-2) : 1–45, January 2006. ISSN 0001-8732. doi : 10.1080/00018730600626065. URL <http://dx.doi.org/10.1080/00018730600626065>.
- [29] James G. Berryman. Random close packing of hard spheres and disks. *Phys. Rev. A*, 27(2) :1053–1061, February 1983. doi : 10.1103/PhysRevA.27.1053. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.27.1053>.
- [30] Leonardo E. Silbert. Jamming of frictional spheres and random loose packing. *Soft Matter*, 6(13) :2918–2924, 2010. URL <http://pubs.rsc.org/en/content/articlehtml/2010/sm/c001973a>.
- [31] Michio Otsuki and Hisao Hayakawa. Critical scaling near jamming transition for frictional granular particles. *Phys. Rev. E*, 83(5) :051301, 2011. URL <http://journals.aps.org/pre/abstract/10.1103/PhysRevE.83.051301>.

- [32] T. S. Majmudar, M. Sperl, S. Luding, and Robert P. Behringer. Jamming transition in granular systems. *Phys. Rev. Lett.*, 98(5) :058001, 2007. URL <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.98.058001>.
- [33] J. Q. Xu, R. P. Zou, and A. B. Yu. Packing structure of cohesive spheres. *Phys. Rev. E*, 69(3) :032301, March 2004. doi : 10.1103/PhysRevE.69.032301. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.69.032301>.
- [34] J. M. Valverde, M. A. S. Quintanilla, and A. Castellanos. Jamming Threshold of Dry Fine Powders. *Phys. Rev. Lett.*, 92(25) :258303, June 2004. doi : 10.1103/PhysRevLett.92.258303. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.258303>.
- [35] Jie Zhang, T. S. Majmudar, M. Sperl, and R. P. Behringer. Jamming for a 2d granular material. *Soft Matter*, 6(13) :2982–2991, 2010. URL <http://pubs.rsc.org/en/content/articlehtml/2010/sm/c000147c>.
- [36] J. Tang and R. P. Behringer. How granular materials jam in a hopper. *Chaos*, 21(4) :041107, 2011. URL http://scitation.aip.org/upload/AIP/CHAOS/pdfs/gallery_pdfs/Chaos_21_041107.pdf.
- [37] F. Radjai. Modeling force transmission in granular materials. *Cr. Acad. Sci. IV*, 16(1) :3–9, January 2015. ISSN 1631-0705. doi : 10.1016/j.crhy.2015.01.003. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1631070515000043>.
- [38] Daniel M. Mueth, Heinrich M. Jaeger, and Sidney R. Nagel. Force distribution in a granular medium. *Phys. Rev. E*, 57(3) :3164, 1998. URL <http://journals.aps.org/pre/abstract/10.1103/PhysRevE.57.3164>.
- [39] Vincent Richefeu, F. Radjai, and M. S. El Youssoufi. Stress transmission in wet granular materials. *Eur. Phys. J. E*, 21(4) :359–369, 2006. URL <http://link.springer.com/article/10.1140/epje/i2006-10077-1>.
- [40] P. Dantu. Etude Statistique des Forces Intergranulaires dans un Milieu Pulverulent. *Géotechnique*, 18(1) :50–55, March 1968. ISSN 0016-8505. doi : 10.1680/geot.1968.18.1.50. URL <http://www.icevirtuallibrary.com/doi/abs/10.1680/geot.1968.18.1.50>.
- [41] T. Travers, M. Ammi, D. Bideau, A. Gervois, J.-C. Messenger, and J.-P. Troadeec. Mechanical size effects in 2d granular media. *J. Phys. France*, 49(6) :939–948, 1988. ISSN 0302-0738. doi : 10.1051/jphys:01988004906093900. URL <http://www.edpsciences.org/10.1051/jphys:01988004906093900>.
- [42] Jasna Brujić, Sam F. Edwards, Dmitri V. Grinev, Ian Hopkinson, Djordje Brujić, and Hernán A. Makse. 3d bulk measurements of the force distribution in a compressed emulsion system. *Faraday Discuss.*, 123 :207–220, 2003. URL <http://pubs.rsc.org/en/content/articlehtml/2003/fd/b204414e>.

- [43] F. Radjai, Dietrich E. Wolf, Michel Jean, and Jean-Jacques Moreau. Bimodal character of stress transmission in granular packings. *Phys. Rev. Lett.*, 80(1) :61, 1998. URL <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.80.61>.
- [44] F. Radjai, Michel Jean, Jean-Jacques Moreau, and Stéphane Roux. Force Distributions in Dense Two-Dimensional Granular Systems. *Phys. Rev. Lett.*, 77(2) :274–277, July 1996. doi : 10.1103/PhysRevLett.77.274. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.77.274>.
- [45] F. Radjai, Stéphane Roux, and Jean Jacques Moreau. Contact forces in a granular packing. *Chaos*, 9(3) :544–550, September 1999. ISSN 1054-1500, 1089-7682. doi : 10.1063/1.166428. URL <http://scitation.aip.org/accesdistant.upmc.fr/content/aip/journal/chaos/9/3/10.1063/1.166428>.
- [46] Jie Ren, Joshua A. Dijksman, and Robert P. Behringer. Reynolds Pressure and Relaxation in a Sheared Granular System. *Phys. Rev. Lett.*, 110(1) :018302, January 2013. doi : 10.1103/PhysRevLett.110.018302. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.018302>.
- [47] S. Joseph Antony. Evolution of force distribution in three-dimensional granular media. *Phys. Rev. E*, 63(1) :011302, December 2000. doi : 10.1103/PhysRevE.63.011302. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.63.011302>.
- [48] E. Azéma and F. Radjai. Internal Structure of Inertial Granular Flows. *Phys. Rev. Lett.*, 112(7) :078001, February 2014. doi : 10.1103/PhysRevLett.112.078001. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.112.078001>.
- [49] E. Azéma, F. Radjai, and G. Saussine. Quasistatic rheology, force transmission and fabric properties of a packing of irregular polyhedral particles. *Mech. Mater.*, 41(6) :729–741, June 2009. ISSN 0167-6636. doi : 10.1016/j.mechmat.2009.01.021. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0167663609000179>.
- [50] C. Voivret, F. Radjai, J.-Y. Delenne, and M. S. El Youssoufi. Multiscale Force Networks in Highly Polydisperse Granular Media. *Phys. Rev. Lett.*, 102(17) :178001, April 2009. doi : 10.1103/PhysRevLett.102.178001. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.102.178001>.
- [51] Saeed Khamseh, Jean-Noël Roux, and François Chevoir. Flow of wet granular materials : A numerical study. *Phys. Rev. E*, 92(2) :022201, 2015. URL <http://journals.aps.org/pre/abstract/10.1103/PhysRevE.92.022201>.
- [52] Randall M. German, Pavan Suri, and Seong Jin Park. Review liquid phase sintering. *J. Mater. Sci.*, 44(1) :1–39, 2009. URL <http://link.springer.com/article/10.1007/s10853-008-3008-0>.
- [53] P. J Denny. Compaction equations : a comparison of the Heckel and Kawakita equations. *Powder Technol.*, 127(2) :162–172, October 2002. ISSN 0032-5910.

- doi : 10.1016/S0032-5910(02)00111-0. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0032591002001110>.
- [54] H. M. Macleod and N. G. Stanley-Wood. Enlargement and Compaction of Particulate Solids. *NG Stanley-Wood*, page 259, 1983.
- [55] Olivier Lame, Daniel Bellet, Marco Di Michiel, and Didier Bouvard. In situ microtomography investigation of metal powder compacts during sintering. *Nucl. Instrum. Meth. B*, 200 :287–294, 2003. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X02016907>.
- [56] Dominique Bernard, Damien Gendron, Jean-Marc Heintz, Sylvie Bordère, and Jean Etourneau. First direct 3d visualisation of microstructural evolutions during sintering through X-ray computed microtomography. *Acta Mater.*, 53(1) :121–128, January 2005. ISSN 1359-6454. doi : 10.1016/j.actamat.2004.09.027. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1359645404005506>.
- [57] Luis Olmos, Tetsu Takahashi, Didier Bouvard, Christophe L. Martin, Luc Salvo, Daniel Bellet, and Marco Di Michiel. Analysing the sintering of heterogeneous powder structures by in situ microtomography. *Philos. Mag.*, 89 (32) :2949–2965, 2009. URL <http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/14786430903150225>.
- [58] Chan Hyoung Kang and Duk N. Yoon. Coarsening of cobalt grains dispersed in liquid copper matrix. *Metall. Trans.*, 12(1) :65–69, 1981. URL <http://link.springer.com/article/10.1007/BF02648509>.
- [59] Emmanuelle Guillard, Michael J. Toplis, Julien Grynberg, Marie-Hélène Chopinet, Elin Sondergard, Luc Salvo, Michel Suéry, Marco Di Michiel, and Gael Varoquaux. In Situ Synchrotron Microtomography Reveals Multiple Reaction Pathways During Soda-Lime Glass Synthesis. *J. Am. Ceram. Soc.*, 95(5) :1504–1507, May 2012. ISSN 1551-2916. doi : 10.1111/j.1551-2916.2012.05151.x. URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1111/j.1551-2916.2012.05151.x/abstract>.
- [60] Marie-Hélène Chopinet, Emmanuelle Guillard, Sophie Papin, and Michael J. Toplis. Influence of limestone grain size on glass homogeneity. *Glass Technol.*, 51(3) :116–122, 2010. URL <http://www.ingentaconnect.com/content/sgt/gta/2010/00000051/00000003/art00003>.
- [61] William Woelffel. *Réactivité effective des mélanges vitrifiables granulaires silico-sodocalciques*. PhD thesis, Paris 6, 2015. URL <http://www.theses.fr/2015PA066598>.
- [62] E. Verneuil and D. J. Durian. Permeability of mixed soft and hard granular material : Hydrogels as drainage modifiers. *Eur. Phys. J. E*, 34(7), July 2011. ISSN 1292-8941, 1292-895X. doi : 10.1140/epje/i2011-11065-0. URL <http://www.springerlink.com/index/10.1140/epje/i2011-11065-0>.

- [63] B. Turnbull. Scaling Laws for Melting Ice Avalanches. *Phys. Rev. Lett.*, 107(25) : 258001, December 2011. doi : 10.1103/PhysRevLett.107.258001. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.107.258001>.
- [64] Yixiang Gan, Pierre Rognon, and Itai Einav. Phase transitions and cyclic pseudotachylyte formation in simulated faults. *Philos. Mag.*, 92(28-30) :3405–3417, October 2012. ISSN 1478-6435. doi : 10.1080/14786435.2012.669062. URL <http://dx.doi.org/10.1080/14786435.2012.669062>.
- [65] G. D. R. MiDi. On dense granular flows. *Eur. Phys. J. E*, 14(4) :341–365, 2004. URL <http://link.springer.com/article/10.1140/epje%2Fi2003-10153-0>.
- [66] F. P. Bowden. Friction on snow and ice. In *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 217, pages 462–478. The Royal Society, 1953. URL <http://rspa.royalsocietypublishing.org/content/217/1131/462.short>.
- [67] Tom Miller, Pierre Rognon, and Itai Einav. The stadium shear device : A novel apparatus for studying dense granular flows. In *POWDERS AND GRAINS 2013 : Proceedings of the 7th International Conference on Micromechanics of Granular Media*, volume 1542, pages 483–486. AIP Publishing, 2013. URL https://www.researchgate.net/profile/Tom_Miller6/publication/256475925_The_Stadium_Shear_Device_A_Novel_Apparatus_For_Studying_Dense_Granular_Flows/links/00b49522f84410fb80000000.pdf.
- [68] P. Rognon and I. Einav. Thermal transients and convective particle motion in dense granular materials. *Phys. Rev. Lett.*, 105(21) :218301, 2010. URL <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.105.218301>.
- [69] S. Dorbolo, F. Ludewig, N. Vandewalle, and C. Laroche. How does an ice block assembly melt ? *Phys. Rev. E*, 85(5) :051310, May 2012. doi : 10.1103/PhysRevE.85.051310. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.85.051310>.
- [70] Daniel M. Kintea, Tobias Hauk, Ilia V. Roisman, and Cameron Tropea. Shape evolution of a melting nonspherical particle. *Phys. Rev. E*, 92(3) :033012, September 2015. doi : 10.1103/PhysRevE.92.033012. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.92.033012>.
- [71] Aaron S. Keys, Adam R. Abate, Sharon C. Glotzer, and Douglas J. Durian. Measurement of growing dynamical length scales and prediction of the jamming transition in a granular material. *Nat. Phys.*, 3(4) :260–264, 2007. URL <http://www.nature.com/nphys/journal/v3/n4/abs/nphys572.html>.
- [72] Keiji Watanabe and Hajime Tanaka. Direct observation of medium-range crystalline order in granular liquids near the glass transition. *Phys. Rev. Lett.*, 100(15) :158002, 2008. URL <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.100.158002>.
- [73] G. Marty and O. Dauchot. Subdiffusion and Cage Effect in a Sheared Granular Material. *Phys. Rev. Lett.*, 94(1) :015701, January 2005. doi :

- 10.1103/PhysRevLett.94.015701. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.94.015701>.
- [74] Ph Ribière, Patrick Richard, Pierre Philippe, Daniel Bideau, and Renaud Delannay. On the existence of stationary states during granular compaction. *Eur. Phys. J. E*, 22(3) :249–253, 2007. URL <http://link.springer.com/article/10.1140/epje/e2007-00017-x>.
- [75] F. Ludewig, N. Vandewalle, S. Dorbolo, M. Pakpour, and G. Lumay. Bernal random loose packing through freeze-thaw cycling. *Phys. Rev. E*, 92(1) :010202, July 2015. doi : 10.1103/PhysRevE.92.010202. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.92.010202>.
- [76] Christophe Josserand, Alexei V. Tkachenko, Daniel M. Mueth, and Heinrich M. Jaeger. Memory Effects in Granular Materials. *Phys. Rev. Lett.*, 85(17) :3632–3635, October 2000. doi : 10.1103/PhysRevLett.85.3632. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.85.3632>.
- [77] Edmund R. Nowak, James B. Knight, Eli Ben-Naim, Heinrich M. Jaeger, and Sidney R. Nagel. Density fluctuations in vibrated granular materials. *Phys. Rev. E*, 57(2) :1971, 1998. URL <http://journals.aps.org/pre/abstract/10.1103/PhysRevE.57.1971>.
- [78] E. R. Nowak, J. B. Knight, M. L. Povinelli, H. M. Jaeger, and S. R. Nagel. Reversibility and irreversibility in the packing of vibrated granular material. *Powder Technol.*, 94(1) :79–83, 1997. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0032591097032919>.
- [79] James B. Knight, Christopher G. Fandrich, Chun Ning Lau, Heinrich M. Jaeger, and Sidney R. Nagel. Density relaxation in a vibrated granular material. *Phys. Rev. E*, 51(5) :3957, 1995. URL <http://journals.aps.org/pre/abstract/10.1103/PhysRevE.51.3957>.
- [80] P. Philippe and D. Bideau. Compaction dynamics of a granular medium under vertical tapping. *Europhys. Lett.*, 60(5) :677, 2002. URL <http://iopscience.iop.org/article/10.1209/epl/i2002-00362-7/meta>.
- [81] Patrick Richard, Mario Nicodemi, Renaud Delannay, Philippe Ribiere, and Daniel Bideau. Slow relaxation and compaction of granular systems. *Nat. Mater.*, 4(2) :121–128, 2005. URL <http://www.nature.com/nmat/journal/v4/n2/abs/nmat1300.html>.
- [82] Maxime Nicolas, P. Duru, and Olivier Pouliquen. Compaction of a granular material under cyclic shear. *Eur. Phys. J. E*, 3(4) :309–314, 2000. URL <http://link.springer.com/article/10.1007/s101890070001>.
- [83] J. D. Bernal and J. Mason. Packing of Spheres : Co-ordination of Randomly Packed Spheres. *Nature*, 188(4754) :910–911, December 1960. doi : 10.1038/188910a0. URL <http://www.nature.com/accesdistant.upmc.fr/nature/journal/v188/n4754/abs/188910a0.html>.

- [84] Philippe Ribiere, Patrick Richard, Renaud Delannay, Daniel Bideau, Masahiro Toiya, and Wolfgang Losert. Effect of rare events on out-of-equilibrium relaxation. *Phys. Rev. Lett.*, 95(26) :268001, 2005. URL <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.95.268001>.
- [85] Craig E. Maloney and Anaël Lemaître. Amorphous systems in athermal, quasi-static shear. *Phys. Rev. E*, 74(1) :016118, 2006. URL <http://journals.aps.org/pre/abstract/10.1103/PhysRevE.74.016118>.
- [86] Kirsten Martens, Lydéric Bocquet, and Jean-Louis Barrat. Spontaneous formation of permanent shear bands in a mesoscopic model of flowing disordered matter. *Soft Matter*, 8(15) :4197–4205, 2012. URL <http://pubs.rsc.org/en/content/articlehtml/2012/sm/c2sm07090a>.
- [87] Florent Gimbert, David Amitrano, and Jérôme Weiss. Crossover from quasi-static to dense flow regime in compressed frictional granular media. *Europhys. Lett.*, 104(4) :46001, 2013. URL <http://iopscience.iop.org/article/10.1209/0295-5075/104/46001/meta>.
- [88] Antoine Le Bouil, Axelle Amon, Sean McNamara, and Jérôme Crassous. Emergence of cooperativity in plasticity of soft glassy materials. *Phys. Rev. Lett.*, 112(24) :246001, 2014. URL <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.112.246001>.
- [89] Teruhisa S. Komatsu, Shio Inagaki, Naoko Nakagawa, and Satoru Nasuno. Creep Motion in a Granular Pile Exhibiting Steady Surface Flow. *Phys. Rev. Lett.*, 86(9) :1757–1760, February 2001. doi : 10.1103/PhysRevLett.86.1757. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.86.1757>.
- [90] Xiang Cheng, Jeremy B. Lechman, Antonio Fernandez-Barbero, Gary S. Grest, Heinrich M. Jaeger, Greg S. Karczmar, Matthias E. Möbius, and Sidney R. Nagel. Three-Dimensional Shear in Granular Flow. *Phys. Rev. Lett.*, 96(3) :038001, January 2006. doi : 10.1103/PhysRevLett.96.038001. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.96.038001>.
- [91] Ken Kamrin and Georg Koval. Nonlocal constitutive relation for steady granular flow. *Phys. Rev. Lett.*, 108(17) :178301, 2012. URL <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.108.178301>.
- [92] Mehdi Bouzid, Martin Trulsson, Philippe Claudin, Eric Clément, and Bruno Andreotti. Nonlocal rheology of granular flows across yield conditions. *Phys. Rev. Lett.*, 111(23) :238301, 2013. URL <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.111.238301>.
- [93] Frédéric Da Cruz. *Écoulement de grains secs : frottement et blocage*. PhD thesis, Marne-la-Vallée, ENPC, January 2004. URL <http://www.theses.fr/2004ENPC0020>.
- [94] Peter Schall and Martin van Hecke. Shear bands in matter with granularity. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 42(1) :67, 2009. URL <http://>

- [//www.annualreviews.org/eprint/pNU5KRMtXJEumrVwV4X/full/10.1146/annurev-fluid-121108-145544](http://www.annualreviews.org/eprint/pNU5KRMtXJEumrVwV4X/full/10.1146/annurev-fluid-121108-145544).
- [95] G. Katgert, B. P. Tighe, M. E. Möbius, and M. van Hecke. Couette flow of two-dimensional foams. *Europhys. Lett.*, 90(5) :54002, 2010. ISSN 0295-5075. doi : 10.1209/0295-5075/90/54002. URL <http://stacks.iop.org/0295-5075/90/i=5/a=54002>.
- [96] Martin van Hecke. Slow granular flows : The dominant role of tiny fluctuations. *Cr. Acad. Sci. IV*, 16(1) :37–44, 2015. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1631070514001832>.
- [97] Daniel Howell, R. P. Behringer, and Christian Veje. Stress Fluctuations in a 2d Granular Couette Experiment : A Continuous Transition. *Phys. Rev. Lett.*, 82(26) :5241–5244, June 1999. doi : 10.1103/PhysRevLett.82.5241. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.82.5241>.
- [98] W. Losert, L. Bocquet, T. C. Lubensky, and J. P. Gollub. Particle Dynamics in Sheared Granular Matter. *Phys. Rev. Lett.*, 85(7) :1428–1431, August 2000. doi : 10.1103/PhysRevLett.85.1428. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.85.1428>.
- [99] Kiri Nichol, Alexey Zanin, Renaud Bastien, Elie Wandersman, and Martin van Hecke. Flow-Induced Agitations Create a Granular Fluid. *Phys. Rev. Lett.*, 104(7) :078302, February 2010. doi : 10.1103/PhysRevLett.104.078302. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.104.078302>.
- [100] Kiri Nichol and Martin van Hecke. Flow-induced agitations create a granular fluid : Effective viscosity and fluctuations. *Phys. Rev. E*, 85(6) :061309, June 2012. doi : 10.1103/PhysRevE.85.061309. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.85.061309>.
- [101] K. A. Reddy, Y. Forterre, and O. Pouliquen. Evidence of Mechanically Activated Processes in Slow Granular Flows. *Phys. Rev. Lett.*, 106(10) :108301, March 2011. doi : 10.1103/PhysRevLett.106.108301. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.106.108301>.
- [102] Elie Wandersman and Martin van Hecke. Nonlocal granular rheology : Role of pressure and anisotropy. *Europhys. Lett.*, 105(2) :24002, 2014. ISSN 0295-5075. doi : 10.1209/0295-5075/105/24002. URL <http://stacks.iop.org/0295-5075/105/i=2/a=24002>.
- [103] Benjamin Dollet, Florence Elias, Catherine Quilliet, Christophe Raufaste, Miguel Aubouy, and François Graner. Two-dimensional flow of foam around an obstacle : Force measurements. *Phys. Rev. E*, 71(3) :031403, 2005. URL <http://journals.aps.org/pre/abstract/10.1103/PhysRevE.71.031403>.
- [104] Evelyne Kolb, Pierre Cixous, Niels Gaudouen, and Thierry Darnige. Rigid intruder inside a two-dimensional dense granular flow : Drag force and cavity formation. *Phys. Rev. E*, 87(3) :032207, March 2013. doi : 10.1103/PhysRevE.87.032207. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.87.032207>.

- [105] A. Seguin, C. Coulais, F. Martinez, Y. Bertho, and P. Gondret. Local rheological measurements in the granular flow around an intruder. *Phys. Rev. E*, 93(1) :012904, 2016. URL <http://journals.aps.org/pre/abstract/10.1103/PhysRevE.93.012904>.
- [106] Yang Ding, Nick Gravish, and Daniel I. Goldman. Drag induced lift in granular media. *Phys. Rev. Lett.*, 106(2) :028001, 2011. URL <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.106.028001>.
- [107] R. Albert, M. A. Pfeifer, A.-L. Barabási, and P. Schiffer. Slow drag in a granular medium. *Phys. Rev. Lett.*, 82(1) :205, 1999. URL <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.82.205>.
- [108] Baptiste Percier, Sebastien Manneville, Jim N. McElwaine, Stephen W. Morris, and Nicolas Taberlet. Lift and drag forces on an inclined plow moving over a granular surface. *Phys. Rev. E*, 84(5) :051302, 2011. URL <http://journals.aps.org/pre/abstract/10.1103/PhysRevE.84.051302>.
- [109] François Guillard, Yoël Forterre, and Olivier Pouliquen. Depth-independent drag force induced by stirring in granular media. *Phys. Rev. Lett.*, 110(13) :138303, 2013. URL <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.110.138303>.
- [110] Junfei Geng, D. Howell, E. Longhi, R. P. Behringer, G. Reydellet, L. Vanel, E. Clément, and S. Luding. Footprints in sand : the response of a granular material to local perturbations. *Phys. Rev. Lett.*, 87(3) :035506, 2001. URL <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.87.035506>.
- [111] Junfei Geng and R. P. Behringer. Slow drag in two-dimensional granular media. *Phys. Rev. E*, 71(1) :011302, January 2005. doi : 10.1103/PhysRevE.71.011302. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.71.011302>.
- [112] C. Coulais, A. Seguin, and O. Dauchot. Shear Modulus and Dilatancy Softening in Granular Packings above Jamming. *Phys. Rev. Lett.*, 113(19) :198001, November 2014. doi : 10.1103/PhysRevLett.113.198001. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.113.198001>.
- [113] RA López de la Cruz and G. A. Caballero-Robledo. Lift on side-by-side intruders within a granular flow. *J. Fluid Mech.*, 800 :248–263, 2016. URL http://journals.cambridge.org/abstract_S0022112016003840.
- [114] F. Pacheco-Vázquez, G. A. Caballero-Robledo, J. M. Solano-Altamirano, E. Alshuler, A. J. Batista-Leyva, and J. C. Ruiz-Suárez. Infinite Penetration of a Projectile into a Granular Medium. *Phys. Rev. Lett.*, 106(21) :218001, May 2011. doi : 10.1103/PhysRevLett.106.218001. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.106.218001>.
- [115] W. A. Beverloo, H. A. Leniger, and J. Van de Velde. The flow of granular solids through orifices. *Chem. Eng. Sci.*, 15(3) :260–269, 1961. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0009250961850306>.

- [116] Alvaro Janda, Iker Zuriguel, and Diego Maza. Flow Rate of Particles through Apertures Obtained from Self-Similar Density and Velocity Profiles. *Phys. Rev. Lett.*, 108(24), June 2012. ISSN 0031-9007, 1079-7114. doi : 10.1103/PhysRevLett.108.248001. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.108.248001>.
- [117] Jaehyuk Choi, Arshad Kudrolli, and Martin Z. Bazant. Velocity profile of granular flows inside silos and hoppers. *J. Phys.-Condens. Mat.*, 17(24) :S2533, 2005. URL <http://iopscience.iop.org/0953-8984/17/24/011>.
- [118] L. Staron, P.-Y. Lagrée, and S. Popinet. Continuum simulation of the discharge of the granular silo. *Eur. Phys. J. E*, 37(1) :1–12, 2014. URL <http://link.springer.com/article/10.1140/epje/i2014-14005-6>.
- [119] Kiwing To and Pik-Yin Lai. Jamming pattern in a two-dimensional hopper. *Phys. Rev. E*, 66(1), July 2002. ISSN 1063-651X, 1095-3787. doi : 10.1103/PhysRevE.66.011308. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.66.011308>.
- [120] Angel Garcimartín, Iker Zuriguel, Luis A. Pugnaloni, and Alvaro Janda. Shape of jamming arches in two-dimensional deposits of granular materials. *Phys. Rev. E*, 82(3), September 2010. ISSN 1539-3755, 1550-2376. doi : 10.1103/PhysRevE.82.031306. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.82.031306>.
- [121] Iker Zuriguel, Angel Garcimartín, Diego Maza, Luis A. Pugnaloni, and J. M. Pastor. Jamming during the discharge of granular matter from a silo. *Phys. Rev. E*, 71(5) :051303, May 2005. doi : 10.1103/PhysRevE.71.051303. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.71.051303>.
- [122] Roberto Arévalo, Iker Zuriguel, Diego Maza, and Angel Garcimartín. Role of driving force on the clogging of inert particles in a bottleneck. *Phys. Rev. E*, 89(4) :042205, April 2014. doi : 10.1103/PhysRevE.89.042205. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.89.042205>.
- [123] N. Roussel, Thi Lien Huong Nguyen, and P. Coussot. General Probabilistic Approach to the Filtration Process. *Phys. Rev. Lett.*, 98(11) :114502, March 2007. doi : 10.1103/PhysRevLett.98.114502. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.98.114502>.
- [124] C. C. Thomas and Douglas J. Durian. Geometry dependence of the clogging transition in tilted hoppers. *Phys. Rev. E*, 87(5) :052201, 2013. URL <http://journals.aps.org/pre/abstract/10.1103/PhysRevE.87.052201>.
- [125] A. Janda, I. Zuriguel, A. Garcimartín, L. A. Pugnaloni, and D. Maza. Jamming and critical outlet size in the discharge of a two-dimensional silo. *Europhys. Lett.*, 84(4) :44002, November 2008. ISSN 0295-5075, 1286-4854. doi : 10.1209/0295-5075/84/44002. URL <http://stacks.iop.org/0295-5075/84/i=4/a=44002?key=crossref.5d9f2690bc516b108eebf0e7f9b98ad4>.

- [126] C. C. Thomas and D. J. Durian. Fraction of clogging configurations sampled by granular hopper flow. *Phys. Rev. Lett.*, 114(17) :178001, 2015. URL <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.114.178001>.
- [127] Amit Kunte, Pankaj Doshi, and Ashish V. Orpe. Spontaneous jamming and unjamming in a hopper with multiple exit orifices. *Phys. Rev. E*, 90(2) :020201, 2014. URL <http://journals.aps.org/pre/abstract/10.1103/PhysRevE.90.020201>.
- [128] Xuezhi Zhang, Sheng Zhang, Guanghui Yang, Ping Lin, Yuan Tian, Jiang-Feng Wan, and Lei Yang. Investigation of flow rate in a quasi-2d hopper with two symmetric outlets. *Phys. Lett. A*, 380(13) :1301–1305, 2016. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037596011600089X>.
- [129] Sandesh Kamath, Amit Kunte, Pankaj Doshi, and Ashish V. Orpe. Flow of granular matter in a silo with multiple exit orifices : Jamming to mixing. *Phys. Rev. E*, 90(6) :062206, December 2014. doi : 10.1103/PhysRevE.90.062206. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.90.062206>.
- [130] Vidar Frette, Kim Christensen, Anders Målthe-Sørenssen, Jens Feder, Torstein Jøssang, and Paul Meakin. Avalanche dynamics in a pile of rice. *Nature*, 379(6560) :49–52, 1996. URL http://www.cmth.ph.ic.ac.uk/people/k.christensen/papers/published/Nature379_1996.pdf.
- [131] C. M. Aegerter, K. A. Lőrincz, M. S. Welling, and R. J. Wijngaarden. Extremal Dynamics and the Approach to the Critical State : Experiments on a Three Dimensional Pile of Rice. *Phys. Rev. Lett.*, 92(5) :058702, February 2004. doi : 10.1103/PhysRevLett.92.058702. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.058702>.
- [132] O. Ramos, Ernesto Altshuler, and K. J. Måløy. Avalanche prediction in a self-organized pile of beads. *Phys. Rev. Lett.*, 102(7) :078701, 2009. URL <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.102.078701>.
- [133] Michael Bretz, Jevne B. Cunningham, Peter L. Kurczynski, and Franco Nori. Imaging of avalanches in granular materials. *Phys. Rev. Lett.*, 69(16) :2431–2434, October 1992. doi : 10.1103/PhysRevLett.69.2431. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.69.2431>.
- [134] H. M. Jaeger, Chu-heng Liu, and Sidney R. Nagel. Relaxation at the angle of repose. *Phys. Rev. Lett.*, 62(1) :40, 1989. URL <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.62.40>.
- [135] N. Nerone, M. A. Aguirre, A. Calvo, D. Bideau, and I. Ippolito. Instabilities in slowly driven granular packing. *Phys. Rev. E*, 67(1) :011302, January 2003. doi : 10.1103/PhysRevE.67.011302. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.67.011302>.
- [136] E. Altshuler, O. Ramos, C. Martínez, L. E. Flores, and C. Noda. Avalanches in One-Dimensional Piles with Different Types of Bases. *Phys. Rev. Lett.*, 86

- (24) :5490–5493, June 2001. doi : 10.1103/PhysRevLett.86.5490. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.86.5490>.
- [137] Per Bak and Chao Tang. Earthquakes as a self-organized critical phenomenon. *J. Geom. Phys.*, 94(15) :635–15, 1989. URL <http://cqb.pku.edu.cn/tanglab/pdf/1989-17.pdf>.
- [138] K. W. Birkeland and C. C. Landry. Power-laws and snow avalanches. *Geophys. Res. Lett.*, 29(11) :49–1, June 2002. ISSN 1944-8007. doi : 10.1029/2001GL014623. URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2001GL014623/abstract>.
- [139] Ramon Planet, Sébastien Lherminier, Gilles Simon, Knut J. Maloy, Loïc Vanel, and Osvanny Ramos. Mimicking earthquakes with granular media. *CFM*, 2015. URL <http://documents.irevues.inist.fr/handle/2042/57389>.
- [140] S. S. Manna and D. V. Khakhar. Internal avalanches in a granular medium. *Phys. Rev. E*, 58(6) :R6935, 1998. URL <http://journals.aps.org/pre/abstract/10.1103/PhysRevE.58.R6935>.
- [141] Zeev Olami, Hans Jacob S. Feder, and Kim Christensen. Self-organized criticality in a continuous, nonconservative cellular automaton modeling earthquakes. *Phys. Rev. Lett.*, 68(8) :1244–1247, February 1992. doi : 10.1103/PhysRevLett.68.1244. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.68.1244>.
- [142] O. Ramos. Avalanches and other major risks. Mémoire d’habilitation à diriger des recherches, Université Claude Bernard Lyon 1, July 2015.
- [143] J. Rosendahl, M. Vekić, and J. Kelley. Persistent self-organization of sandpiles. *Phys. Rev. E*, 47(2) :1401–1404, February 1993. doi : 10.1103/PhysRevE.47.1401. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.47.1401>.
- [144] N. Vandewalle, J. F. Lentz, S. Dorbolo, and F. Brisbois. Avalanches of Popping Bubbles in Collapsing Foams. *Phys. Rev. Lett.*, 86(1) :179–182, January 2001. doi : 10.1103/PhysRevLett.86.179. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.86.179>.
- [145] Julien Grynberg. *Mécanismes physiques et chimiques mis en jeu lors de la fusion du mélange SiO₂-Na₂CO₃*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2012. URL <https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-00829455/>.
- [146] Ruth N. Havemeyer. Freezing point curve of dimethyl sulfoxide—water solutions. *J. Pharm. Sci.*, 55(8) :851–853, August 1966. ISSN 1520-6017. doi : 10.1002/jps.2600550822. URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/jps.2600550822/abstract>.
- [147] Steven A. Schichman and Ralph L. Amey. Viscosity and local liquid structure in dimethyl sulfoxide-water mixtures. *J. Phys. Chem.*, 75(1) :98–102, January 1971. ISSN 0022-3654. doi : 10.1021/j100671a017. URL <http://dx.doi.org/10.1021/j100671a017>.

- [148] Stefan Van der Walt, Johannes L. Schönberger, Juan Nunez-Iglesias, François Boulogne, Joshua D. Warner, Neil Yager, Emmanuelle Gouillart, and Tony Yu. scikit-image : image processing in Python. *PeerJ*, 2 :e453, 2014. URL <https://peerj.com/articles/453>.
- [149] Nobuyuki Otsu. A threshold selection method from gray-level histograms. *Automatica*, 11(285-296) :23–27, 1975. URL <http://web-ext.u-aizu.ac.jp/course/bmclass/documents/otsu1979.pdf>.
- [150] Markus Raffel, Christian E. Willert, Steven Wereley, and Jürgen Kompenhans. *Particle image velocimetry : a practical guide*. Springer, 2013. URL <https://books.google.fr/books?hl=fr&lr=&id=v3r1CAAAQBAJ&oi=fnd&pg=PA1&dq=particle+image+velocimetry+a+practical+guide&ots=pyz-nYd-q6&sig=Ij6ScJMdbSf3caVY5dck-4-AlbQ>.
- [151] James Munkres. Algorithms for the assignment and transportation problems. *J. Soc. Ind. Appl. Math.*, 5(1) :32–38, 1957. URL <http://epubs.siam.org/doi/pdf/10.1137/0105003>.
- [152] Atsuyuki Okabe, Barry Boots, Kokichi Sugihara, and Sung Nok Chiu. *Spatial tessellations : concepts and applications of Voronoi diagrams*, volume 501. John Wiley & Sons, 2009. URL <https://books.google.fr/books?hl=fr&lr=&id=dT7YH3mjeeIC&oi=fnd&pg=PP2&dq=%5D+A.+0kabe,+B.+Boots,+K.+Sugihara,+and+S.N.+Chiu.+Spatial+tessellations.+Concepts+and+applications+of+Voronoi+diagrams+.+Wiley+and+Sons,+2000.&ots=839y2onbik&sig=C7Jbih0zIjSJ4oeey9NyRyWUgqE>.
- [153] Pierre-Yves Lagrée, Lydie Staron, and Stéphane Popinet. The granular column collapse as a continuum : validity of a two-dimensional Navier-Stokes model with a (I)-rheology. *J. Fluid Mech.*, 686 :378–408, 2011. URL <http://journals.cambridge.org/production/action/cjoGetFulltext?fulltextid=8413299>.
- [154] Stefan Hedman. Smooth and non-smooth approaches to simulation of granular matter. 2011. URL <http://www.diva-portal.org/smash/record.jsf?pid=diva2:465062>.
- [155] F. Melo, F. Vivanco, C. Fuentes, and V. Apablaza. Kinematic model for quasi static granular displacements in block caving : Dilatancy effects on drawbody shapes. *Int. J. Rock. Mech. Min.*, 45(2) :248–259, February 2008. ISSN 1365-1609. doi : 10.1016/j.ijrmms.2007.07.005. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1365160907000913>.
- [156] R. Castro, R. Trueman, and A. Halim. A study of isolated draw zones in block caving mines by means of a large 3d physical model. *Int. J. Rock. Mech. Min.*, 44(6) :860–870, September 2007. ISSN 1365-1609. doi : 10.1016/j.ijrmms.2007.01.001. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1365160907000111>.

- [157] R. L McNearny and J. F Abel. Large-scale two-dimensional block caving model tests. *Int. J. Rock. Mech. Min.*, 30(2) :93–109, April 1993. ISSN 0148-9062. doi : 10.1016/0148-9062(93)90703-G. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/014890629390703G>.
- [158] R. Trueman, R. Castro, and A. Halim. Study of multiple draw-zone interaction in block caving mines by means of a large 3d physical model. *Int. J. Rock. Mech. Min.*, 45(7) :1044–1051, October 2008. ISSN 1365-1609. doi : 10.1016/j.ijrmms.2007.11.002. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1365160907001797>.
- [159] F. Melo, F. Vivanco, C. Fuentes, and V. Apablaza. On drawbody shapes : From Bergmark–Roos to kinematic models. *Int. J. Rock. Mech. Min.*, 44(1) : 77–86, January 2007. ISSN 13651609. doi : 10.1016/j.ijrmms.2006.04.010. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1365160906000785>.
- [160] F. Vivanco, T. Watt, and F. Melo. The 3d shape of the loosening zone above multiple draw points in block caving through plasticity model with a dilation front. *Int. J. Rock. Mech. Min.*, 48(3) :406–411, April 2011. ISSN 13651609. doi : 10.1016/j.ijrmms.2010.11.018. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1365160910002200>.
- [161] R. M. Nedderman and U. Tüzün. A kinematic model for the flow of granular materials. *Powder Technol.*, 22(2) :243–253, March 1979. ISSN 0032-5910. doi : 10.1016/0032-5910(79)80030-3. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0032591079800303>.
- [162] A. Medina, J. A. Cordova, E. Luna, and C. Trevino. Velocity field measurements in granular gravity flow in a near 2d silo. *Phys. Lett. A*, 250(1) : 111–116, 1998. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375960198007956>.
- [163] Azadeh Samadani, A. Pradhan, and A. Kudrolli. Size segregation of granular matter in silo discharges. *Phys. Rev. E*, 60(6) :7203, 1999. URL <http://journals.aps.org/pre/abstract/10.1103/PhysRevE.60.7203>.
- [164] Beno Gutenberg and Charles Francis Richter. Magnitude and energy of earthquakes. *Ann. Geophys.-Italy*, 9(1) :1–15, 1956. URL <http://authors.library.caltech.edu/43574/>.
- [165] S. Kiesgen de Richter, G. Le Caër, and R. Delannay. Dynamics of rearrangements during inclination of granular packings : the avalanche precursor regime. *J. Stat. Mech.*, 2012(04) :P04013, 2012. ISSN 1742-5468. doi : 10.1088/1742-5468/2012/04/P04013. URL <http://stacks.iop.org/1742-5468/2012/i=04/a=P04013>.
- [166] J. Barés, M.L. Hattali, D. Dalmas, and D. Bonamy. Fluctuations of Global Energy Release and Crackling in Nominally Brittle Heterogeneous Fracture. *Phys. Rev. Lett.*, 113(26) :264301, December 2014. doi : 10.1103/PhysRevLett.113.264301. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.113.264301>.

- [167] Fusakichi Omori. *On the after-shocks of earthquakes*, volume 7. Univ. Tokyo, j. coll. sci. imper. univ. tokyo edition, 1894.
- [168] Álvaro Corral. Long-Term Clustering, Scaling, and Universality in the Temporal Occurrence of Earthquakes. *Phys. Rev. Lett.*, 92(10) :108501, March 2004. doi : 10.1103/PhysRevLett.92.108501. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.108501>.
- [169] F. Radjai and Stéphane Roux. Turbulentlike fluctuations in quasistatic flow of granular media. *Phys. Rev. Lett.*, 89(6) :064302, 2002. URL <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.89.064302>.
- [170] Jaehyuk Choi, Arshad Kudrolli, Rodolfo R. Rosales, and Martin Z. Bazant. Diffusion and Mixing in Gravity-Driven Dense Granular Flows. *Phys. Rev. Lett.*, 92(17) :174301, April 2004. doi : 10.1103/PhysRevLett.92.174301. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.174301>.
- [171] Roberto Arévalo, A. Garcimartin, and Diego Maza. Anomalous diffusion in silo drainage. *Eur. Phys. J. E*, 23(2) :191–198, 2007. URL <http://link.springer.com/article/10.1140/epje/i2006-10174-1>.
- [172] J. S. Olafsen and J. S. Urbach. Velocity distributions and density fluctuations in a granular gas. *Phys. Rev. E*, 60(3) :R2468–R2471, September 1999. doi : 10.1103/PhysRevE.60.R2468. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.60.R2468>.
- [173] Ashish V. Orpe and Arshad Kudrolli. Velocity Correlations in Dense Granular Flows Observed with Internal Imaging. *Phys. Rev. Lett.*, 98(23) :238001, June 2007. doi : 10.1103/PhysRevLett.98.238001. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.98.238001>.
- [174] A. P. F. Atman, E. Kolb, G. Combe, H. A. Paiva, and G. H. B. Martins. Non-Gaussian behavior in jamming / unjamming transition in dense granular materials. In *AIP Conference Proceedings*, pages 381–384, 2013. doi : 10.1063/1.4811947. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/proceeding/aipcp/10.1063/1.4811947>.
- [175] Constantino Tsallis. Nonadditive entropy and nonextensive statistical mechanics-An overview after 20 years. *Braz. J. Phys.*, 39(2A) :337–356, 2009. URL http://www.scielo.br/scielo.php?pid=S0103-97332009000400002&script=sci_arttext.
- [176] Kiwing To, Pik-Yin Lai, and H. K. Pak. Jamming of granular flow in a two-dimensional hopper. *Phys. Rev. Lett.*, 86(1) :71, 2001. URL <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.86.71>.
- [177] Song-Chuan Zhao. *Length scales in granular matter*. PhD thesis, Niedersächsische Staats-und Universitätsbibliothek Göttingen, 2013. URL https://ediss.uni-goettingen.de/bitstream/handle/11858/00-1735-0000-0015-9D98-C/szhao_submitted.pdf?sequence=1.

- [178] F. Pacheco-Vázquez and J.C. Ruiz-Suárez. Cooperative dynamics in the penetration of a group of intruders in a granular medium. *Nat. Commun.*, 1(8) :123, November 2010. ISSN 2041-1723. doi : 10.1038/ncomms1123. URL <http://www.nature.com/doifinder/10.1038/ncomms1123>.
- [179] F. Chevoir, F. Gaulard, and N. Roussel. Flow and jamming of granular mixtures through obstacles. *Europhys. Lett.*, 79(1) :14001, 2007. URL <http://iopscience.iop.org/article/10.1209/0295-5075/79/14001/meta>.
- [180] Somnath Mondal and Mukul M. Sharma. Role of flying buttresses in the jamming of granular matter through multiple rectangular outlets. *Granul. Matter*, 16(1) :125–132, February 2014. ISSN 1434-5021, 1434-7636. doi : 10.1007/s10035-013-0461-5. URL <http://link.springer.com/10.1007/s10035-013-0461-5>.
- [181] Guillaume Marty. *Comportement vitreux des systèmes athermiques : étude expérimentale d'un matériau granulaire bidimensionnel*. PhD thesis, Paris 11, January 2005. URL <http://www.theses.fr/2005PA112127>.
- [182] E. Kolb, P. Cixous, and J. C. Charmet. Flow fields around an intruder immersed in a 2d dense granular layer. *Granul. Matter*, 16(2) :223–233, April 2014. ISSN 1434-5021, 1434-7636. doi : 10.1007/s10035-014-0483-7. URL <http://link.springer.com/10.1007/s10035-014-0483-7>.
- [183] A. Seguin, Y. Bertho, F. Martinez, Jérôme Crassous, and P. Gondret. Experimental velocity fields and forces for a cylinder penetrating into a granular medium. *Phys. Rev. E*, 87(1) :012201, 2013. URL <http://journals.aps.org/pre/abstract/10.1103/PhysRevE.87.012201>.
- [184] A. Seguin, Y. Bertho, P. Gondret, and J. Crassous. Dense Granular Flow around a Penetrating Object : Experiment and Hydrodynamic Model. *Phys. Rev. Lett.*, 107(4) :048001, July 2011. doi : 10.1103/PhysRevLett.107.048001. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.107.048001>.
- [185] Hu Zheng, Joshua A. Dijksman, and R. P. Behringer. Shear jamming in granular experiments without basal friction. *Europhys. Lett.*, 107(3) :34005, 2014. ISSN 0295-5075. doi : 10.1209/0295-5075/107/34005. URL <http://stacks.iop.org/0295-5075/107/i=3/a=34005>.
- [186] Thomas C. Hales. A proof of the Kepler conjecture. *Ann. Math.*, 162(3) :1065–1185, 2005. URL <http://www.jstor.org/stable/20159940>.
- [187] Matthias Sperl. Experiments on corn pressure in silo cells—translation and comment of Janssen’s paper from 1895. *Granul. Matter*, 8(2) :59–65, 2006. URL <http://link.springer.com/article/10.1007/s10035-005-0224-z>.
- [188] Leonardo E. Silbert, Andrea J. Liu, and Sidney R. Nagel. Vibrations and diverging length scales near the unjamming transition. *Phys. Rev. Lett.*, 95(9) :098301, 2005. URL <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.95.098301>.

- [189] Theodore A. Brzinski III and Douglas J. Durian. Characterization of the drag force in an air-moderated granular bed. *Soft Matter*, 6(13) :3038–3043, 2010. URL <http://pubs.rsc.org/en/content/articlehtml/2010/sm/b926180j>.
- [190] M. Scheel, R. Seemann, M. Brinkmann, M. Di Michiel, A. Sheppard, B. Breidenbach, and S. Herminghaus. Morphological clues to wet granular pileability. *Nat. Mater.*, 7(3) :189–193, March 2008. ISSN 1476-1122. doi : 10.1038/nmat2117. URL <http://www.nature.com/accesdistant.upmc.fr/nmat/journal/v7/n3/full/nmat2117.html>.

Milieux granulaires réactifs : dynamique et structure autour de grains en transformation

Les transformations physiques et chimiques qui apparaissent au sein de milieux granulaires réactifs induisent des réorganisations dynamiques et structurelles importantes. Largement utilisés pour des applications industrielles, le comportement de ces matériaux en évolution doit être compris. Dans ce travail, nous étudions expérimentalement les réarrangements d'un empilement granulaire modèle soumis à des transformations localisées d'un ou plusieurs grains. Les dispositifs expérimentaux mis au point permettent un suivi bidimensionnel de la structure environnante alors qu'un ou plusieurs grains réduisent de tailles et/ou sont tirés hors de l'empilement. La réponse moyenne du matériau aux temps longs s'apparentent aux écoulements quasi-statiques couramment observés dans les silos. Le comportement instantané de l'empilement est quant à lui très hétérogène dans l'espace et dans le temps. Il présente une dynamique intermittente avec des événements décorrélés en temps et des amplitudes distribuées en loi de puissance. Les tailles des grains en évolution jouent un rôle important sur la réponse dynamique de l'empilement granulaire notamment en lien avec l'apparition de phénomènes de structuration pour les plus petits intrus. Par ailleurs, la présence d'un second grain en évolution à proximité d'un premier génère des effets coopératifs. Une distance caractéristique de séparation pour l'émergence de ces phénomènes est mise en évidence, elle ne dépend que de l'empilement et non de la taille des grains en évolution. Enfin, les évolutions instantanées des fractions volumiques locales montrent des distributions similaires suggérant un unique mécanisme de réarrangements structuraux.

Reactive granular media : structure and dynamics around transforming grains

Physical and chemical transformations appearing in reactive granular media yield strong dynamical and structural reorganizations. Widely used for industrial applications, the behavior of these evolving materials needs to be understood. In this work, we experimentally study the rearrangements of a model granular packing undergoing localized transformations of one or several grains. The experimental setups allow a two-dimensional tracking of the surrounding structure while one or several grains are either reducing in size or being pulled out of the packing. The average long-term response of the material is similar to quasi-static flows commonly observed in silos. The instantaneous behavior of the packing is heterogeneous in space and time. It shows an intermittent dynamic with events decorrelated in time whose amplitudes are power-law distributed. The sizes of the evolving grains play an important role on the dynamical response of the granular packing by the appearance of arches for the smallest intruders. Moreover, the presence of a second evolving grain generates cooperative effects. A characteristic distance between the two intruders is found, it does depend on the packing properties and not on the size of the evolving grains. Finally, instantaneous evolutions of local densities show similar distributions suggesting a unique mechanism in terms of structural reorganizations.