



HAL
open science

(Géo-)Mécanique Discrète

Vincent Richefeu

► **To cite this version:**

Vincent Richefeu. (Géo-)Mécanique Discrète. Matériaux et structures en mécanique [physics.class-ph]. Ecole Doctorale IMEP2, 2019. tel-02280044v1

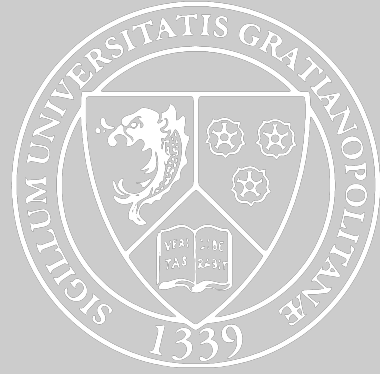
HAL Id: tel-02280044

<https://theses.hal.science/tel-02280044v1>

Submitted on 5 Sep 2019 (v1), last revised 17 Sep 2019 (v2)

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.



Mémoire présenté en vue de l'obtention du diplôme
d'Habilitation à Diriger des Recherches

Présentée par

Vincent RICHEFEU

(Géo-)Mécanique Discrète

soutenue le **07/06/2019**

devant le jury composée de :

Gaël COMBE

Professeur, Laboratoire 3SR, Université Grenoble Alpes, Président du jury

Philippe CLAUDIN

Directeur de Recherche, CNRS, ESPCI Paris, Rapporteur

Alfredo TABOADA

Maître de Conférences Hors Classe, GéoSciences, Université Montpellier II, Rapporteur

Thierry FAUG

Chercheur, IRSTEA Grenoble, Rapporteur

Marina PIRULLI

Associate Professor, Politecnico di Torino, Examinatrice

Jean-Yves DELENNE

Directeur de Recherche, IATE, INRA Montpellier, Examineur

Table des matières

| | |
|---|-----------|
| Introduction générale | 5 |
| 1 Travaux de recherche | 5 |
| 1.1 Outils numériques au service de la recherche | 5 |
| 1.2 Une (petite) réflexion sur les travaux réalisés | 6 |
| 2 Encadrements doctoraux | 7 |
| 3 Enseignement | 7 |
| 3.1 Mission classique d'enseignement | 7 |
| 3.2 Actions de vulgarisation | 7 |
| 4 Curriculum vitæ | 8 |
| | |
| I Multi-physiques et micro-mécanique des milieux granulaires | 13 |
| | |
| 1 Matériaux granulaires non-saturés | 15 |
| 1.1 Introduction | 15 |
| 1.2 Forces capillaires (état pendulaire) | 15 |
| 1.3 De l'état pendulaire à la saturation | 19 |
| 1.3.1 Procédures numériques | 19 |
| 1.3.2 Morphologie de la phase liquide | 19 |
| 1.3.3 Résistance par cohésion capillaire | 20 |
| 1.4 Conclusions et perspectives | 21 |
| | |
| 2 Micro-mécanique expérimentale | 23 |
| 2.1 Introduction | 23 |
| 2.2 Suivi de particules par imagerie quantitative | 23 |
| 2.2.1 Trouver <i>toutes</i> les positions au pixel près | 25 |
| 2.2.2 Optimiser une position avec une précision sub-pixel | 26 |
| 2.2.3 Quelques exemples d'utilisation de l'outil de corrélation | 26 |
| 2.3 Fluctuation des déplacements | 27 |
| 2.3.1 Analogies avec la turbulence : la <i>granulence</i> | 28 |
| 2.3.2 Validation expérimentale d'une loi d'échelle non-extensive | 29 |
| 2.3.3 Évolution des q -statistiques lors de la localisation de la déformation | 30 |
| 2.4 Dédire les forces de contact à partir d'images | 33 |
| 2.5 Conclusions et perspectives | 35 |
| | |
| II Matériaux granulaires dans l'ingénierie | 37 |
| | |
| 1 Avalanches rocheuses | 39 |
| 1.1 Introduction | 39 |
| 1.2 Modèle (éléments discrets) et validation | 39 |
| 1.2.1 Forme des blocs | 40 |
| 1.2.2 Modèle de contact/collision | 41 |
| 1.2.3 Validation | 42 |
| 1.3 Essais de laboratoire | 44 |
| 1.3.1 Modes de dissipation | 44 |
| 1.3.2 Cinématique | 46 |
| 1.3.3 Paramètres influençant l'écoulement | 46 |
| 1.4 Études de cas réels | 48 |

| | | |
|------------|--|-----------|
| 1.5 | Modélisation continue | 51 |
| 1.6 | Conclusions et perspectives | 53 |
| 2 | Compaction de matériaux granulaires fracturables | 55 |
| 2.1 | Introduction | 55 |
| 2.2 | Modèle de coques cassables | 56 |
| 2.3 | Caractérisation des coques et préparation des échantillons | 58 |
| 2.4 | Compression œdométrique | 58 |
| 2.5 | Vers un modèle analytique pour la prédiction des déformations et des contraintes | 59 |
| 2.6 | Conclusions et perspectives | 60 |
| III | Autres travaux et projet | 63 |
| 1 | Autres travaux collaboratifs | 65 |
| 1.1 | Introduction | 65 |
| 1.2 | Modélisation mésoscopique de matériaux quasi-fragiles | 65 |
| 1.3 | Bio-mécanique et éléments discrets | 66 |
| 1.4 | Identification expérimentale de modèles de zones cohésives | 67 |
| 1.5 | Mélanges granulaires | 68 |
| 1.6 | Effets de forme des particules | 69 |
| | Projet de recherche | 71 |

Introduction générale

Je me suis efforcé, en écrivant ce document, à avoir un regard global sur les travaux que j'ai pu mener jusqu'à présent. Il était nécessaire en particulier de trouver une ligne directrice qui me serait utile dans mes perspectives de recherche scientifique futures.

Ce n'est pas un secret, j'aime la programmation et j'ai développé un grand nombre d'outils au cours de mes recherches. Cela m'a d'ailleurs été reproché quelques fois. Après tout, c'est normal lorsqu'un code de calcul de dynamique moléculaire 3D est développé au sein même du laboratoire qui a inventé la dynamique des contacts et qui dispose d'une plateforme de calcul. C'est également justifié lorsqu'on constate qu'une personne se met à développer un outil de calcul basé sur une méthode dont une alternative sérieuse existe quelques bureaux plus loin. Je pourrais citer plein d'autres situations semblables. On m'a donc souvent dit "c'est pas bien!", et je le comprends, mais d'un autre côté, on est souvent venu me chercher justement pour ces compétences.

Pour en revenir à la ligne directrice de ce manuscrit, ma première idée était donc de présenter mes travaux sous l'angle des outils informatiques. En y réfléchissant, je me suis néanmoins rappelé deux choses :

- ① j'ai mis le doigt dans l'engrenage de la modélisation en éléments discrets dès ma thèse et je n'en suis finalement jamais sorti ;
- ② le fruit de mes recherches ne concerne pas le développement d'outils informatiques, celui-ci n'est, de mon point de vu, qu'un moyen pour mener à bien des investigations.

C'est donc avec cette logique que je me suis mis en tête de présenter mes travaux. L'organisation de ce manuscrit s'appuie, de ce fait, sur un découpage qui sépare une recherche plutôt fondamentale (amont) à une recherche appliquée (ingénierie), et le caractère "discret", toujours présent, apparaît sous différentes formes. Ceci se traduit par un découpage en deux parties distinctes : "*Multi-physiques et micro-mécanique des milieux granulaires*" et "*Matériaux granulaires dans l'ingénierie*". Une troisième partie présente quelques autres travaux collaboratifs qu'il me tenait à cœur de mentionner. Les développements y sont beaucoup plus rapides et j'ai dû me restreindre à quelques exemples qui, je l'espère, seront capable de rendre compte de la diversité de mon travail.

Pour une lecture en diagonal, les chapitres des deux premières parties débutent par une section "en bref" et se terminent par des conclusions et perspectives succinctes. J'ai essayé de citer mes collaborateurs autant que faire se peut, et je prie les personnes concernées de pardonner les éventuels oublis. Le document se termine par l'esquisse d'un projet de recherche scientifique qu'il conviendra de discuter au moment de la soutenance. Je vous souhaite une bonne lecture et j'espère que ce rapport nous permettra d'avoir des discussions intéressantes et fructueuses.

1 Travaux de recherche

1.1 Outils numériques au service de la recherche

Les thèmes abordés dans mes travaux de recherche ont comme point commun le développement et l'utilisation de méthodes numériques originales permettant de mieux comprendre le comportement de systèmes mécaniques formés d'entités distinctes. Il peut s'agir d'éléments rigides comme les grains d'un milieu granulaires (Discrete Element Method, DEM), mais aussi d'éléments comme des poutres constituant un réseau connecté (Lattice Element Method, LEM), ou d'éléments finis volumiques associés à des éléments surfaciques incluant des sauts de déplacement (Cohesive Zone Model, CZM). La prise en compte des phases fluides (liquide et gaz) dans l'espace poral de milieux granulaires, m'a également amené à faire des développements basés sur l'approche Lattice Boltzmann Method (LBM).

Tous ces systèmes divisés sont dotés d'un comportement complexe qui résulte d'une réponse collective et de l'interaction des éléments le constituant. Une phénoménologie très riche, souvent d'origine géométrique, peut être décryptée à différentes échelles. Pour cela, une multitude d'outils et de méthodes numériques ont été développés et mis en œuvre. Les études que j'ai abordées ont comme point commun de proposer une analyse à petite échelle de matériaux à caractère discret, en utilisant les approches numériques pertinentes.

Jusqu'à présent, mes activités de recherche se sont articulées principalement autour des points suivants :

- ✘ la modélisation d'avalanches rocheuses par une approche DEM;
- ✘ la modélisation de milieux granulaires non saturés par une approche couplée DEM et LBM;
- ✘ l'étude expérimentale des fluctuations de déplacement dans les milieux granulaires qui met en œuvre des techniques d'analyse d'images numériques;
- ✘ la modélisation des bétons par une approche LEM;
- ✘ et plus récemment, la modélisation mécanique de la motilité de cellules et de la morphogenèse de tissus biologiques.

Toutes ces activités pourraient sembler disparates, mais il est clair que l'aspect *discret* dans la modélisation constitue ici le point commun entre les thèmes de recherches abordés. Ceux-ci sont donc associés à des applications qui impliquent l'utilisation de la méthode numérique la mieux appropriée.

Le format de ce manuscrit ne donne pas la place pour développer dans le détail de ces différentes méthodes numériques. Le lecteur intéressé pourra trouver des informations plus techniques à l'url <https://richefeu.gitbook.io/cdm/> que je mets régulièrement à jour.

1.2 Une (petite) réflexion sur les travaux réalisés

La nature est envahie de discontinuités de tous genres. On peut même affirmer qu'aucun matériau n'est réellement continu si on descend à une échelle suffisamment petite. La croûte terrestre, par exemple, présente des failles et peut elle-même être constituée de roches – avec des discontinuités – ou de sols fait de particules de toute taille. En allant encore plus bas dans les échelles, on peut atteindre celle des macro-molécules (plaquettes d'argile) et même des atomes. En tant que mécanicien, on aura toutefois difficilement tendance à aller voir en deçà.

La continuité peut être vue comme l'apparence moyenne d'une série de discontinuités à peu près régulière. Toute continuité apparente, examinée avec un agrandissement suffisant montre de multiples discontinuités. Ceci s'applique absolument partout (je n'ai personnellement pas trouvé de contre-exemple). Je me suis également rendu compte que l'étude mécanique de divers matériaux avait été systématiquement abordée par leurs caractères discontinus lors de mes recherches.

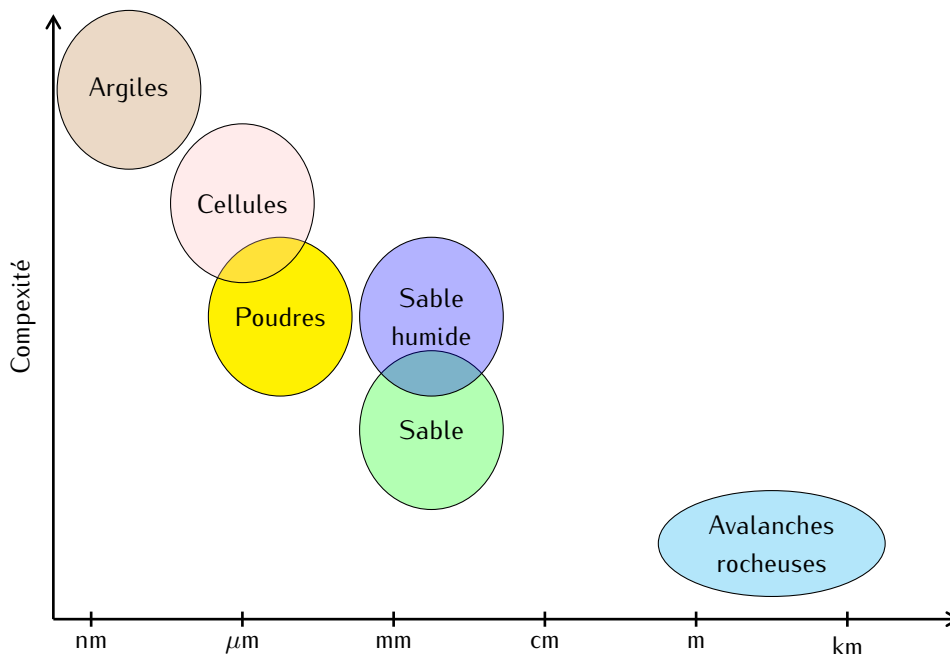


FIGURE 1 – Une représentation subjective de la complexité des modèles pour différents matériaux en éléments distincts en fonction des dimensions caractéristiques des éléments.

On voit sur cette illustration, même si la gradation de l'axe vertical est très subjective, que descendre dans les échelles implique nécessairement une augmentation de la complexité de la physique. Du point de vue des calculs numériques, ceci sous-entend une augmentation des durées CPU des simulations. Malgré tout, il semble vraiment primordial d'aller explorer les petites échelles dans le but d'y trouver des explications à des phénomènes observables macroscopiquement.

2 Encadrements doctoraux

Au moment où j'écris ce rapport, j'ai co-encadré 7 thèses et j'ai été Directeur d'une thèse par dérogation. Ces thèses sont listées ci-après avec une description très succincte des sujets traités et des méthodes numériques employées :

- ✗ Ewa PIOTROWSKA (15 janvier 2013), béton sous fort confinement (bétons, LEM)
- ✗ Phuoc HUU BUI (21 novembre 2013), longueur interne, matériaux quasi-fragile (bétons, LEM)
- ✗ Stiven CUERVO (4 novembre 2015), avalanches rocheuses (DEM)
- ✗ Sylvie JAUVERT (thèse non soutenue), motilité, croissance, division de cellule biologiques (DEM)
- ✗ Mathias TOLOMEO (22 octobre 2018), mesure de forces de contact par analyse inverse (DEM, CD, CSEP)
- ✗ Fabio GRACIA (12 janvier 2018), modélisation continue de mouvements gravitaires (MPM)
- ✗ Marta STASIAK (soutenance programmée le 12 juillet 2019), un matériau granulaire très compressible (DEM)
- ✗ Bruna GARCIA (soutenance prévue à la rentrée 2019), avalanches rocheuses (DEM, analyse trajectographique)

Sans lister tous les stages que j'ai pu encadrer, Une moyenne de l'ordre d'un peu plus d'un stage par an peut être avancée.

3 Enseignement

3.1 Mission classique d'enseignement

J'ai enseigné dès le début de ma thèse (vacations), notamment à l'IUT de Nîmes et à l'UFR des sciences à Montpellier. Puis, j'ai été recruté au département Génie Civil et Constructions Durables (GCCD) de l'IUT 1 de Grenoble en tant qu'enseignant-chercheur en septembre 2008. J'ai enseigné la statique des structures (détermination des actions de liaison, efforts internes, contraintes axiales et de cisaillement dans des structures du Génie Civil), les mathématiques et le matériau béton (formulation, caractéristiques et mise en œuvre). Je suis responsable pédagogique du module bases de calcul des structures. J'ai également été responsable pédagogique des modules de mathématique et de mécanique, tous deux réservés aux étudiants désirant faire une poursuite d'étude (école d'ingénieurs) après l'IUT lors du précédent programme pédagogique national (PPN). Mon service d'enseignement est régulièrement complété de 30 à 50 HeTD complémentaires chaque année; il s'agit essentiellement d'heures de face-à-face avec les étudiants mais aussi d'autres heures liées à des missions diverses (suivis de stage, d'étudiants en formation continue, soutenances et autres tâches administratives).

Jusqu'en 2013, j'ai été en charge de l'organisation des Devoirs Surveillés et des rattrapages au département GCCD. De 2013 à 2015, je me suis occupé de la gestion des Heures Complémentaires sur la plateforme HELICO pour le personnel enseignant du département GCCD. J'ai eu l'occasion d'intervenir ponctuellement (quelques heures) pour des cours sur la modélisation DEM au niveau master 2, des cours à une école d'hiver Tec21 (1st Winter school on multi scale approaches and multiphysics couplings in fluid and solid mechanics), ainsi que des cours à Aussois dans le cadre d'une manifestation MECAMAT.

3.2 Actions de vulgarisation

Depuis ma thèse, j'ai été amené à participer et à proposer des "activités" dans le cadre d'actions de vulgarisation (Granulo-Sciences, Fête de la Science 2005). Ceci est pour beaucoup lié au fait que les particularités des milieux granulaires avaient été rendues "à la mode" par la communauté des physiciens depuis les années 2000. Parmi les actions les plus récentes, on peut évoquer :

- ✗ Fête de la science 2014 : Village des Sciences du Campus, maquette pédagogique sur les chutes de blocs rocheux, animation pour des groupes scolaires (Collèges et Lycées).
- ✗ 8 juillet 2015 : Présentation de la maquette pédagogique "chute de blocs" à des enseignants du secondaire.
- ✗ Consultation pour avis scientifique et préparation de l'émission "On n'est pas que des cobayes" (France 5) portant sur le défi : "marcher sur des ballons de baudruche sans les éclater". Réalisation d'un code de calcul pour la simulation numérique de la transmission des efforts dans un assemblage de ballons de baudruche.



4 Curriculum vitæ

Français, né le 9 mai 1977, marié, 2 enfants.

Formation/Carrière

- Depuis 2008 **Maître de Conférences**, IUT1 de Grenoble, département Génie Civil, Université Joseph Fourier (Université Grenoble-Alpes depuis 2016), Grenoble, France.
- 2006–2008 **Post-dotorat** IRSN (Cadarache), *Détermination de modèles de zones cohésives (CZM) pour la fissuration par une approche couplée simulations/expériences à base de techniques d'imagerie.*
- 2005–2006 **ATER**, UFR Sciences de Montpellier.
- 2002–2005 **Thèse de doctorat** (DGA-CNRS), école doctorale Information, Structures, Systèmes, Université Montpellier 2, *Approche par éléments discrets 3D du comportement de matériaux granulaires cohésifs faiblement contraints.*
- 2001–2022 **Concepteur/Dessinateur** (CDI) de machines outils destinées à la transformation des matériaux non-tissés, MATHEC (www.mathec.com).
- 2000–2001 **DEA Mécanique des Matériaux et des Milieux Complexes des Structures et des Systèmes**, école doctorale Information, Structures, Systèmes, Université Montpellier 2.

Liste des publications (Peer-reviewed)

28. F. Gracia, P. Villard, V. Richefeu (2019) *Comparison of two numerical approaches (DEM and MPM) applied to unsteady flow*, Computational Particle Mechanics, in press
27. M. Tolomeo, V. Richefeu, G. Combe, J-N Roux, G. Viggiani (2018) *An assessment of discrete element approaches to infer intergranular forces from experiments on 2D granular media*, International Journal of Solids and Structures, in press
26. L. Viallon-Galinier, G. Combe, V. Richefeu, A.P.F. Atman (2018) *Emergence of shear bands in confined granular systems : singularity of the q -statistics*, Entropy 20(11), 862
25. J. Desrues, A. Argilaga, D. Caillerie, G. Combe, T.K. Nguyen, V. Richefeu, S. dal Pont (2018) *From discrete to continuum modelling of Boundary Value Problems in Geomechanics : an integrated FEM-DEM approach*, Int J Numer Anal Methods Geomech 43(5), pp. 919–955
24. V. Richefeu, F. Radjai, J.-Y. Delenne (2016) *Lattice Boltzmann modelling of liquid distribution in unsaturated granular media*, Computers and Geotechnics 80, pp. 353–359
23. G. Combe, V. Richefeu, M. Stasiak, A.P.F. Atman (2015) *Experimental Validation of a Nonextensive Scaling Law in Confined Granular Media* Physical Review Letters 115(23), 238301
22. G. Mollon, V. Richefeu, P. Villard, D. Daudon (2015) *Discrete modelling of rock avalanches : sensitivity to block and slope geometries*. Granular Matter 17(5), pp. 645–666
21. J.-Y. Delenne, V. Richefeu, F. Radjai (2015) *Liquid clustering and capillary pressure in granular media*. J. Fluid Mech. 762, R5 (associé à un Focus on Fluids écrit par J.-N. Roux)
20. D. Daudon, P. Villard, V. Richefeu, G. Mollon (2014) *Influence of the morphology of slope and blocks on the energy dissipations in a rock avalanche*. C.R. Mécanique 343(2), pp. 166–177
19. P. Bottelin, D. Jongmans, D. Daudon, A. Mathy, A. Helmstetter, V. Bonilla-Sierra, H. Cadet, D. Amitrano, V. Richefeu, L. Lorier, L. Baillet, P. Villard, F. Donzé (2014) *Seismic and mechanical studies of the artificially triggered rockfall at the Mount Néron (French Alps, December 2011)*. Nat. Hazards Earth Syst. Sci. 14(2), 2014, pp. 3175–3193
18. S. Jauvert, R. Peyroux, V. Richefeu (2013) *A mechanical model for cell motility and tissue morphogenesis*. Computer Methods in Biomechanics and Biomedical Engineering 16(1), pp. 13–14
17. V. Richefeu, G. Combe, G. Viggiani (2012) *An experimental assessment of displacement fluctuations in a 2D granular material subjected to shear*. Géotechnique Letters 2, pp. 113–118
16. G. Mollon, V. Richefeu, P. Villard, D. Daudon (2012) *Numerical simulation of rock avalanches : influence of local dissipative contact model on the collective behavior of granular flows*. Journal of Geophysical Research 117, F0203
15. V. Richefeu, G. Mollon, D. Daudon, P. Villard (2012) *Dissipative contacts and realistic block shapes for modeling rock avalanches*. Engineering Geology vol. 149–150, pp. 78–92

14. B. Harthong, J.-F. Jérier, V. Richefeu, B. Chareyre, P. Dorémus, D. Imbault, F.-V. Donzé. *Contact impingement in packings of elastic-plastic spheres : application to powder compaction*. International Journal of Mechanical Sciences 61(1), pp. 32-43
13. CEGEO, B. Saint-Cyr, K. Szarf, C. Voivret, E. Azéma, V. Richefeu, J.-Y. Delenne, G. Combe, C. Nouguier-Lehon, P. Villard, P. Sornay, M. Chaze, F. Radjai (2011) *Particle shape dependence in granular media*. EPL 98(4), 44008
12. V. Richefeu, A. Chrysochoos, V. Huon, Y. Monerie, R. Peyroux, B. Wattrisse (2012) *Towards local identification of cohesive zone models using digital image correlation*. European Journal of Mechanics – A/Solids 34, pp. 38-51
11. J.-F. Jérier, B. Harthong, V. Richefeu, B. Chareyre, D. Imbault, F.-V. Donzé, P. Dorémus (2011) *Study of cold powder compaction by using the discrete element method*. Powder Technology 208(2), pp. 537-541
10. J.-F. Jérier, V. Richefeu, D. Imbault, F. Donzé (2010) *Packing spherical discrete elements for large scale simulations*. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 199(25-28), pp. 1668-1676
9. F. Radjai, V. Richefeu (2009) *Bond anisotropy and cohesion of wet granular materials*. Phil. Trans. R. Soc. A 367, pp. 5123-5138
8. F. V. Donzé, V. Richefeu, S.-A. Magnier (2009) *Advances in Discrete Element Method Applied to Soil, Rock and Concrete Mechanics*. Electronic Journal of Geotechnical Engineering
7. F. Radjai, V. Richefeu (2009) *Contact dynamics as a nonsmooth discrete element method*. Mechanics of Materials 41, pp. 715-728
6. V. Richefeu, M. S. El Youssoufi, E. Azéma, F. Radjai (2009) *Force transmission in dry and wet granular media*. Powder Technology 190(1-2), pp. 258-263
5. E. Azéma, F. Radjai, R. Peyroux, V. Richefeu, G. Saussine (2008) *Short-time dynamics of a packing of polyhedral grains under horizontal vibrations*. European Physical Journal E 26(3), pp. 327-335
4. V. Richefeu, M. S. El Youssoufi, R. Peyroux, F. Radjai (2007) *A model of capillary cohesion for numerical simulations of 3D polydisperse granular media*. International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics 32(11), pp. 1365-1383
3. V. Richefeu, F. Radjai, M. S. El Youssoufi (2006) *Stress transmission in wet granular materials*. European Physical Journal E 21, pp. 359-369
2. V. Richefeu, M. S. El Youssoufi, F. Radjai (2006) *Shear strength properties of wet granular materials*. Physical Review E 73, 051304
1. F. Cherblanc, I. Mrani, V. Richefeu, M. S. El Youssoufi, G. Fras, J.-C. Bénét (2002) *Couplages déformations/transport dans un milieu bi-constituant élastique*. Bulletin des Milieux Poreux et Transferts Hydriques 48, pp. 99-105

Chapitres d'ouvrages

5. J.-Y. Delenne, V. Richefeu, V. Topin, F. Radjai (2011) *Numerical modeling of cohesive interactions in Discrete Numerical Modeling of Granular Materials*, Discrete-Element Modeling of Granular Materials, Ouvrage collectif coordonné par Farhang Radjai et Frédéric Dubois, iSTE, Wiley Ed., February 2011.
4. J.-Y. Delenne, M. S. El Youssoufi, V. Richefeu, V. Topin, F. Radjai (2010) *Modélisation numérique des interactions cohésives, dans Modélisation numérique discrète des matériaux granulaires*, Modélisation numérique discrète des matériaux granulaires (Série Géomatériaux, MIM), Ouvrage collectif coordonné par Farhang Radjai et Frédéric Dubois, Lavoisier, Editions HERMES Science, Juin 2010.
3. M. S. El Youssoufi, F. Radjai, V. Richefeu, F. Soulié (2008) *Cohésion capillaire des milieux granulaires humides, in Micromécanique de la rupture dans les milieux granulaires*. Ouvrage collectif coordonné par François Nicot et Richard Wan, Hermès Edition.
2. J. Boscus, F. Cherblanc, V. Richefeu, J.-C. Bénét (2005) *Mechanical, electrical and osmotic consolidation of Agar gel*, Mechanical Modelling and Computational Issue in Civil Engineering, M. Frémond and F. Maceri (Eds), Springer.
1. J.-C. Bénét, J. Boscus, V. Richefeu (2003) *Interaction between aqueous solution transport and stress/strain in a porous medium*, IUTAM Symposium on the mechanics of physicochemical and electromechanical interactions in porous media, Rolduc, Kerkrade, Kluwer Academic Pub, The Netherlands (ISBN/SKU : 140203864X).

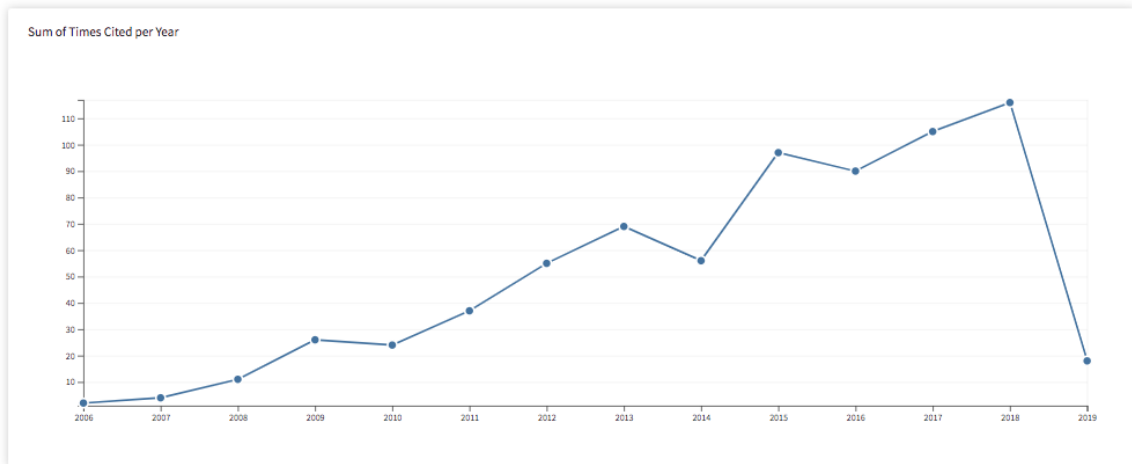
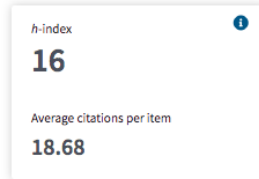
Ouvrage

Modeling Gravity Hazards from Rockfalls to Landslides Richefeu, V., Villard, P. 2016

Une sélection de papiers de conférence

- ↔ Garcia, B., Villard, P., Richefeu, V., Daudon, D. (2017) *Experimental and DEM analysis of the dissipation involved in the collision of a boulder with a substratum*, EPJ Web of Conferences
- ↔ Gracia, F., Villard, P., Richefeu, V. (2017) *A comparison between DEM and MPM for the modeling of unsteady flow*, EPJ Web of Conferences
- ↔ Blanc, N., Richefeu, V., Mayer, C., Delenne, J.-Y. (2017) *Deconvolution of grading curves during milling : Example of wheat straw*, EPJ Web of Conferences
- ↔ Tolomeo, M., Richefeu, V., Combe, G., Roux, J.-N., Viggiani, G. (2017) *Assessing contact forces in granular materials from experimental measurements of kinematics*, EPJ Web of Conferences
- ↔ Stasiak, M., Combe, G., Desrues, J., (...), Armand, G., Zghondi, J. (2017) *Experimental investigation of mode I fracture for brittle tube-shaped particles*, EPJ Web of Conferences
- ↔ Nguyen, T.K., Claramunt, A.A., Caillerie, D., (...), Desrues, J., Richefeu, V. (2017) *FEM×DEM : A new efficient multi-scale approach for geotechnical problems with strain localization*, EPJ Web of Conferences
- ↔ Tolomeo, M., Saitoh, K., Gaël, C., (...), Richefeu, V., Viggiani, G. (2017) *Stochastic model for the micro-mechanics of jammed granular materials : Experimental studies and numerical simulations*, EPJ Web of Conferences
- ↔ Delenne, J.-Y., Richefeu, V., Radjai, F. (2015) *Lattice Boltzmann modeling of liquid clusters in granular media*, Geomechanics from Micro to Macro - Proceedings of the TC105 ISSMGE International Symposium on Geomechanics from Micro to Macro, IS-Cambridge 2014
- ↔ Combe, G., Richefeu, V., Viggiani, G. (2015) *Displacement fluctuations in granular materials : A direct manifestation of grain rearrangement*, Geomechanics from Micro to Macro - Proceedings of the TC105 ISSMGE International Symposium on Geomechanics from Micro to Macro, IS-Cambridge 2014
- ↔ Cuervo, S., Daudon, D., Richefeu, V., Villard, P., Lorentz, J. (2015) *Discrete element modeling of a rockfall in the south of the "Massif Central", France*, Engineering Geology for Society and Territory - Volume 2 : Landslide Processes
- ↔ Mollon, G., Richefeu, V., Villard, P., Daudon, D. (2013) *Assessment of discrete element modelling parameters for rock mass propagation*, Landslide Science and Practice : Spatial Analysis and Modelling
- ↔ Combe, G., Richefeu, V. (2013) *TRACKER : a particle image tracking (PIT) technique dedicated to nonsmooth motions involved in granular packings*, AIP Conference Proceedings
- ↔ Mollon, G., Richefeu, V., Villard, P., Daudon, D. (2013) *Dissipative discrete element model applied to rock avalanches*, AIP Conference Proceedings
- ↔ Delenne, J.-Y., Richefeu, V., Radjai, F. (2013) *Capillary states of granular materials in the funicular state*, AIP Conference Proceedings, Vol. 1542, pp. 1023-1026
- ↔ Richefeu, V., Combe, G., Maurin, R. (2013) *An attempt in assessing contact forces from a kinematic field*, AIP Conference Proceedings, Vol. 1542, pp. 429-432
- ↔ Combe, G., Noguier-Lehon, C., Azéma, E., Szarf, K., Saint-Cyr, B., Chaze, M., Radjai, F., Villard, P., Delenne, J.-Y., Richefeu, V., Sornay, P., Voivret, C., Cegeo Group (2013) *A benchmark for particle shape dependence*, AIP Conference Proceedings, Vol. 1542, pp. 883-886
- ↔ Radjai, F., Topin, V., Richefeu, V., Voivret, C., Delenne, J.-Y., Azéma, E., El Youssofi, S. (2010) *Force transmission in cohesive granular media*, AIP Conference Proceedings, Vol. 1227, pp. 240-259
- ↔ Huon, V., Richefeu, V., Shuang, W., Chrysochoos, A., Monerie, Y., Wattrisse, B. (2010) *Experimental characterisation of a cohesive zone model using digital image correlation*, EPJ Web of Conferences, Vol. 6
- ↔ Richefeu, V., Radjai, F. and El Youssofi, M.S. (2009) *Shear strength and stress distribution in wet granular media*, AIP Conference Proceedings, Vol. 1145, pp. 919-922
- ↔ Richefeu, V., El Youssofi, M.S., Peyroux, R., Bohatier, C. (2005) *Frictional contact and cohesion laws for Casagrande's shear test on granular materials by 3D DEM – Comparison with experiments*, Powders and Grains 2005 - Proceedings of the 5th International Conference on Micromechanics of Granular Media, Vol. 1, pp. 509-512

Rapport de citation *Web of Science* (Avril 2019)



Première partie

**Multi-physiques et micro-mécanique des
milieux granulaires**

1

Matériaux granulaires non-saturés

En bref : “ Les actions de recherche présentées dans ce chapitre débutent par celles de ma thèse soutenue en 2005 (elles seront donc très peu développées). Ces travaux sur la modélisation des matériaux granulaires non saturés se sont poursuivis en collaboration avec les collègues de Montpellier, [Farhang RADJAI](#) et [Jean-Yves DELENNE](#). Nous verrons au cours de ce chapitre comment la prise en compte des forces de cohésion capillaires au travers d'une loi de force dans la DEM a conduit à certaines observations portant sur la transmission des forces et sur la résistance mécanique des milieux granulaires, faiblement humides. Plus récemment, l'utilisation de l'approche LBM multi-phasique a permis de s'orienter vers l'analyse de la morphologie de la phase fluide. Un objectif est de développer un outil mettant en œuvre un couplage fort et complet entre les approches DEM et LBM. ”

1.1 Introduction

L'eau et les solides granulaires sont les formes de la matière les plus courantes sur terre, et pourtant, nous commençons à peine à comprendre comment ils se mélangent et comment ils se comportent ensemble. En particulier, des matériaux granulaires partiellement saturés sont restés largement inexplorés en raison de la texturation complexe de l'eau dans l'espace poreux en dépit des effets de cohésion cruciaux que cela implique dans de nombreux processus naturels et industriels. Parmi ces processus, on peut évoquer la stabilisation de pentes par la végétation en raison de la propriété hydro-mécanique de l'ensemble sol-racine, le transport de polluants au-dessus de la zone phréatique où l'eau est retenu par des forces capillaires, le mélange humide et l'agglomération de minerais et de poudres.

La cohésion capillaire a souvent été étudiée pour son rôle crucial dans les propriétés d'écoulement et de mélange des matériaux granulaires humides. La cohésion des sols non-saturés est un paramètre fondamental pour les environnements de construction tels que les remblais et les excavations ([Kim and Hwang, 2003](#); [Liu et al., 2003](#)). L'approche que j'affectionne est de partir d'une échelle suffisamment petite (celle des forces capillaires par exemple) pour étudier ensuite les conséquences à une échelle macroscopique grâce à une homogénéisation numérique (DEM et analyses microscopiques). Ce chapitre concerne un sujet que j'ai traité en thèse et qui a perduré jusqu'à présent (malheureusement sans encadrement) en raison d'une bonne entente avec des collègues de Montpellier.

1.2 Forces capillaires (état pendulaire)

L'origine physique de la force capillaire entre deux particules provient de l'action conjointe de (i) la tension de surface au niveau de la ligne triple, c'est-à-dire l'interface entre les trois phases solide-liquide-gaz, et (ii) de la différence de pression liquide-gaz impliquant une certaine courbure du pont liquide. La Figure 1.1a donne une illustration d'un pont capillaire entre deux sphères de diamètres différents; elle permet d'introduire les paramètres associés : la distance normal δ_n , le volume de liquide V_b , la tension superficielle de l'interface liquide/gaz γ_s et l'angle de contact θ au niveau de la ligne triple. Pour cette configuration idéalisée (sphères parfaites et lisses, non influence de la gravité, angle de contact faible) et un jeu de paramètres donné, il est possible d'obtenir la force capillaire. Certaines approximations géométriques – notamment l'approximation de Derjaguin – permettent alors d'obtenir la valeur de la force capillaire par l'intégration (numérique) de l'équation de Laplace-Young ([Erle et al., 1971](#); [Lian et al., 1993](#); [Rhodes et al., 2001](#); [Soulié et al., 2006](#)) :

$$\delta p = \gamma_s \mathcal{C} \quad (1.1)$$

où $\delta p = p_g - p_\ell$ est la différence entre la pression du gaz et celle du liquide, et \mathcal{C} est la courbure du pont capillaire.

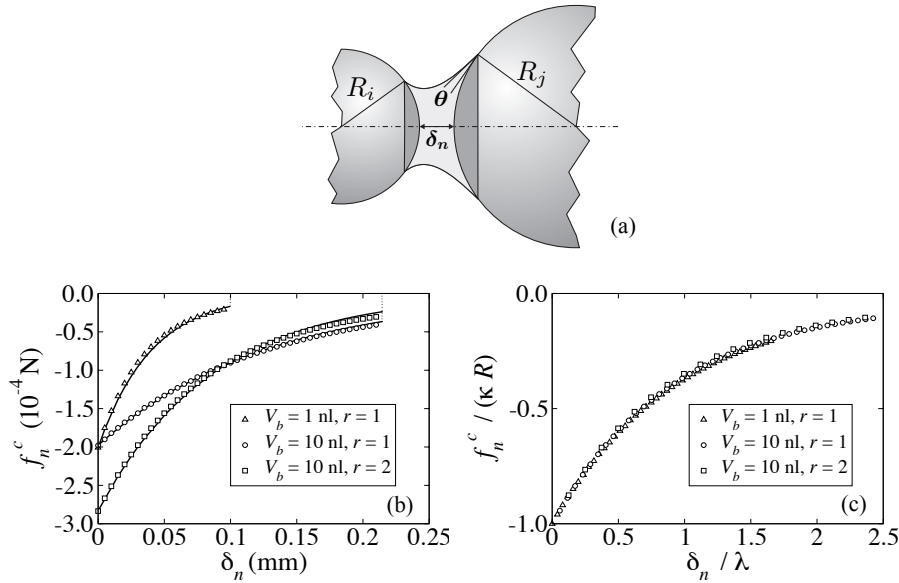


FIGURE 1.1 – (a) Paramètres locaux contrôlant la force capillaire. (b) Force normale capillaire f_n^c en fonction de la distance normale δ_n de séparation entre des particules sphériques. Deux volumes V_b du pont liquide et deux rapports de taille $r = R_{\max}/R_{\min}$ sont considérés. Les symboles sont des données issues d'une résolution numérique de l'équilibre du lien capillaire; les lignes continues sont les représentations de l'Equation 1.2. (c) Collapse des courbes en normalisant la force capillaire par $f_0 = \kappa R = (-2\pi\gamma_s \cos \theta) \sqrt{R_i R_j}$ (voir texte) et la distance normale par λ (Equation 1.3).

Afin de modéliser cette force de cohésion dans une approche en éléments discrets, il est nécessaire de formuler une loi de force exprimant *de façon explicite* la force capillaire f_n^c en fonction des paramètres du pont liquide qui l'engendre. Récemment, Soulié et al. (2006) a proposé une telle loi de force explicite en s'appuyant à la fois sur les données expérimentales et l'ajustement des forces capillaires obtenue numériquement. Cette expression, qui étend l'expression de Mikami et al. (1998) au cas polydisperse, fonctionne parfaitement bien, mais elle utilise un certain nombre de paramètres sans réel sens physique. C'est essentiellement la raison pour laquelle une nouvelle expression a été proposée (Richefeu et al., 2008). Elle peut être considérée comme une version *simplifiée* et *analytique* de la loi de force où chaque paramètre est doté d'un sens physique; elle s'écrit :

$$f_n^c(\delta_n) = \begin{cases} f_0 & \text{si } \delta_n < 0 \\ f_0 e^{-\delta_n/\lambda} & \text{si } 0 \leq \delta_n \leq \delta_n^{\max} \\ 0 & \text{si } \delta_n > \delta_n^{\max} \end{cases} \quad (1.2)$$

où $f_0 = -2\pi\gamma_s \cos \theta \sqrt{R_i R_j}$ est l'intensité de la force capillaire au contact. La longueur λ contrôle la décroissance exponentielle de l'intensité de la force capillaire (Richefeu et al., 2008), et δ_n^{\max} correspond à la distance au-delà de laquelle l'équilibre du lien capillaire n'est plus possible, ce qui entraîne sa rupture (Lian et al., 1993). Ces grandeurs s'expriment :

$$\lambda \simeq \sqrt{\frac{V_b \left(\frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_j} \right)}{2r}} \quad \text{et} \quad \delta_n^{\max} \simeq \left(1 + \frac{\theta}{2} \right) V_b^{1/3} \quad (1.3)$$

Cette nouvelle forme permet toujours un très bon ajustement des données obtenues par la résolution numérique de l'équation de Laplace-Young pour les cas mono- et poly-disperses comme le montre la Figure 1.1.

En plus de l'expression analytique donnant la valeur de la force capillaire (normale), il est nécessaire, pour utiliser ce modèle, de définir la distribution initiale du liquide entre des paires de particules. Il faut également se donner des règles pour définir le volume d'un pont capillaire lors de sa création (en fonction notamment du liquide localement disponible et des tailles des particules impliquées), et pour définir ce qu'il advient du liquide après la rupture. De telles règles ont été définies dans mon travail de thèse (Richefeu, 2005) mais elles ne peuvent s'appuyer que sur des suppositions de prétendu "bon-sens" plutôt que sur de réelles considérations physiques. C'est en parti pour cette raison que la modélisation explicite des fluides (liquide, gaz) et des interfaces (liquide-gaz-solide) ont été envisagés comme suite logique de cette thématique (voir Section 1.3) dès mon arrivée au Laboratoire 3SR.

La prise en compte des ponts capillaires sous la forme d'une loi de force a toutefois permis un certain nombre d'études dont le point commun est la présence d'une cohésion "faible" entre les particules, mais ayant toutefois une influence sur le comportement macroscopique. En fait, la force de cohésion n'est pas si faible si les forces répulsives mises en jeu dans l'équilibre d'un système de particules sont du même ordre que les force attractives.

Pour le quantifier, l'indice d'adhésion η est un paramètre sans dimension défini comme le rapport¹ entre la force de cohésion au contact (qui n'est pas sensible au volume d'un pont capillaire) et la force de contact moyenne. Dans le cas tridimensionnel capillaire $\eta = \kappa R / (f_n \langle d \rangle^2)$ sera supérieur à l'unité. On présente, dans ce qui suit, une sélection de résultats basée sur ce modèle de cohésion capillaire dans des systèmes granulaires (où $\eta > 1$).

Transmission des contraintes. La transmission des forces ou des contraintes dans les milieux granulaires secs est de nos jours très bien caractérisée. Les forces normales supérieures à la moyenne présentent une distribution exponentielle qui est en fait une signature de leur grande hétérogénéité; il s'agit des forces fortes qu'on visualise communément par un réseau de forces très caractéristique. La stabilité de ce réseau fort est assurée par un réseau de forces faibles (inférieures à la moyenne).

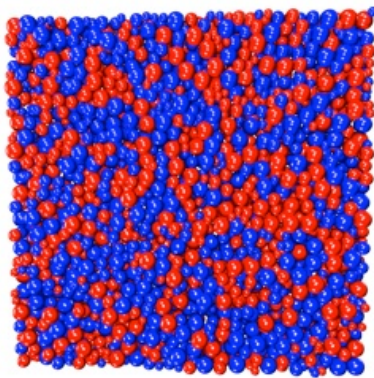


FIGURE 1.2 – Structuration imbriquée des phases de pressions positive et négative des particules qui percolent dans tout le système granulaire faiblement confiné (ou en soustrayant la pression moyenne).

La présence de liens cohésifs entre les particules n'altère pas le caractère non-homogène des forces dans la microstructure des milieux granulaires. Cependant, contrairement aux milieux pulvérulents, la répartition des forces de compression faibles est affectée par la présence des forces de traction capillaires. Nous rapportons ici un résultat intéressant portant sur la structuration très particulière des contraintes au sein de milieux granulaires faiblement humides (Richefeu et al., 2006b, 2009) : l'action des liens capillaires qui comblent l'espace entre les particules voisines donne lieu à un réseau de forces auto-équilibrées. Bien que les matériaux cohésifs présentent de fortes similitudes avec les milieux granulaires secs en raison de leur microstructure granulaire commune, cette structuration particulière des forces et des pressions est susceptible de contrôler des caractéristiques telles que l'agrégation des particules et la résistance au cisaillement accrue de milieux granulaires mouillés. Ceci peut s'expliquer par l'existence d'une longueur intermédiaire entre l'échelle des contacts et des grains et l'échelle macroscopique, qu'il est possible de distinguer sur la Figure 1.2 montrant le signe des pressions des particules s'organisant sous forme de deux phases qui percolent tout le système. La répartition des auto-contraintes implique que l'équilibre global de l'assemblage est assuré par des structures mésoscopiques dont

les échelles de longueur sont supérieures à la taille des particules. Ces échelles de longueur sont susceptibles de contrôler la taille des agrégats pendant l'écoulement ou d'autres propriétés des matériaux granulaires cohésifs. D'autre part, l'effet des auto-contraintes sur la résistance à la traction ou la cohésion de Coulomb des matériaux granulaires humides présente un intérêt pour le traitement humide des grains en génie chimique et mérite d'être étudié dans cette optique. De même, l'influence de la fraction solide est un aspect important avec une application évidente au compactage et à la consolidation des assemblages cohésifs.

Cohésion macroscopique. Des expériences et des simulations DEM ont été réalisées (Richefeu et al., 2006a, 2008) pour analyser la cohésion de Coulomb des milieux granulaires faiblement humides (état pendulaire). Il a été démontré que la cohésion de Coulomb augmentait avec la teneur en eau et qu'elle plafonnait à une valeur maximale qui ne dépend que de la nature du matériau; Figure 1.3. Un aspect intéressant qui a été en partie révélé par des simulations est que la cohésion est essentiellement contrôlée par le nombre de liaisons capillaires plutôt que par la teneur en liquide elle-même. Cela suggère que le plafonnement de la cohésion de Coulomb a pour cause la saturation du nombre de ponts capillaires (et pas le volume moyen des ponts).

À partir de l'expression du tenseur de contrainte, nous avons également introduit une nouvelle expression de la cohésion de Coulomb en fonction de paramètres matériels et structuraux. Cette expression étend le modèle classique de Rumpf (Rumpf, 1970) aux matériaux polydisperses. Nous avons constaté que notre modèle est en excellent accord avec les données expérimentales et numériques.

À partir de données numériques, nous avons analysé la connectivité et l'anisotropie de différentes classes de liaisons liquides en fonction du signe et de l'intensité de la force normale ainsi que l'adhérence direction. Nous avons constaté que les liens de compression faibles sont presque isotropes alors que les liaisons fortes en compression et en traction ont une anisotropie prononcée. Il a été démontré que la fonction de distribution de probabilité des forces normales diminue de façon exponentielle pour les liaisons de compression fortes, une fonction de loi de puissance décroissante sur près d'une décade pour les liaisons de compression faibles et une fonction linéaire croissante dans le domaine des liaisons de traction.

Anisotropie des ponts capillaires. La cohésion de Coulomb des matériaux granulaires humides a également été analysée au regard de l'anisotropies des forces et de la texture (Radjaï and Richefeu, 2009). Il a été avancé

1. On peut également considérer l'inverse de ce rapport comme indicateur.

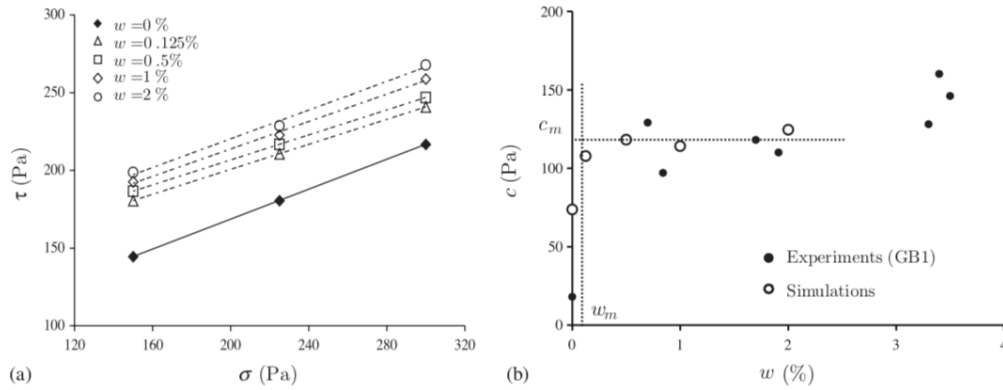


FIGURE 1.3 – Résultats de simulations de cisaillement direct à la boîte de Casagrande : (a) estimation des surfaces de rupture et (b) de la cohésion de Coulomb en fonction de la teneur en eau (des expériences ont été réalisées avec des billes de verre de 1 mm de diamètre).

que ces anisotropies sont les paramètres d'état dont dépend le tenseur de contrainte. Dans une expression du cisaillement, l'accent a été mis dans ce cadre sur une représentation harmonique des états. Cette expression s'est avérée en excellent accord avec les simulations (méthode de la dynamique des contacts) de compression biaxiale en déformation monotone et pendant les transitions (inversion de la direction de chargement) pour plusieurs valeurs de l'adhésion locale ; Figure 1.4a. Nous avons montré que les comportements fragiles, définis comme la dépendance de la force par rapport à la direction de l'espace, est une conséquence de la texturation. L'anisotropie et son effet augmentent avec la cohésion. Nous avons aussi établi une expression pour la cohésion de l'état critique, qui est bien ajustée par les données numériques ; Figure 1.4b. L'évolution de texture et d'anisotropie des forces lorsque l'adhésion des particules change suggère que les liaisons de traction et le frottement accru au niveau des contacts en compression sont à l'origine de la cohésion de Coulomb. Cependant, plus de données numériques restent nécessaires à ce stade afin de valider pleinement cette approche dans le cadre de l'examen de situations extrêmes telles que des charges de traction sous des contraintes de confinement négatives.

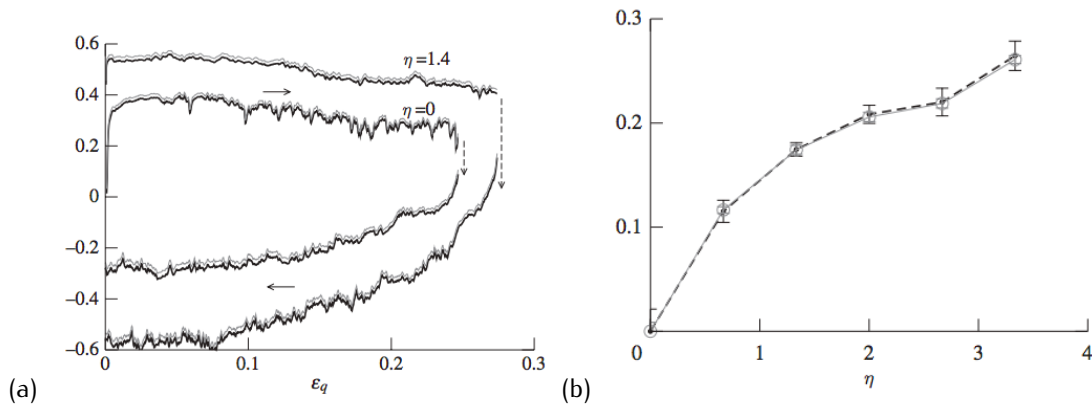


FIGURE 1.4 – (a) Déviation normalisée des contraintes en fonction de la déformation de cisaillement cumulée ε_q dans une cas sec ($\eta = 0$) et un cas humide ($\eta = 1.4$). Courbes noires : $(q/p)\cos 2\theta_\sigma$ où θ_σ est la direction principale des contraintes. Courbes grises : $(1/2)\{(a_b + a_t)\cos 2\theta_b + (a_n + a_t)\cos 2\theta_f\}$ où les a sont les anisotropies respectives des ponts capillaires, des vecteurs branche, des forces normales et tangentielles, θ_b est la direction principale des ponts capillaires, et θ_f est la direction principale des forces normales. Les courbes grises ont été légèrement déplacées vers le haut pour une meilleure visibilité. (b) Cohésion dimensionnée c^*/p à l'état critique (ligne pointillée avec cercles pleins) comparée à son expression théorique $(1/2)(a_b^* + a_t^* + a_n^* + a_t^*)$ (ligne continue avec cercles vides) en fonction de l'indice d'adhésion η . Les barres d'erreur correspondent aux fluctuations autour de la moyenne à l'état critique.

Le cadre présenté dans Radjaï and Richefeu (2009) fournit une méthodologie générique pour l'analyse de la résistance au cisaillement des matériaux granulaires. L'influence de divers paramètres matériels tels que la forme et la taille des particules ainsi que les interactions entre les particules peut donc être décrite en considérant chaque paramètre d'anisotropie séparément. Chaque paramètre affecte différemment les anisotropies de force et de tissu, et donc la résistance au cisaillement. En particulier, on peut obtenir une limite supérieure pour la résistance au cisaillement à partir de la variabilité de chaque paramètre d'anisotropie.

1.3 De l'état pendulaire à la saturation

Avec l'approche décrite dans cette Section, le liquide n'est pas explicitement modélisé. Au lieu de ça, l'hypothèse d'une répartition du liquide sous forme de ponts entre deux particules sphériques est faite, ce qui implique que la teneur en liquide soit faible (voire très faible). Pour explorer des teneurs plus importantes jusqu'à la saturation de l'espace poreux et prendre en compte les fluides interstitiels de façon plus fine – c'est-à-dire en gérant les transferts sans introduire de modèle *ad hoc* – une modélisation de type Lattice Boltzmann Method (LBM) a été envisagée. Il s'agit d'une version particulière de la simulation de fluides par LBM qui permet d'obtenir une séparation des phases fluides en une phase liquide et une phase gazeuse, tout en ne considérant qu'un seul constituant – disons qu'il s'agit de particules d'eau. Ce qui distingue la phase liquide de la phase gazeuse est donc leur densité (nombre de particules d'eau par unité de volume).

1.3.1 Procédures numériques

Le modèle à trois phases nécessite trois ingrédients : (1) la dynamique granulaire, (2) les équations de Navier-Stokes pour le liquide, et (3) la thermodynamique de la transition de phase liquide-gaz (y compris la tension de surface). Le fluide est simulé au moyen de la méthode Lattice Boltzmann (LBM), qui consiste à discrétiser les équations de Boltzmann dans l'espace et le temps en utilisant un schéma de type différences finies. Il n'est pas possible d'entrer dans tous les détails techniques de cette approche, c'est pourquoi le lecteur intéressé pourra se référer à l'url <https://richefeu.gitbook.io/cdm/lattice-boltzmann-method>. L'opérateur de collision est basé sur l'approximation BGK avec un seul temps de relaxation, conduisant à un comportement équivalent aux équations de Navier-Stokes. La thermodynamique de changement de phase est basée sur l'équation d'état de Carnahan-Starling, qui est une amélioration de l'équation (classique) de van der Waals. La Figure 1.5 donne une représentation de l'équation d'état de Carnahan-Starling dans l'espace densité-pression pour différentes températures. Les interactions entre les liquides, gaz et grains solides sont établies à partir des potentiels non-locaux. Ces potentiels sont calculés sur une maillage régulier entre les particules de fluide et des nœuds voisins sur le réseau. Ceci permet de contrôler la tension de surface et l'angle de contact entre fluide et solide.

Les échantillons granulaires ont été préparés par compaction isotrope de 1000 disques avec un coefficient de frottement $\mu = 0.1$ simulé par la méthode de dynamique moléculaire à l'intérieur d'une cellule bi-périodique. Les grains ont une distribution granulométrique uniforme par fractions de volume avec un rapport 3 entre les grains les plus gros et les plus petits. La configuration statique résultante a une fraction solide de 0,82 et un nombre de coordination de 5,6. Le domaine LBM est l'espace poreux, qui est maillé à l'aide d'une grille rectiligne de 2 250 000 nœuds, correspondant à au moins 30 nœuds dans un petit diamètre de grain. De plus, comme en 2D, l'espace poreux ne s'infiltre pas dans l'échantillon, nous avons ajouté une mince couche perméable autour de chaque grain pour permettre le transport du fluide. La condensation capillaire est initiée en réglant la température à $T = 0.7T_c$, où T_c est la température du point triple (voir Figure 1.5), et une densité de fluide uniforme égale à la densité spinodale minimale. Ainsi, une injection uniforme de particules fluides à une vitesse constante dans l'espace poreux conduit à la condensation de gouttelettes sur les grains.

L'évolution des amas de liquide (clusters) et des contraintes internes est suivie en fonction du degré de saturation S , défini comme le volume $V_{liquide}$ de liquide condensé rapporté au volume total des pores V_{pores} , en utilisant un algorithme de remplissage (floodfill). Cet algorithme classique de traitement d'images numériques permet de déterminer la zone connectée à un pixel "germe" spécifique. En utilisant les points de contact entre les grains comme germes initiaux, nous déterminons tous les clusters indépendants dans le système pour toutes les valeurs de S . Dans les simulations réalisées, les grains ont été fixés en supposant que les forces capillaires résultant de la tension superficielle liquide-gaz agissant aux points triples des grains et la pression de Laplace agissant à l'interface liquide-gaz sont complètement équilibrées par les forces de contact exercées par les grains voisins de chaque grain.

1.3.2 Morphologie de la phase liquide

La Figure 1.6 montre quatre configurations de la répartition du liquide pour un degré de saturation S croissant. Le cas (a) correspond à l'état pendulaire où le liquide est condensé uniquement sous forme de ponts binaires entre

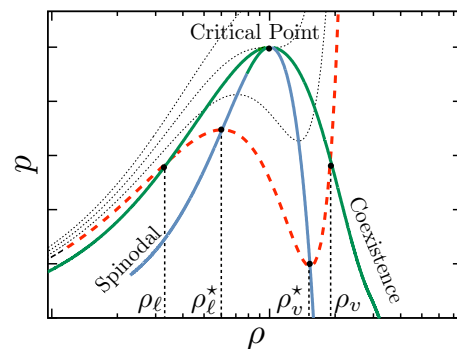


FIGURE 1.5 – Isothermes selon l'équation d'état de Carnahan-Starling. Les pressions et les densités sont normalisées par celles du point triple.

les grains; la simulation rend compte également d'un film fin de liquide enrobant les grains. Le cas (b) est un exemple typique des premières étapes de l'état funiculaire où les accumulations de liquide (clusterisation) sont connectées à deux ou à plus de deux grains. Le cas (c) représente les dernières étapes du régime funiculaire où un plus grand nombre de grains sont immergés dans la phase liquide. Le cas (d) représente un état où la phase liquide percole à travers l'assemblage et où le mélange est décrit de façon plus appropriée en termes de la répartition des bulles.

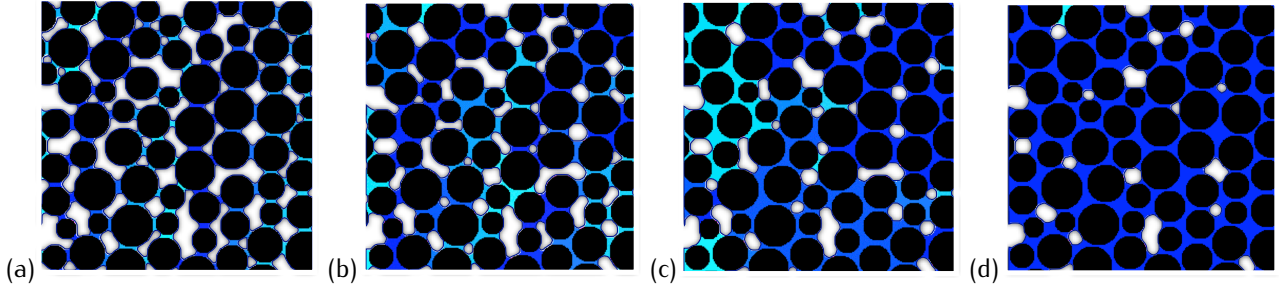


FIGURE 1.6 – Répartition du liquide pour un degré de saturation S croissant.

L'état de répartition du liquide peut être caractérisé statistiquement par la proportion C_m de clusters liquides indépendantes reliées à m grains (m est l'ordre d'un cluster). De la même manière, l'environnement des grains peut être caractérisé par la proportion P_n de grains reliés à n clusters. L'état moyen de connectivité peut être décrit par l'ordre moyen $\langle m \rangle = \sum_{m=2}^{m_{max}} mC_m$ et la connectivité liquide $\langle n \rangle = \sum_{n=1}^{n_{max}} nP_n$. La Figure 1.7a montre l'évolution de $\langle m \rangle$ et de $\langle n \rangle$ en fonction du degré de saturation S . Dans l'état pendulaire, nous avons $\langle m \rangle = 2$, et au fur et à mesure que S augmente, des amas de liquide d'ordre croissant sont formés par coalescence de clusters d'ordre inférieur. En conséquence, $\langle m \rangle$ commence à augmenter lentement à partir de 2 pour $S \geq 0.2$ mais diverge à environ $S = 0.6$. Ce point correspond à une transition de percolation de la phase liquide.

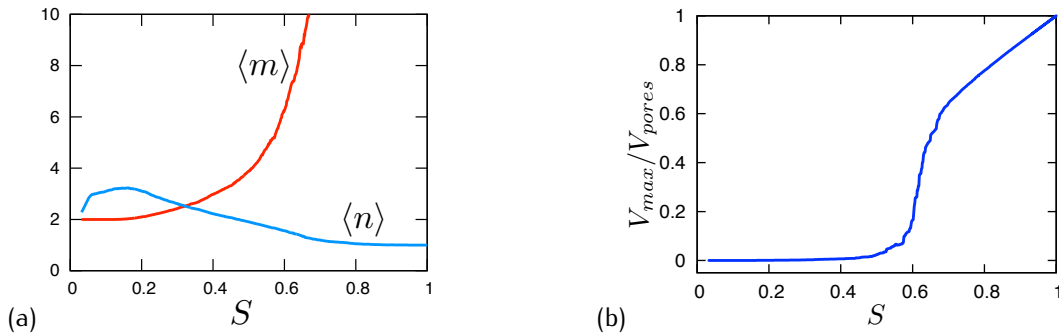


FIGURE 1.7 – (a) Évolution de l'aggregation moyenne des amas de liquide $\langle m \rangle$ (ordre moyen des clusters) et de la connectivité liquide $\langle n \rangle$ en fonction du degré de saturation. (b) Évolution du volume normalisé V_{max}/V_{pores} du plus grand cluster en fonction de S .

D'autre part, la connectivité liquide $\langle n \rangle$ augmente dans l'état pendulaire de zéro à un maximum ($\langle n \rangle \simeq 3.5$ atteint à $S \simeq 0.18$), ce qui correspond au plus grand nombre de contacts et de petits espaces où la vapeur peut se condenser avant que la coalescence des ponts ne commence. Puis, il baisse à $\langle n \rangle \simeq 1$ à $S \simeq 0.8$, ce qui correspond à un état où la plupart des grains sont soit complètement immergés dans le liquide, soit en contact avec un cluster étendu englobant plusieurs particules et un pont capillaire binaire.

Une transition de percolation se produit dans la phase liquide à $S \simeq 0.6$ comme on le voit sur la Figure 1.7b où le volume V_{max} du plus grand cluster normalisé par le volume total des pores V_{pores} est tracé en fonction de S . Après la transition, la phase liquide forme une seule phase continue et nous avons $V_{max}/V_{pores} \simeq S$. La transition de percolation révèle la caractéristique hautement non-linéaire du processus d'imbibition des pores bien que la condensation soit homogène dans la masse. Dans notre système simulé, cette caractéristique ne reflète que le désordre granulaire. Le fait que la transition se produise bien en dessous de la saturation totale ($S = 1$) signifie que le liquide peut exister comme une phase continue sans remplir les pores.

1.3.3 Résistance par cohésion capillaire

Les matériaux granulaires humides sont classiquement caractérisés par la relation entre la quantité d'eau (degré de saturation S) et la différence $\delta p = p_a - p_\ell$ entre la pression d'air p_a et la pression de Laplace p_ℓ (négative) du liquide, qui contrôle la résistance par cohésion du matériau. Cependant, la quasi-totalité des travaux réalisés

dans ce domaine repose sur des mesures et des modèles phénoménologiques impliquant le choix d'une "contrainte effective" prenant en compte les contraintes capillaires. La courbe de rétention S - δp est classiquement utilisée pour caractériser différents types de sols mais elle a une forme générique qui est assez bien reproduite par nos simulations, comme le montre la Figure 1.8a. Les deux plages de saturation $S < 20\%$ et $S > 80\%$ peuvent clairement être distinguées de l'état intermédiaire (funiculaire). Étonnamment, aucune signature évidente de la transition de percolation à l'état funiculaire n'est observable, comme on l'a constaté précédemment pour les amas liquides. Cette remarque est également valable pour l'évolution de la longueur de l'interface solide-liquide en fonction de S ; Figure 1.8b.

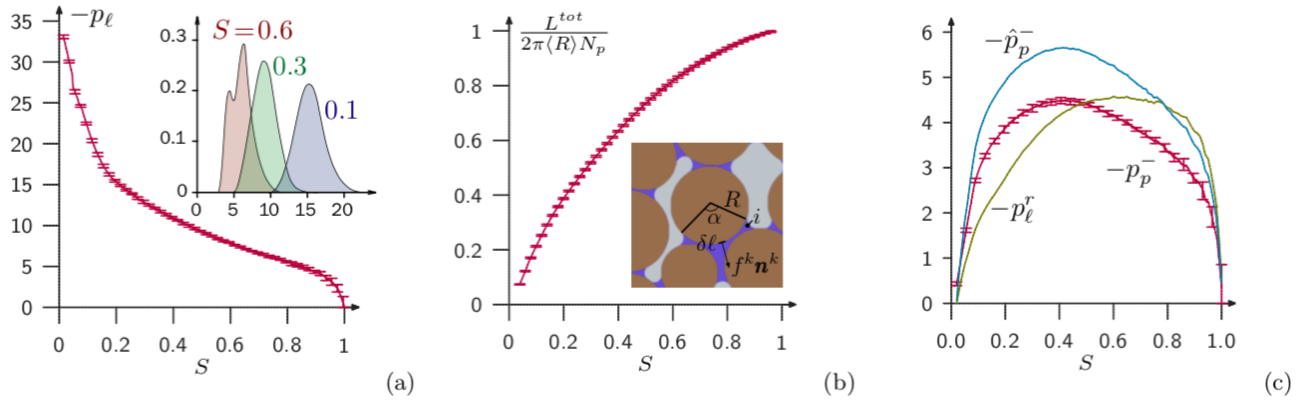


FIGURE 1.8 – (a) Pression moyenne $-p_\ell$ du liquide en fonction du degré de saturation S (courbe de rétention). Le graphique inséré montre les distributions statistiques des pressions du liquide dans les différents clusters, pour 3 degrés de saturation. (b) Longueur normalisée de l'interface grain-liquide en fonction de S . (c) Evolution de la pression de liquide redimensionnée p_ℓ^r , de la pression moyenne p_p^- calculé par homogénéisation numérique (relation de Weber) des actions du fluide sur les grains, et d'une estimation plus grossière de la pression \hat{p}_p^- – voir les Equations (1.4) – en fonction de S .

En revanche, la résistance en tension de l'assemblage en fonction de S rend bien compte de la transition de percolation comme le montre la Figure 1.8c. Pour une particule i , la contrainte négative moyenne σ^- est causée par la dépression du liquide, et la tension au niveau de la ligne triple. Nous avons considéré trois façons de rendre compte de la résistance en tension avec des hypothèses plus ou moins simplificatrice qui ont mener aux expressions suivantes (de la plus grossière à la plus justifiée) :

$$p_\ell^r = Sp_\ell \quad ; \quad p_p^- = \frac{1}{3} \text{trace}(\sigma^-) \quad ; \quad \hat{p}_p^- = \frac{\langle L \rangle}{\pi \langle d \rangle} \phi_p p_\ell \quad (1.4)$$

La conclusion la plus importante de ce travail est peut-être qu'un pic de pression négative des grains induit par les forces capillaires dans un emballage granulaire se produit au beau milieu de l'état funiculaire et qu'il représente la transition d'un processus de coalescence primaire, où le volume du plus grand amas reste petit, à un processus de coalescence secondaire gouverné par l'augmentation du volume des amas liquides portant une contrainte capillaire plus grande. L'évolution de cette contrainte avec la quantité de liquide suggère que, outre la pression de Laplace, au moins une variable interne relative à la connectivité de la phase liquide ou son interface avec la phase particulaire est nécessaire pour décrire l'état mécanique d'un matériau granulaire partiellement saturé.

1.4 Conclusions et perspectives

Dans ce chapitre, la modélisation de milieux granulaires partiellement saturés a été traitée. On a commencé par le cas pendulaire (très faiblement humide) avec une modélisation de la force capillaire qui évolue en fonction du volume du pont liquide et de la distance en les particules. Bien que cette modélisation fut riche en enseignement, elle souffre d'un sérieux problème : la distribution du liquide dans l'espace des pores n'est pas bien prise en compte alors qu'il s'agit d'une donnée majeur qui conditionne pour beaucoup la résistance en traction macroscopique.

Ceci nous a conduit à modéliser les phases liquide et gazeuse en intégrant la thermodynamique des changements de phase dans le cadre de la méthode Lattice Boltzmann. Les observations qui en ont résulté sont beaucoup plus riche. Les perspectives sont maintenant par ordre de priorité, de finaliser le couplage DEM-LBM puis de l'étendre au cas tridimensionnel.

Références

- M A Erle, D C Dyson, and N R Morrow. Liquid bridges between cylinders, in a torus, and between spheres. *AIChE Journal*, 17 :115–121, 1971.
- T H Kim and C Hwang. Modeling of tensile strength on moist granular earth material at low water content. *Engineering Geology*, 69(3-4) :233–244, 2003.
- G Lian, C Thornton, and M J Adams. A theoretical study of the liquid bridge forces between two rigid spherical bodies. *Journal of Colloid and Interface Science*, 161 :138–147, 1993.
- S H Liu, D A Sun, and Y Wang. Numerical study of soil collapse behavior by discrete element modelling. *Computers and Geotechnics*, 30(5) :399–408, 2003.
- T Mikami, H Kamiya, and M Horio. Numerical simulation of cohesive powder behavior in fluidized bed. *Chemical Engineering Science*, 53(10) :1927–1940, 1998.
- F Radjaï and V Richefeu. Bond anisotropy and cohesion of wet granular materials. *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 367(1909) :5123–5138, 2009.
- M J Rhodes, X S Wang, M Nguyen, P Stewart, and K Liffman. Onset of cohesive behaviour in gas fluidized beds : a numerical study using dem simulation. *Chemical Engineering Science*, 56 :4433–4438, 2001.
- V Richefeu. *Approche par éléments discrets du comportement de matériaux granulaires cohésifs faiblement contraints*. PhD thesis, Ecole doctorale Information, Structures, Systèmes, Université Montpellier 2, 2005.
- V Richefeu, M S El Youssofi, and F Radjaï. Shear strength properties of wet granular materials. *Physical Review E*, 73(5) :1–11, 2006a.
- V Richefeu, F Radjaï, and M S El Youssofi. Stress transmission in wet granular materials. *The European physical journal. E, Soft matter*, 21(4) :359–369, 2006b.
- V Richefeu, M S El Youssofi, R Peyroux, and F Radjaï. A model of capillary cohesion for numerical simulations of 3d polydisperse granular media. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 32(11) :1365–1383, 2008.
- V Richefeu, M S El Youssofi, E Azéma, and F Radjaï. Force transmission in dry and wet granular media. *Powder Technology*, 190(1-2) :258–263, 2009.
- H. Rumpf. Zur theorie der zugfestigkeit von agglomeraten bei kraftübertragung an kontaktpunten. *Chemical Engineering Technology*, 42 :538–540, 1970.
- F Soulié, F Cherblanc, M S El Youssofi, and C Saix. Influence of liquid bridges on the mechanical behaviour of polydisperse granular materials. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 30 :213–228, 2006.

I.2

Micro-mécanique expérimentale

En bref : “ Cette thématique, abordée dès mon arrivée au Laboratoire 3SR, concerne l’analyse expérimentale de la cinématique des particules au sein d’un milieu analogue aux géomatériaux granulaires. Elle a été menée localement en collaboration avec [Gaël COMBE](#) et [Cino VIGGIANI](#). L’ensemble de ces études s’appuie sur un outil de corrélation d’image adapté au suivi du mouvement rigide (parfois très erratique) de chaque particule, et sur l’utilisation du dispositif expérimental $1\gamma 2\varepsilon$ permettant de solliciter un matériau 2D (analogue à un sol sec granulaire) suivant un chemin de chargement qui peut être aussi complexe que souhaité. L’objet principal des études est la fluctuation des déplacements des particules, qui est mesurée à partir de photographies du dispositif $1\gamma 2\varepsilon$. Initialement inspirés par les observations de [Radjai et Roux \(2002\)](#), nos travaux se sont finalement tournés vers la mécanique statistique non extensive de [Constantino TSALLIS](#), avec la contribution d’[Allbens ATMAN](#). Plus récemment, contrarié de n’avoir accès qu’à des données cinématiques, la mesure expérimentale de forces de contact a été amorcée avec la thèse de [Mathias TOLOMEO](#), dans laquelle [Jean-Noël Roux](#) a été impliqué. ”

2.1 Introduction

Un premier volet de ce thème porte sur les fluctuations de déplacement des particules. Le terme fluctuation doit être compris comme l’écart par rapport à la valeur que donnerait la mécanique des milieux continus. L’étude statistique de ces fluctuations a permis de mettre en évidence des propriétés similaires à celles observées dans les écoulements turbulents de fluides, alors que l’origine physique de ces fluctuations est radicalement différente (dans le cas des assemblages granulaires, elle résulte des exclusions géométriques mutuelles des particules). En recherchant une échelle de longueur caractéristique dans les champs de fluctuation, nous avons montré qu’il n’en existait justement pas. Enfin, une collaboration avec des scientifiques brésiliens ([Allbens ATMAN](#) et [Constantino TSALLIS](#)) a permis une validation expérimentale d’une loi d’échelle à partir des fluctuations de déplacements dans un milieu granulaire confiné.

Un second volet de ce thème concerne la détermination des forces de contact dans un assemblage granulaire en ayant comme seules informations la cinématique des particules et le chargement extérieur. En d’autres termes, il s’agit de développer une méthode pour la mesure de forces par traitement d’image et par analyse inverse. La thèse de [Mathias TOLOMEO](#), pour laquelle l’école doctorale m’a accordé une dérogation, est complètement dédiée à ce sujet. En particulier et sans entrer dans les détails, l’analyse inverse s’appuie sur une méthode statique élasto-plastique, développée par [Jean-Noël Roux](#) qui a également co-encadré la thèse.

2.2 Suivi de particules par imagerie quantitative

Le point de départ de ces études de micro-mécanique expérimentales est la mise en place d’un outil permettant de suivre la position 2D de particules à partir d’une série d’images numériques : TRACKER. La technique utilisée dans cet outil, qui a été développée en collaboration étroite avec [Gaël COMBE](#), n’est pas nouvelle en soi, mais elle a été adaptée pour ne perdre la trace d’aucune particule. Il s’agit d’une particularité indispensable à la mesure des cinématiques *individuelles* des particules dans un assemblage 2D. On parle alors d’une version *discrète* de la technique de Corrélation d’Images Numériques (CIN ou DIC en anglais) que nous qualifions ici de *Particle Image Tracking* (PIT) afin de marquer sa spécialisation dans le suivi individuel de particules.

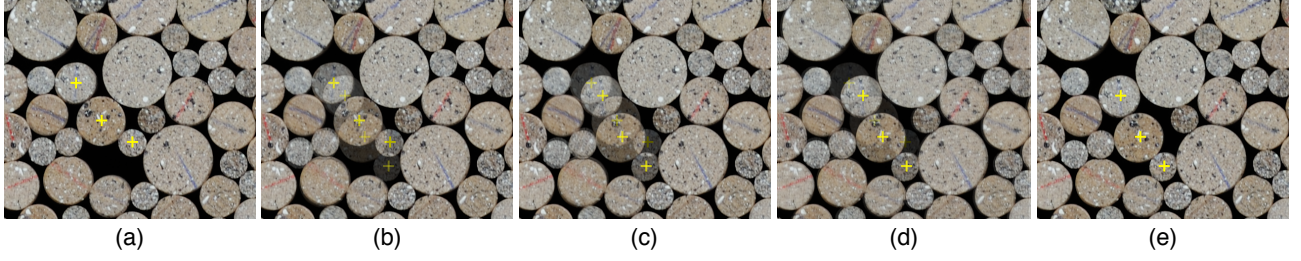


FIGURE 2.1 – Séquence d’images montrant le “saut” de trois grains – marqués d’une croix – au sein d’un assemblage granulaire 2D. Ce saut est caractérisé par un déplacement très grand devant le déplacement moyen des grains environnants. Ces événements, qui ont une amplitude plus ou moins marquée, ne sont pas rares au cours d’une déformation macroscopique, et constituent ce que nous appellerons plus loin *les fluctuations de déplacement*.

Le développement de TRACKER a justement été motivé par ce besoin que même les meilleurs outils de DIC ne pouvaient pas satisfaire lorsque de grands sauts de déplacement étaient considérés. Nos premières tentatives, dans le cadre du stage de master d’Alessandro TENGATTINI, faisaient usage du code PHOTOWRAP développé au Laboratoire 3SR par Steve HALL. Nous avons pris conscience, lors de ces essais préliminaires, qu’une bonne précision des mesures était primordiale, ce qui nous a poussé à faire des développements dans ce sens. Ce sujet n’est pas développé dans ce document ; pour plus de détails, se référer à Combe et Richefeu (2013).

Le concept de base de la technique de corrélation d’images consiste à trouver la meilleure similitude entre des morceaux de deux images (*masques*) pris pour des déformations différentes. Le masque de la première image est transformé (e.g., déplacé, étiré, incliné et/ou ouvert localement) selon un set de paramètres $\{\mathcal{P}\}$ pour permettre la corrélation avec la seconde image. Pour cela, la correspondance est testée à l’aide d’un coefficient de corrélation croisée (CC pour cross-correlation) φ . Pour nos applications, le coefficient *Non-Zero Cross Correlation* (ZNCC) est utilisé. Il a la particularité d’être insensible aux changements d’amplitude et de translation verticale du signal corrélé – en d’autres termes, toute modification de l’éclairage dans les photographies aura moins de chance d’affecter la corrélation. Ce coefficient s’écrit :

$$\varphi(\{\mathcal{P}\}) = \frac{\sum_{\mathbf{x}_1 \in \mathcal{S}_1, \mathbf{x}_2 \in \mathcal{S}_2} (I_1(\mathbf{x}_1) - \bar{I}_1)(I_2(\mathbf{x}_2) - \bar{I}_2)}{\sqrt{\sum_{\mathbf{x}_1 \in \mathcal{S}_1} (I_1(\mathbf{x}_1) - \bar{I}_1)^2 \sum_{\mathbf{x}_2 \in \mathcal{S}_2} (I_2(\mathbf{x}_2) - \bar{I}_2)^2}} \quad (2.1)$$

où I_n est le niveau de gris d’un pixel à la coordonnée $\mathbf{x}_n = (x_n, y_n)^T$ de l’image n et \bar{I}_n est le niveau de gris calculé sur le masque \mathcal{S}_n positionné sur l’image n . Précisons pour plus de clarté, qu’un masque correspond en pratique à une liste ordonnée de positions de pixels \mathcal{S}_1 qui entourent le point suivi. L’ensemble des niveaux de gris de chacun de ces pixels représente un signature optique, et donc un signal local pouvant être utilisé pour calculer un CC. La Figure 2.2 présente des exemples de masques utilisés. Notons que la continuité du masque n’est pas obligatoire et nous est arrivé d’utiliser des masques constitués de deux disques pleins et séparés.

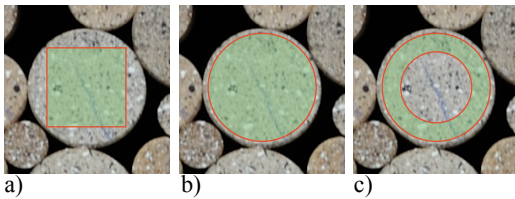


FIGURE 2.2 – Exemples de masques utilisables pour le suivi de points matériels : (a) le très commun rectangle centré sur le point suivi, (b) le masque circulaire permettant d’obtenir un signal optique plus long avec des grains circulaires, (c) l’anneau qui cible uniquement la partie externe de la particule.

Intéressons nous maintenant à la transformation du vecteur $\Delta \mathbf{x}_1 = \mathbf{x}_1 - \mathbf{r}$ en un vecteur $\Delta \mathbf{x}_2 = \mathbf{x}_2 - (\mathbf{r} + \mathbf{u})$, où \mathbf{r} est la coordonnée du point matériel suivi et \mathbf{u} est son déplacement (Figure 2.3). Cette transformation peut être formellement écrite au moyen de l’opérateur gradient de transformation \mathbf{F} tel que :

$$\Delta \mathbf{x}_2 = \mathbf{F} \cdot \Delta \mathbf{x}_1 \quad (2.2)$$

Le gradient de transformation s’exprime $\mathbf{F} = \nabla \mathbf{u} + \mathbf{1}$ en fonction du gradient de déplacement, où $\mathbf{1}$ représente la matrice identité. En incluant cette dernière relation dans l’Equation 2.2, une position \mathbf{x}_1 dans la première image devrait se retrouver, dans la seconde image, à la position :

$$\mathbf{x}_2 = \mathbf{x}_1 + \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u} \cdot \Delta \mathbf{x}_1 \quad (2.3)$$

Dans ce cas, la transformation d’un masque est définie par 6 paramètres portés par \mathbf{u} et $\nabla \mathbf{u}$:

$$\{\mathcal{P}\} = \left\{ u, v, \frac{\partial u_x}{\partial x}, \frac{\partial u_x}{\partial y}, \frac{\partial u_y}{\partial x}, \frac{\partial u_y}{\partial y} \right\} \quad (2.4)$$

La procédure de suivi dans la DIC classique consiste à trouver, pour chaque position \mathbf{r} , le paramètre $\{\mathcal{P}\}$ tel que le ZNCC calculé entre une paire de signaux issues de deux images distinctes soit maximisé. En pratique, pour des raisons informatiques, la quantité $1 - \varphi(\{\mathcal{P}\})$ est minimisée.

Il est intéressant de voir que l'Equation 2.3, qui est communément employée en DIC, pourrait être écrite autrement directement à partir de l'Equation 2.2, i.e. sans introduire les gradients de déplacements $\nabla \mathbf{u}$:

$$\mathbf{x}_2 = \mathbf{r} + \mathbf{u} + \mathbf{F} \cdot \Delta \mathbf{x}_1 \quad (2.5)$$

La transformation d'un masque est alors toujours définie grâce à 6 paramètres portés par \mathbf{u} et \mathbf{F} :

$$\{\mathcal{P}\} = \{u, v, F_{xx}, F_{xy}, F_{yx}, F_{yy}\} \quad (2.6)$$

Etant donné notre objectif de suivre individuellement le mouvement rigide des grains, il est parfaitement raisonnable – et avantageux – de considérer que le gradient de transformation est en fait une rotation $\mathbf{F} \simeq \mathbf{R}(\Delta\theta)$, avec

$$\mathbf{R}(\Delta\theta) = \begin{pmatrix} \cos \Delta\theta & -\sin \Delta\theta \\ \sin \Delta\theta & \cos \Delta\theta \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

L'avantage est double : premièrement, l'hypothèse d'un mouvement rigide est forcée, et deuxièmement, le nombre de paramètres à optimiser se trouve réduit à seulement 3 variables :

$$\{\mathcal{P}\} = \{u, v, \Delta\theta\} \quad (2.8)$$

Si toutefois la déformation du masque devait être mesurée (ce qui n'est pas ce pour quoi l'application TRACKER a été conçue), il est encore possible de le faire en optimisant les déplacements \mathbf{u} et ses gradients $\nabla \mathbf{u}$, en prenant en première approximation :

$$\nabla \mathbf{u} \simeq \begin{pmatrix} \cos(\Delta\theta) - 1 & -\sin(\Delta\theta) \\ -\sin(\Delta\theta) & \cos(\Delta\theta) - 1 \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

2.2.1 Trouver toutes les positions au pixel près

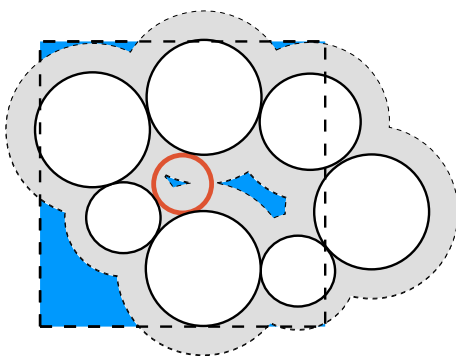


FIGURE 2.4 – Schéma de principe de la procédure de sauvetage. Les positions des grains blancs ont déjà été trouvées avec un coefficient de corrélation acceptable et le grain rouge a besoin d'être "secouru" à cause de son déplacement trop important entre les deux photos. La boîte en pointillés représente une zone de recherche qui a été étendue afin de retrouver après l'échec d'une tentative avec une zone plus petite. En tenant compte des exclusions géométriques (zones grises), il est possible de définir à l'intérieur de la zone de recherche étendue les positions où la particule suivie peut effectivement se trouver (zones bleues). En plus d'accélérer significativement la recherche d'une position (la zone bleue représente environ 5% du nombre de pixels de la zone étendue), la validité de la position ainsi traquée se trouve mieux assurée.

Quelques fois, à cause de la nature granulaire de nos échantillons, une particule peut se situer loin de la position attendue. Ce sont justement les mouvements erratiques qui rendent le suivi Lagrangien de particules impossible sur de grandes déformations avec un outil standard de corrélation d'images. Une procédure de sauvetage a donc été mise au point pour faire face à cette difficulté ; elle consiste à étendre la zone de recherche dans les deux directions de l'espace et en rotation. Un second élargissement de la zone de recherche est tenté si la particule n'a pas été trouvée – on se base pour cela sur la valeur du CC. On pourrait croire que cette procédure conduise à un ralentissement de la recherche des positions lorsque plusieurs particules requièrent un sauvetage, mais fort heureusement, la prise en considération des zones où la particule n'aura aucune chance de se trouver – en utilisant l'encombrement des particules déjà correctement trouvées – l'accélère considérablement. La Figure 2.4 illustre cette procédure ; on peut constater que le rectangle de la zone de recherche, qui contient un grand nombre de pixels, est réduit d'un facteur supérieur à 8.

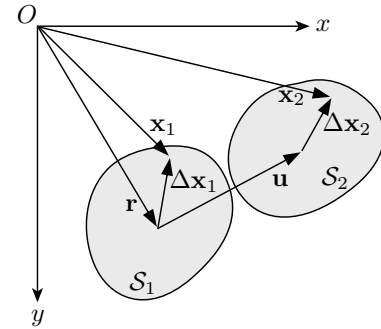


FIGURE 2.3 – Transformation, en représentation Lagrangienne, d'un vecteur $\Delta \mathbf{x}_1$ à la position \mathbf{r} en un vecteur $\Delta \mathbf{x}_2$ à la position $\mathbf{r} + \mathbf{u}$.

2.2.2 Optimiser une position avec une précision sub-pixel

Pour obtenir une mesure de déplacement qui ne soit pas arrondie au pixel près, c'est-à-dire mesurer un déplacement avec des valeurs non-entières (sub-pixels), il est possible de tenir compte d'une interpolation des niveaux de gris de l'image de destination. L'application TRACKER implémente les fonctions d'interpolation bi-linéaire, bi-cubique et bi-quintique en estimant les dérivées partielles par différences finies. Pour trouver les paramètres de mouvement $\{u, v, \Delta\theta\}$ qui optimisent le coefficient de corrélation φ , la méthode de Powell – méthode des directions conjuguées – est utilisée. Les gradients de φ par rapport aux paramètres $\{u, v, \Delta\theta\}$ ne sont pas calculés formellement, mais plutôt en différences finies. Comme avec toutes les techniques d'optimisation, une assez bonne estimation du mouvement est requise car φ peut présenter plusieurs puits (minimums locaux) dans l'espace des paramètres d'optimisation. Cette "bonne" estimation est en quelque sorte garantie par la procédure de sauvetage utilisée dans la phase de recherche au pixel près.

Une multitude de précautions ont été prises en compte dans le code TRACKER afin de perfectionner la précision des mesures, ce qui en fait un outil très précis et rigoureux. Parmi les solutions contribuant aux bonnes performances en terme de précision, on peut évoquer :

- ✘ l'utilisation d'images RAW de haute résolution et de haute qualité ;
- ✘ le maintien de la position de référence (pour éviter les accumulations d'erreurs d'arrondi) ;
- ✘ une correction de mouvements solides parasites grâce au suivi de points fixes ;
- ✘ la quantification précise et la prise en compte de la distorsion des images ;
- ✘ la conception de mouchetis (motif suivi par corrélation) de qualité ;
- ✘ une procédure automatique d'identification des particules circulaires sur les images, et un ajustement judicieux de leurs centres.

2.2.3 Quelques exemples d'utilisation de l'outil de corrélation

On illustre dans cette section l'utilisation de TRACKER sur quelques exemples liés à mon activité d'enseignant au département GCCD de l'IUT 1 de Grenoble. L'outil TRACKER a été développé dans le but de suivre des mouvements de solides rigides ; il est donc spécialisé à cette tâche. Il est toutefois tout-à-fait capable de mesurer de déplacement de points matériels (localement homogénéisés) sur une surface plane. La Figure 2.5 montre de tels exemples qui ont été réalisés dans le cadre de projets de fin d'études d'étudiants du département GCCD de l'IUT 1 à Grenoble (Baverel *et al.*, 2018; Keller *et al.*, 2018). Ce type de visualisations est rendu possible par l'accès aux champs de déplacements et à une estimation des champs de déformation. Il s'agit d'images réalisées dans un cadre d'enseignement (projet de fin d'études) qui montrent bien la capacité de l'outil numérique à collecter des informations intéressantes à partir d'une succession d'images. Ceci a un avantage certain en terme de pédagogie ; en particulier, les notions de champs de déplacements, de (petites) déformations ou d'incertitudes liées aux mesures peuvent être abordées de façon très graphique.

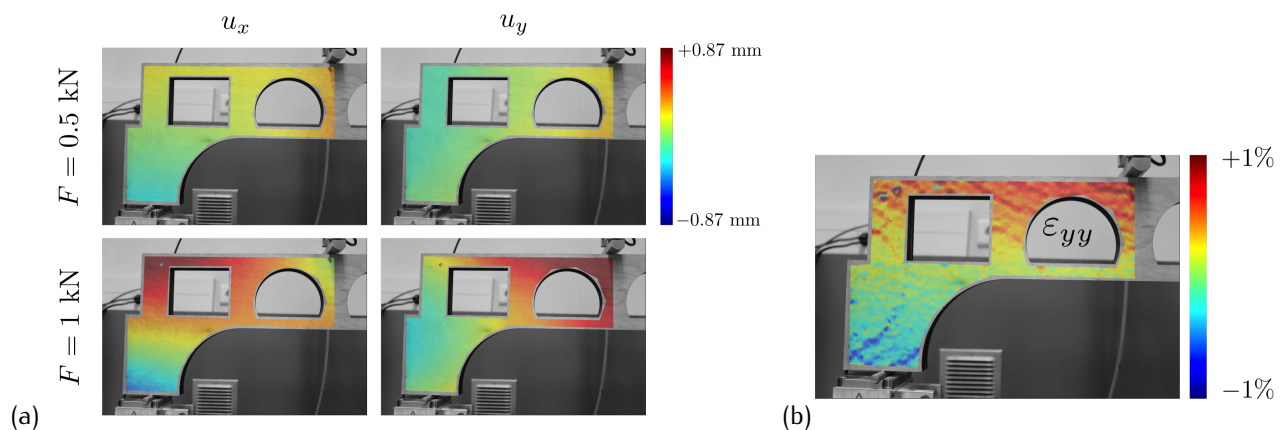


FIGURE 2.5 – (a) Carte de couleur des champs de déplacements u_x et u_y pour deux niveaux de chargement : $F = 0.5 \text{ kN}$ et $F = 1 \text{ kN}$. (b) Carte de couleur du champ de déformation ϵ_{yy} estimé à partir des déplacements mesurés.

Un autre exemple porte sur la déformée d'une poutre isostatique (sur deux appuis), qui correspond à un système très classiquement étudié à l'IUT. La Figure 2.6 montre une comparaison des mesures et de l'évaluation théorique (i) des déplacements verticaux u_y et (ii) des angles de rotation θ le long d'une poutre sollicitée pas une force en milieu de portée. Lors de ce projet, les étudiants ont suivi le déplacement et la rotation de points sur la moitié de la poutre chargée à 4 niveaux de force successifs : 300 N, 600 N, 900 N et 1200 N. Ces déplacements et rotations peuvent, par ailleurs, être estimés par un calcul standard de statique (RDM). Il a pu être observé une très bonne adéquation des mesures avec les valeurs théoriques. Comparé à l'utilisation de comparateurs, le nombre de points

suius est largement plus important et une mesure des rotations est rendu possible. Ceci présente un grand intérêt du point de vu pédagogique et permet des observations plus élaborées. Par exemple, le tassement au niveau des appuis est clairement identifiable et explicable à partir de la Figure 2.6 alors qu'elle n'est jamais remarquée lorsque les mesures sont faites au comparateur.

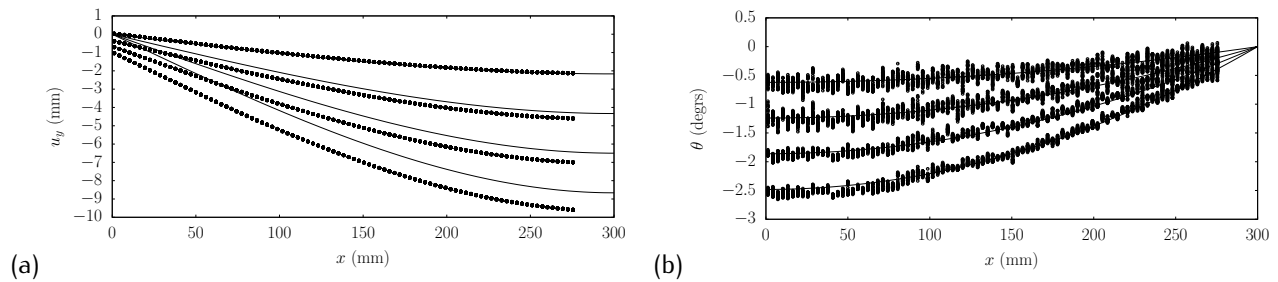


FIGURE 2.6 – Comparaisons entre le modèle RDM et les mesures DIC. Une poutre en sapin est posée sur deux appuis espacés de $\ell = 60$ cm; une force $F = 300$ N, 600 N, 900 N puis 1200 N est appliquée en milieu de portée. Les points sont les mesures par corrélation d'images et des courbes sont les prévisions d'un calcul en statique : $u_y(x) = -F(3\ell^2x - 4x^3)/(48EI)$ et $\theta(x) = F(x^2 - \ell^2/4)/(4EI)$

Le dernier exemple d'utilisation de l'outil TRACKER dans un cadre pédagogique porte sur un projet de fin d'études (PFE) au département GCCD, où les déplacements verticaux sur un élément d'une structure complexe en bois ont été mesurés par corrélation d'images et comparés à des mesures au comparateur, ainsi qu'à différentes modélisations en mécanique statique; Figure 2.7.

Pour étudier le comportement de la structure (Baverel *et al.*, 2018), une charge répartie de 1,5 tonnes a été appliquée sur la structure, ce qui représente une densité de charge de 40 kg/m. Pour ce faire, nous avons suspendu 72 sacs remplis de 20,8 kg de sable à des boulons situés sur les membrures inférieures comme le montre la Figure 2.7(a). Puisque la structure est assez épaisse (1,5 m de haut sur 9 m de portée), on peut s'attendre à ce que la déflexion soit principalement due à la contrainte de cisaillement et très peu à la flexion. En faisant l'hypothèse d'une poutre continue analogue et d'une répartition simplifiée des masses dans sa section, un simple calcul fait à la main a montré que la flexion due à la flexion ne représentait que 10% de la flexion observée dans les comparateurs.

Bien que la structure et son chargement soient symétriques, on a pu se rendre compte – voir Figure 2.7(b) – que les deux sections, *a priori* identiques, ne se déplaçaient pas de façon identique. Cet écart, qui s'avère significatif grâce à la précision des mesures optiques, s'explique par la discontinuité des membrures inférieures et la présence de queues d'aronde. De plus, l'hétérogénéité naturelle du bois peut aussi expliquer en partie les réponses différentes des deux parties.

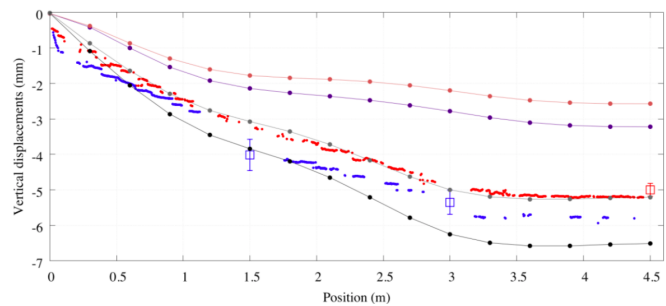


FIGURE 2.7 – (a) Photographie de la structure en bois chargée uniformément à l'aide de sacs de sable. (b) Déplacements verticaux évalués par TRACKER (points rouges et bleus); les valeurs effectuées au comparateur (symboles carrés rouges et bleus) avec leurs barres d'erreur estimées sont également indiquées; les autres courbes sont issues de différentes modélisations de type RDM (non détaillées ici).

2.3 Fluctuation des déplacements

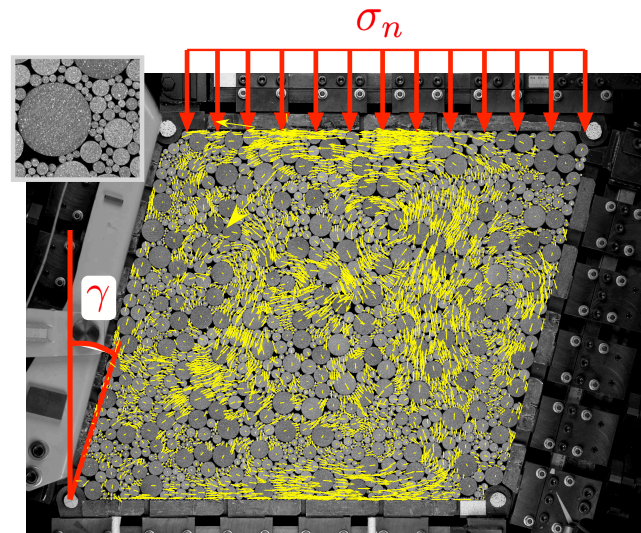
Dans un milieu granulaire, une déformation macroscopiquement homogène ne correspond pas au déplacement homogène de chacun des grains pris individuellement. À cause de contraintes géométriques à l'échelle des grains (exclusion mutuelle des volumes des grains), les grains ne sont pas libre de se déplacer comme la mécanique des milieux continus (MMC) le prévoit. On peut se représenter ceci en imaginant une personne dans une foule où tout le monde veut aller au même endroit : bien que le déplacement de chaque individu corresponde bien au mouvement

de la foule sur le long terme, leurs pas (c'est-à-dire leurs déplacements à cours terme) sont erratiques. Il ne s'agit bien sûr que d'une image. Les approches continues classiques ignorent cette particularité, qui n'est apparente que pour des *petites*¹ déformations. Cependant, l'écart de déplacement d'un grain par rapport au déplacement prescrit par le champ continu (nous appellerons cet écart *fluctuation* dans la suite) est susceptible de détenir des informations précieuses sur la ou les longueur(s) caractéristique(s) impliquée(s) dans les réarrangements granulaires, qui constituent le principal mécanisme de déformation irréversible dans les matériaux granulaires.

2.3.1 Analogies avec la turbulence : la *granulence*

Les fluctuations de déplacement, souvent organisées sous forme de vortex, ont été observées dans un certain nombre de travaux utilisant des simulations par éléments discrets. Lorsqu'on représente ces fluctuations (e.g., Figure 2.8), on est tout de suite frappé par la ressemblance avec des tourbillons de fluides turbulents. Cependant, il existe une différence importante : le système granulaire est sollicité de façon quasi-statique. De telles observations ont été faites par le passé (Combe et Roux, 2003; Kuhn, 1999; Rechenmacher et al., 2011; Tordesillas et al., 2008; Williams et Rege, 1997). En particulier, Radjai et Roux (2002) ont étudié ces fluctuations en faisant usage d'outils d'analyse statistique généralement utilisés en dynamique des fluides. La conclusion principale de leur étude est que les fluctuations de déplacement dans les matériaux granulaires présentent des caractéristiques d'échelle ayant des analogies frappantes avec la turbulence des fluides, et ce sont ces auteurs qui ont introduit le terme de *granulence*. Inspiré par leur approche, notre étude analyse les fluctuations mesurées à partir d'expériences sur un matériau granulaire 2D analogique soumis à un cisaillement quasistatique (dispositif $1\gamma 2\varepsilon$).

FIGURE 2.8 – Partie fluctuante du déplacement des rouleaux $\vec{v}(\gamma, \Delta\gamma)$, obtenues par corrélation d'images numériques pour $\gamma = \Delta\gamma = 0.1$, tracée au-dessus de la photographie correspondante. Encadré : une vue détaillée des rouleaux mouchetés. γ et σ_n sont respectivement l'angle de cisaillement et la contrainte verticale imposée. La résistance au cisaillement est mesurée tout au long de l'essai.



Pour évaluer les fluctuations de déplacement au cours de la déformation, nous considérons deux déplacements possibles de chaque grain au cours d'un incrément de déformation par cisaillement $\Delta\gamma$. Le premier est le vecteur de déplacement constaté $\delta\vec{r}(\gamma, \Delta\gamma)$, qui dépend à la fois de l'amplitude de $\Delta\gamma$ et du niveau de déformation γ au début de l'incrément. Le second vecteur de déplacement $\delta\vec{r}^*(\gamma, \Delta\gamma)$ est le déplacement prévu par un champ de déformation continue homogène (affine), c'est-à-dire le déplacement que le centre du grain aurait s'il se déplaçait comme dans un milieu continu. La fluctuation du déplacement est définie comme la différence entre ces deux déplacements :

$$\vec{u}(\gamma, \Delta\gamma) = \delta\vec{r}(\gamma, \Delta\gamma) - \delta\vec{r}^*(\gamma, \Delta\gamma) \quad (2.10)$$

Il est alors pratique de normaliser cette fluctuation par le produit de l'incrément de déformation et du diamètre moyen des grains $\Delta\gamma\langle d \rangle$ qui rend compte du déplacement moyen des grains dans la fenêtre de déformation $\Delta\gamma$. La fluctuation de déplacement normalisée s'écrit alors :

$$\vec{v}(\gamma, \Delta\gamma) = \frac{\vec{u}(\gamma, \Delta\gamma)}{\Delta\gamma\langle d \rangle} \quad (2.11)$$

Cette écriture fait apparaître une autre interprétation possible de la fluctuation normalisée ; elle peut être vue comme une fluctuation de formation locale $\vec{u}/\langle d \rangle$ qui est à son tour divisée par l'amplitude globale d'accroissement de la déformation macroscopique $\Delta\gamma$.

1. La notion de "petite déformation" doit bien entendu être interprétée suivant la situation. Pour un milieu granulaire constitué de particules rigides, on peut considérer qu'une petite déformation corresponde à un petit déplacement par rapport à la taille moyenne des particules ; si les contacts sont mous, alors une petite déformation correspondra plutôt à un petit déplacement par rapport à la déflexion (déplacement relatif des points de contact) moyenne.

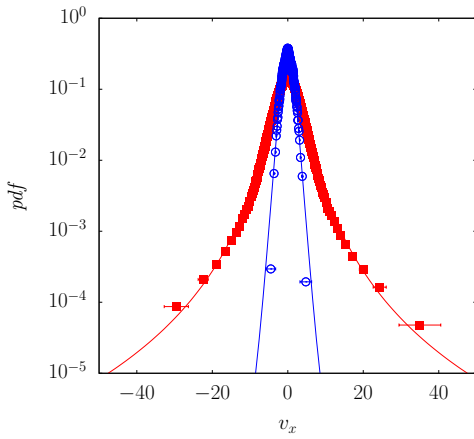


FIGURE 2.9 – Fonctions de densité de probabilité (pdf) des composantes horizontales des fluctuations de déplacement mesurées pour deux incréments de contrainte de cisaillement différents ($\Delta\gamma = 7.3 \times 10^{-4}$ et $\Delta\gamma = 10^{-1}$). Les points correspondent à des données expérimentales, et les courbes sont des régressions avec la fonction g_q – Equation (2.13) – qui permet d’évaluer les valeurs q relatives.

La Figure 2.9 montre la fonction de densité de probabilité (pdf) de la composante v_x des fluctuations normalisées pour deux différents incréments de déformation par cisaillement $\Delta\gamma$. Quelle que soit la valeur de $\Delta\gamma$, la moyenne spatiale des fluctuations associées est nulle, ce qui est tout-à-fait attendu. Une observation remarquable est que la distribution statistique des fluctuations (normalisées) présente une plus grande amplitude lorsque la “fenêtre d’observation” $\Delta\gamma$ est diminuée. Nous avons vérifié expérimentalement (Richefeu *et al.*, 2012) les similitudes avec la turbulence qui avaient été pointées du doigt par Radjai et Roux (2002) à partir de simulations numériques. Non seulement la tendance vers une distribution Gaussienne des fluctuations a été constatée sur les données expérimentales, mais toutes les autres constantes ont également été vérifiées et retrouvées dans les mêmes ordres de grandeur : une diffusion anormale des fluctuations, et une longueur de corrélation spatiale de l’ordre d’une dizaine de diamètres moyens reflétant la structuration des fluctuations de déplacement sous forme de vortex.

Un point nouveau et remarquable porte toutefois sur le fait que certaines observations dépendent de l’incrément de déformation macroscopique $\Delta\gamma$ utilisé pour définir une fluctuation. Ceci est d’autant plus notable que $\Delta\gamma$ est grand, ce qui constituait une incompréhension et nous a guidé vers l’approche différente. Dans un système de particules interagissant par du contact frottant, le déplacement de chaque grain n’est pas indépendamment de celui de ses voisins. Or les outils statistiques classiques (Gibbs-Boltzmann) sont justement basés sur le fait que les mouvements des particules sont indépendants. Il est donc nécessaire, dans ce cas, de s’appuyer sur une extension de la physique statistique classique, comme le propose Tsallis (2009). Cette théorie prend en compte les interactions possibles entre les particules avec un seul paramètre : q appelé *indice entropique*. Cette extension, qu’on nommera *la mécanique statistique non extensive de Tsallis*, a été proposée pour la première fois par Constantino Tsallis en 1988. L’idée principale est d’étendre la définition de l’entropie en introduisant un paramètre q caractérisant les corrélations, l’entropie classique n’étant plus extensive dans ces systèmes. Le postulat est la définition de l’entropie S_q comme suit :

$$S_q = k_B \ln_q(W) = k_B \frac{1 - W^{1-q}}{q - 1} \quad (2.12)$$

où q introduit un biais par rapport à la théorie classique de Gibbs-Boltzmann, puisque la limite $q \rightarrow 1$ correspond à l’entropie classique de Boltzmann ($\ln_{(q=1)} = \ln$). La fonction de densité de probabilité des événements, qui est Gaussienne lorsque $q = 1$, devient une nouvelle fonction appelée q -Gaussienne lorsque $q > 1$:

$$\text{pdf}(x) = g_q(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi A_q}} \left(1 + (1 - q) \frac{x^2}{A_q} \right)^{\frac{1}{1-q}} \quad (2.13)$$

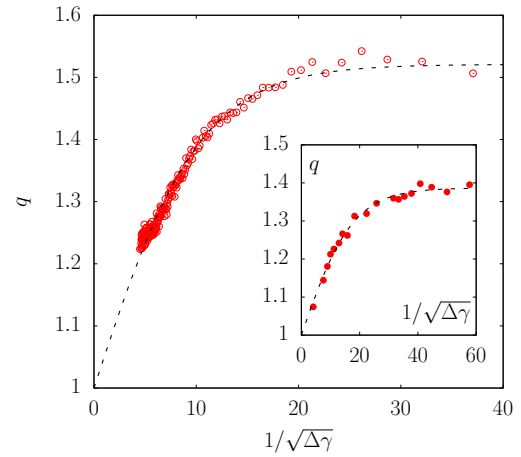
avec A_q une constante de normalisation qui dépend de q .

2.3.2 Validation expérimentale d’une loi d’échelle non-extensive

La dépendance de l’exposant q avec la fenêtre de contrainte $\Delta\gamma$ utilisée pour calculer les fluctuations est tracée sur la Figure 2.10, pour les données expérimentales, et également pour celles issues de simulations. Pour mieux visualiser la tendance lorsque $\Delta\gamma$ tend vers des valeurs infiniment petites ou grandes, q a plutôt été tracé en fonction de $1/\sqrt{\Delta\gamma}$ sur ce graphique.

Deux caractéristiques remarquables peuvent alors être observées : premièrement, dans la limite d’une grande fenêtre de déformation – lorsque les valeurs en abscisse tendent vers zéro – on a $q \rightarrow 1$, indiquant la limite vers une diffusion normale où la physique statistique classique s’applique. Les simulations numériques, qui permettent d’atteindre de plus grandes valeurs pour $\Delta\gamma$, confirment la limite $q \rightarrow 1$ (voir encadré dans la Figure 2.10). C’est exactement ce que nous attendons pour cette limite, une fois que les particules subissent plusieurs “collisions” et

FIGURE 2.10 – Évolution de la valeur de q mesurée en fonction de l'inverse de la racine de l'incrément de déformation pour les expériences et les simulations (encadré). La ligne pointillée correspond à une régression utilisant la fonction $q(1/\sqrt{\Delta\gamma}) = 1 + a \tanh(b/\sqrt{\Delta\gamma})$, avec $a = 0.521$ et $b = 0.096$.



réarrangements, l'hypothèse du chaos moléculaire est de mieux en mieux justifié. Au niveau de l'autre limite, c'est-à-dire pour des fenêtres de déformation de plus en plus petites, la valeur de q atteint un plateau, avec $q \simeq 3/2$. Cette observation peut être interprétée comme un signe des corrélations à longues distances imposées par les chaînes de forces à cette échelle de temps (*i.e.*, de réarrangement) très courte.

Toutes ces observations ont été constatées aussi bien dans les expériences que dans les simulations, quelles que soient les différences entre les systèmes, ce qui démontre la robustesse du résultat. Les simulations permettent toutefois d'obtenir des niveaux de déformation beaucoup plus importants (notamment en utilisant une périodicité cinématique) et la limite $q \rightarrow 1$ est encore mieux perceptible (voir encadré de la Figure 2.10).

La diffusion des fluctuations au cours de la déformation peut être quantifiée en évaluant l'exposant α dans l'expression suivante :

$$\langle \bar{v}^2 \rangle \propto \gamma^\alpha \quad (2.14)$$

où $\langle x \rangle$ est la moyenne des x , et γ est lui-même proportionnel au temps. La diffusion est dite normale si $\alpha = 1$ et anormale si $\alpha > 1$. Le cadre théorique de Tsallis prédit que l'exposant de diffusion α dépend de l'indice entropique q par la relation suivante :

$$\alpha = \frac{2}{3 - q} \quad (2.15)$$

où on peut constater que $\alpha \geq 1$, ce qui est en accord avec l'Equation (2.15) puisque $q > 1$. On a donc cherché à vérifier cette loi d'échelle, dite de Tsallis-Bukman, en traçant la correspondance α vs $1/\sqrt{\Delta\gamma}$ (Figure 2.11) et en superposant la courbe prédite calculée à partir de la valeur moyenne de $q(1/\sqrt{\Delta\gamma})$. La courbe en pointillés sur la Figure 2.11 n'est pas une régression, mais bel et bien la prédiction donnée par la loi d'échelle de Tsallis-Bukman. Selon Constantino TSALLIS, les observations rapportées dans (Combe *et al.*, 2015) constituent la première vérification expérimentale de la relation (2.15) sur des milieux granulaires.

Il est intéressant d'observer deux cas particuliers à partir de la Figure 2.11 : lorsque $q = 1$, la variance est proportionnelle au temps qui correspond au comportement de diffusion normal; lorsque $q = 2$, la limite de diffusion balistique est atteinte. Aux valeurs intermédiaires, nous obtenons de grandes distributions avec des queues marquées. La variance, calculée comme l'intégrale temporelle de distribution $g_q(v_x)$, diverge pour $q > (5/3 \simeq 1.66)$, et converge autrement. Ainsi, si plusieurs convolutions indépendantes sont appliquées, g_q se rapproche d'une distribution gaussienne si $q < 5/3$, et d'une distribution de Lévy pour $q > 5/3$ (Tsallis, 2009).

2.3.3 Évolution des q -statistiques lors de la localisation de la déformation

Nous avons vu que les fluctuations avaient été définies par rapport à un champ de déplacements supposé affine – ce qui équivaut à supposer un champ homogène de déformation. Cependant, dès que la localisation des déformations est bien définie quelque part dans l'échantillon, le champ moyen des déformations n'est plus une quantité représentative du champ réel. Malgré la localisation des déformations, le calcul des fluctuations de déplacement à l'aide de l'équation (2.10) reste possible, mais son interprétation physique est rendue plus complexe. Cela dit, cette mesure devrait continuer à présenter un intérêt tout comme la description statistique de q .

L'idée ici est d'étudier l'évolution de l'exposant q lorsque l'incrément de déformation est augmenté, dans le cas d'une localisation des déformations qui apparaisse clairement sous forme de "bandes de cisaillement" concentrant le déviateur des déformations. À cet effet, un essai de cisaillement simple a été réalisé avec un plus grand nombre de rouleaux. Il s'agit d'incliner la boîte de l'échantillon à vitesse constante $\dot{\gamma}$ tout en maintenant la pression verticale constante. Ce chemin de chargement a été préféré à une compression biaxiale parce que les bandes de cisaillement apparaissent plus progressivement, ce qui facilite leur étude. L'évolution du paramètre q en fonction de l'incrément de déformation (en fait, l'inverse de sa racine) est présentée sur la Figure 2.12(l).

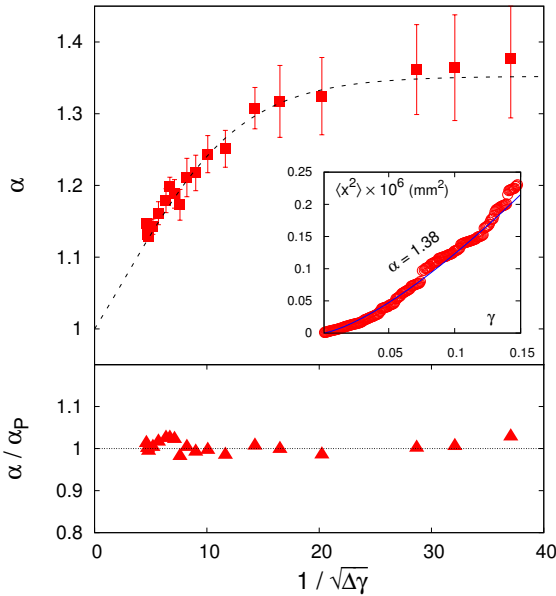


FIGURE 2.11 – Vérification de la loi d'échelle Tsallis-Bukman pour différents régimes de diffusion. (haut) Évolution de l'exposant de diffusion mesuré α en fonction de $1/\sqrt{\Delta\gamma}$; la ligne pointillée est une application directe de la loi d'échelle $\alpha(1/\sqrt{\Delta\gamma}) = 2/[3 - q(1/\sqrt{\Delta\gamma})]$, à partir d'un ajustement des valeurs de q de la Figure 2.10. (encadré) Sélection d'une courbe de diffusion où x est la fluctuation de déplacement; elle permet d'évaluer l'exposant de diffusion α pour chaque fenêtre de déformation $\Delta\gamma$ testée, correspondant à un point unique de la courbe du haut. (bas) Mesure de l'écart des données par rapport à la prédiction de la loi d'échelle, en fonction de $1/\sqrt{\Delta\gamma}$, montrant un accord à $\pm 2\%$.

Lorsque l'incrément de déformation macroscopique (ici un incrément de déformation de cisaillement $\Delta\gamma$) est suffisamment faible, la localisation n'est pas perceptible et des observations similaires à celles de la Figure 2.10 peuvent être faites : une transition d'une valeur invariante de q à un régime où q se s'achemine sur une route vers 1 qu'on peut deviner pour $1/\sqrt{\Delta\gamma} > 12$ (c'est-à-dire $\Delta\gamma < 0.7\%$). Mais quand la localisation est initiée – ligne pointillée verticale de droite dans la Figure 2.12(I) – on note une inflexion de l'évolution du paramètre q qui la dérouté de son itinéraire vers 1. Une troisième phase peut être observée lorsque $\Delta\gamma$ augmente encore plus pour $1/\sqrt{\Delta\gamma} < 7$ (c'est-à-dire $\Delta\gamma > 2\%$) : q croît brutalement ce qui met en évidence un nouveau type d'interactions dans les déplacements des grains.

Les bandes de cisaillement peuvent être visualisées pour différents incréments de cisaillement $\Delta\gamma$ dans Figure 2.12(II), où les intensités de cisaillement $\Delta\varepsilon_D$ (déviateur du tenseur de déformation) ont été segmentés avec une valeur seuil notée $\Delta\varepsilon_D^0$: les zones noires correspondent à $\Delta\varepsilon_D \geq \Delta\varepsilon_D^0$ et les zones blanches correspondent à $\Delta\varepsilon_D < \Delta\varepsilon_D^0$. La valeur du seuil $\Delta\varepsilon_D^0$ a été choisie comme contrainte de cisaillement macroscopique totale correspondant à l'inclinaison maximale atteinte, soit $\Delta\varepsilon_D^0 = 3,6\%$, et nous avons vérifié que le changement de cette valeur comprise entre 2,4% et 4,1% n'avait pas d'influence notable sur les observations présentées ici.

On peut remarquer sur ces cartes que, pour des petits incréments de déformation (Figure 2.12(II)a), les bandes ne sont pas continues du tout, les zones fortement cisailées sont très fragmentées. À mesure que l'incrément de déformation augmente (Figures 2.12(II)b et 2.12(II)c), ces zones ont tendance à s'agréger sous forme de bandes, et dans la Figure 2.12(II)d, les bandes semblent percoler d'un bord à l'autre de l'échantillon. Ces quatre cartes sont repérées dans la Figure 2.12(I) pour que la relation avec les valeurs q puisse être faite.

Pour mieux relier la croissance des bandes de cisaillement aux paramètres q , un nouvel indicateur a été introduit : la longueur maximale ℓ des bandes de cisaillement. Pour chaque zone contiguë de contrainte de cisaillement élevée (en noir), la longueur ℓ est définie comme la distance la plus longue reliant deux centres de grains appartenant à la même zone, en utilisant l'amplitude maximale suivant la direction x ou y . L'indicateur est alors la plus grande longueur pour toute la zone contiguë de contrainte de cisaillement élevée sur la carte. L'évolution de cette longueur maximale, exprimée en nombre de diamètres moyens $\ell/\langle d \rangle$, est tracée en fonction de $1/\sqrt{\Delta\gamma}$ dans la Figure 2.12(I) afin d'établir un parallèle avec l'évolution de q . Pour les plus petits incréments de déformation (à droite de l'abscisse), ℓ est de l'ordre de quelques diamètres, ce qui indique qu'il s'agit de quelques grains et que ces "bandes de cisaillement" sont en fait des réarrangements très localisés. Une évolution plus rapide de ℓ peut ensuite être remarquée avec un point d'inflexion correspondant approximativement au début de la dérive de q . Contrairement à ce que les cartes de la Figure 2.12(II) peuvent suggérer, l'évolution de la longueur des bandes de cisaillement n'est pas régulière. Une transition nette se produit lorsque la longueur des bandes de cisaillement atteint, de façon très soudaine, la taille de l'échantillon. Cette transition se produit précisément pour le même incrément de déformation que la transition observée avec le paramètre q . Nous avons vérifié que cette dernière observation n'était pas sensible à la valeur seuil utilisée dans l'analyse, ce qui la rend très robuste.

Ainsi, l'augmentation du paramètre q pour les plus grands incréments de déformation pourrait être attribuée à la percolation des bandes de cisaillement, puisque cela se produit exactement lorsque l'extension de la bande de cisaillement atteint la taille de l'échantillon. D'ailleurs, nous avons trouvé une dépendance linéaire entre q et ℓ lorsque la longueur de la bande de cisaillement augmente (données non montrées), avec un coefficient linéaire négatif jusqu'à la transition de percolation. Il s'agit là d'une preuve solide que ces deux paramètres sont (anti-)corrélés et qu'ils peuvent donc être utilisés l'un à la place de l'autre pour paramétrer la transition. La possibilité

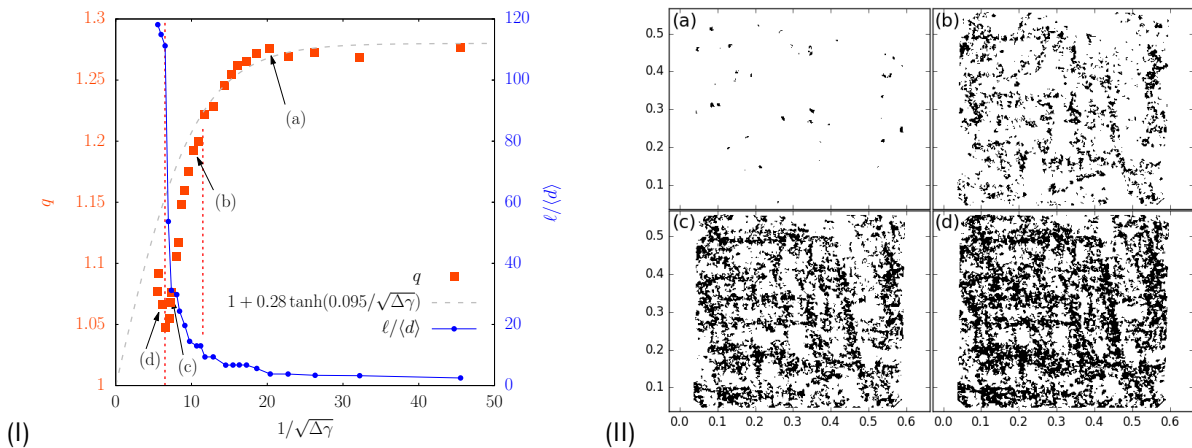


FIGURE 2.12 – (I) Evolution de l'exposant q des *pdfs* des fluctuations de déplacements, et de la longueur maximale des bandes de cisaillement $l/\langle d \rangle$ (nombre de diamètres moyens), lorsque l'incrément de contrainte de cisaillement $\Delta\gamma$ est augmenté (de droite vers la gauche). La ligne grise en pointillés sert de guide pour les yeux; la fonction "tanh" n'a pas de signification particulière mis à part qu'elle tend vers 1 lorsque $\Delta\gamma \rightarrow \infty$ et qu'elle présente une valeur plateau lorsque $\Delta\gamma \rightarrow 0$. Les lignes pointillées verticales indiquent deux transitions des deux courbes (q et $l/\langle d \rangle$) : de droite à gauche, la première transition correspond au point où q commence à dériver de son chemin vers 1, et $l/\langle d \rangle$ commence à décoller; la seconde transition correspond à la brusque augmentation de q corrélée à la percolation de la bande de cisaillement dans l'échantillon. (II) Carte d'intensité de cisaillement segmentée avec un seuil $\Delta\varepsilon_D^0 = 3.6\%$. L'image n°100 de l'essai est utilisée comme référence pour calculer les tenseurs de déformation; les incréments de déformation sont (a) $\Delta\gamma = 0.23\%$, (b) $\Delta\gamma = 0.94\%$, (c) $\Delta\gamma = 1.67\%$ et (d) $\Delta\gamma = 2.4\%$.

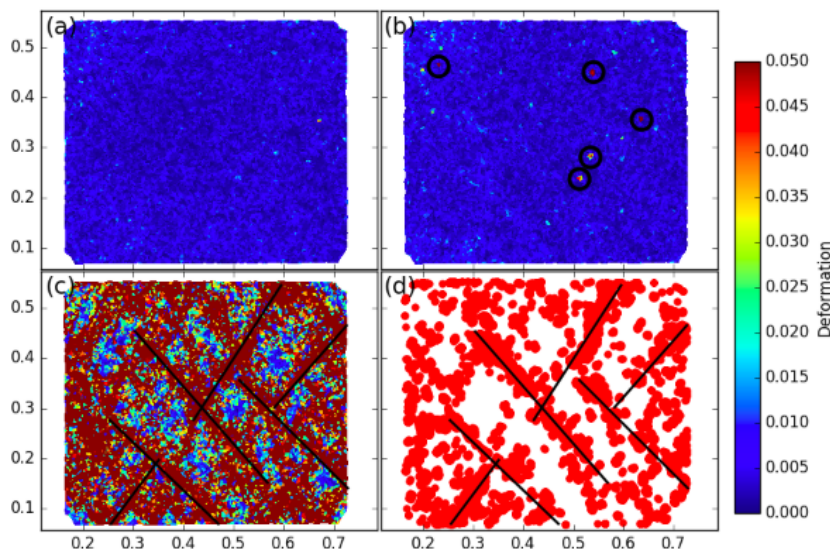


FIGURE 2.13 – Compression verticale biaxiale : champ d'intensités des cisaillements locaux $\Delta\varepsilon_D$ pour différents incréments de déformation macroscopique $\Delta\varepsilon_y$ à partir d'un état où les bandes de cisaillement sont déjà établies dans l'échantillon. (a) Champ des $\Delta\varepsilon_D$ locaux pour $\Delta\varepsilon_y = 0.015\%$; (b) Un autre cas avec $\Delta\varepsilon_y = 0.015\%$ pour lequel certains triangles de Delaunay présentent des pics épars de $\Delta\varepsilon_D$ (mis en évidence par des cercles); (c) carte d'intensité de cisaillement pour $\Delta\varepsilon_y = 2\%$ montrant des bandes de cisaillement dans le matériau (certaines d'entre elles sont surlignées); (d) la localisation des déformations locales observées pour des augmentations $\Delta\varepsilon_y = 0.015\%$, accumulées sur 2% de la déformation macroscopique; les lignes sont rapportées à partir des bandes de cisaillement de (c).

d'anticiper la formation de la bande de cisaillement au moyen d'une mesure directe sur le système est un outil qui a du sens, et ces résultats nous semblent très prometteurs pour les investigations futures dans cette direction.

2.4 Déduire les forces de contact à partir d'images

Jusqu'à présent, nous n'avons fait usage que de la cinématique des grains pour les expériences abordées dans ce chapitre. Ceci est principalement lié au fait que la technique de corrélation d'images permet intrinsèquement de mesurer des déplacements, mais pas des forces. On aurait pu en resté là, mais il est quand même frustrant de ne pas pouvoir mesurer ces forces dans les expériences alors qu'on en dispose aisément avec les simulations. La mesure de forces est donc un maillon manquant dans le set d'outils nous permettant d'analyser finement les essais du dispositif $1\gamma 2\varepsilon$. C'est pourquoi l'idée d'une approche inverse nous ait venu. Cette approche devait être basée sur une méthode numérique en éléments distincts, et l'objectif était de "deviner" les forces de contact à partir de données cinématiques et de la connaissance du chargement global (Richefeu *et al.*, 2013).

Dans les études expérimentales de la micromécanique des matériaux granulaires, la mesure des forces de contact entre particules est de nos jours toujours un challenge en comparaison avec les outils et techniques bien mieux établis pour la caractérisation cinématique à l'échelle des particules. La thèse de doctorat de Mathias Tolomeo² s'est attaquée à cet ambitieux problème. L'approche proposée implique deux aspects : (i) la caractérisation expérimentale du réseau de contact et de la cinématique à l'échelle des particules, qui peut être réalisée avec des techniques d'imagerie standards ; (ii) une approche numérique capable d'exploiter ces mesures afin de proposer une estimation des forces de contact.

L'une des contraintes qu'on s'était imposée était de ne s'appuyer que sur la connaissance de la géométrie des particules ainsi que sur une bonne appréciation du réseau de contacts afin de réaliser une "déduction" des forces de contact. Trois techniques numériques différentes ont été proposées et testées à cet effet :

- ✗ une méthode basée sur l'élasticité des contacts (CEM pour **C**ontact **E**lasticity **M**ethod) ;
- ✗ une méthode basée sur la dynamique des contacts (CDM pour **C**ontact **D**ynamics **M**ethod) ;
- ✗ et une méthode basée sur l'équilibre élasto-plastique de l'assemblage granulaire (QSM pour **Q**uasi-**S**tatic **M**ethod).

Chacune de ces techniques repose sur une approche de la famille des méthodes en éléments discrets ; il s'agit respectivement :

- ✗ de la DEM "à la Cundall" ;
- ✗ de la dynamique des contacts (CD) non régulière "à la Moreau" ;
- ✗ et d'une approche de **C**alcul **S**tatique **E**lasto-**P**lastique (CSEP) "à la Roux".

Les méthodes CD et CSEP étant plus complexes que la DEM classique, et la place étant limitée dans ce document, les détails qui s'y rapportent peuvent être consultés dans la thèse de Tolomeo (2018) ou bien à l'url <https://richefeu.gitbook.io/cdm/force-inference-from-loading-and-motion>. La *non-unicité* de la solution est le principal obstacle avec les techniques choisies, et elle est étroitement liée à l'*indétermination* des forces dans le système. Cette "difficulté", qui avait été identifiée dès le début des travaux, nous a aussi incité à inclure Jean-Noël Roux dans ces travaux pour son expertise dans le domaine.

Compte tenu des difficultés attendues, une première partie de l'étude a été menée à partir d'expériences idéalisées, qui sont en fait des simulations numériques réalisées avec la DEM classique en prenant un soin particulier à correctement stabiliser les états sensés calquer ce qu'il se passerait dans la cellule du dispositif $1\gamma 2\varepsilon$ (Tolomeo *et al.*, 2017, 2018). On s'est intéressé à la sensibilité aux bruits de mesure dans un second temps, mais les expériences idéalisées étaient dépourvues d'erreur de mesure et un avantage évident de cette stratégie était d'obtenir des ensembles de forces de référence faisant foi. Sur cette base, les principaux aspects affectant la détermination des forces ont pu être étudiés. En particulier, le rôle crucial de l'*histoire du chargement* a été mis en évidence et certaines solutions pour les prendre en compte dans la détermination des forces de contact ont été prospectées. Une évaluation de l'influence de l'erreur de mesure a également été réalisée dans un second temps pour prédire l'applicabilité de chaque méthode avec des données réelles issues d'expériences.

La Figure 2.14 montre un exemple de cartes de forces obtenues à partir des expériences idéalisées dans lesquelles les rayons des rouleaux ont été modifiés afin de sous-estimer ou de sur-estimer le nombre de contacts. On constate que l'identification des forces de contact est manifestement affectée par ce bruit de mesure, mais d'un autre côté, les forces fortes semblent quand même y être moins sensibles.

2. Thèse pour laquelle l'école doctorale I-MEP² m'a accordé une dérogation pour sa direction avant l'obtention de l'HDR. Les travaux ont été Co-encadrés avec Gaël COMBE (Laboratoire 3SR) et Jean-Noël Roux (Laboratoire Navier, École des Ponts ParisTech)

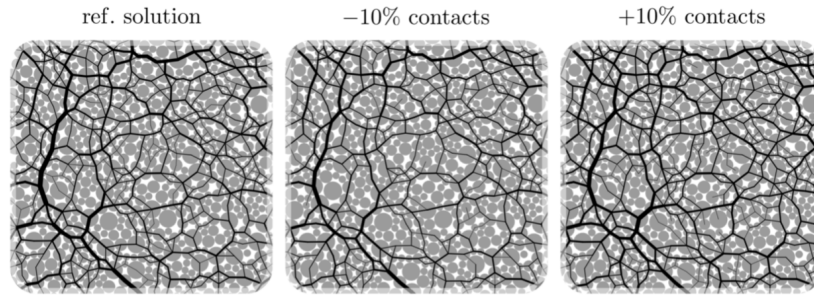


FIGURE 2.14 – (Gauche) Carte des forces normales de référence d'un état pris au début d'une compression verticale biaxiale avec $\kappa = 10000$. (Centre) Carte des forces normales obtenues, pour le même état, en appliquant la CDM avec 10% de contacts en moins par rapport au réseau de contacts réel, en raison d'erreurs simulées sur les rayons des grains. (Droite) Carte des forces normales obtenues, pour le même état, en appliquant la CDM avec 10% de contacts supplémentaires par rapport au réseau de contacts réel. Toutes les cartes sont agrandies pour mieux faire apparaître les différences qui se situent essentiellement dans le réseau faible.

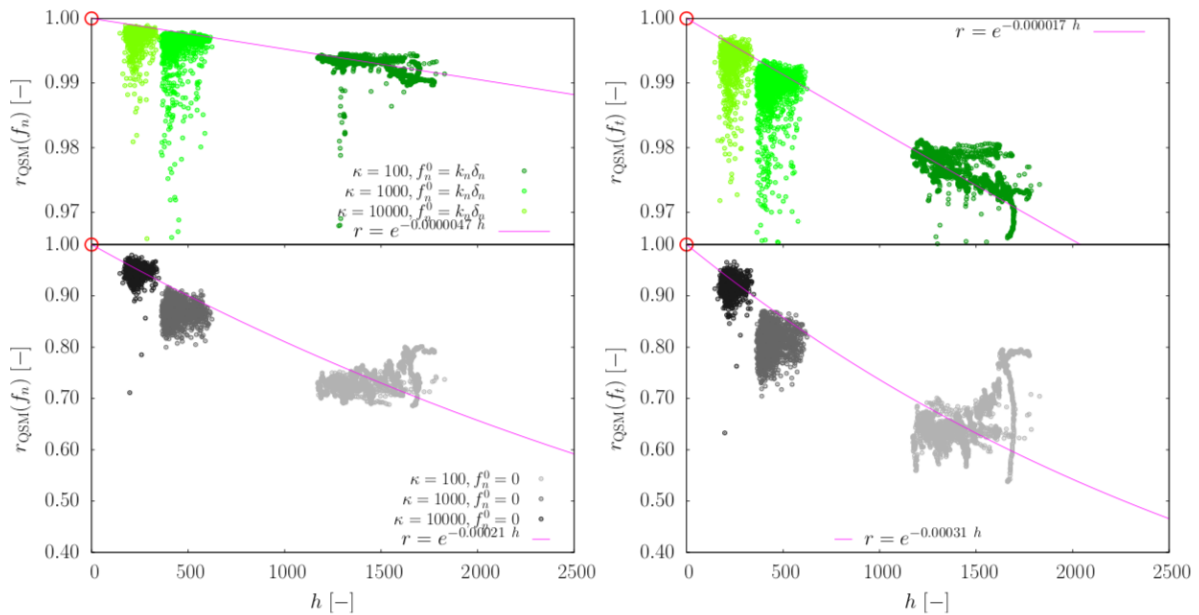


FIGURE 2.15 – Évolution du degré h d'indétermination des forces en fonction du niveau de corrélation de Pearson r entre les forces de référence et celles trouvées avec la méthode quasi-statique (QSM). Les forces normales ont été initialisées soit à la valeur solution (en haut) ou à zéro (en bas); les forces tangentielles ont été initialisées à zéro. Les courbes suggèrent une extrapolation exponentielle possible, mais ce qu'il est important de constater c'est que la "bonne solution" est de moins en moins bien trouvée lorsque le degré d'indétermination des forces est important.

D'un point de vue qualitatif, une corrélation de Pearson r entre l'estimation des forces et la solution de référence, et l'indétermination h du système a déjà été observée pour plusieurs applications de la QSM et de la CDM. Sur la Figure 2.15, ce lien est clairement montré pour la QSM³, à la fois pour la mesure des forces normales et des forces tangentielles dans un système à 1850 particules. Bien que les coefficients de corrélation approchent les 100%, on voit concrètement une anti-corrélation entre r et h qui démontre bien que l'accès aux forces est plus délicat dans un système fortement hyperstatique. La *variabilité* des solutions a également été explorée (Tolomeo, 2018).

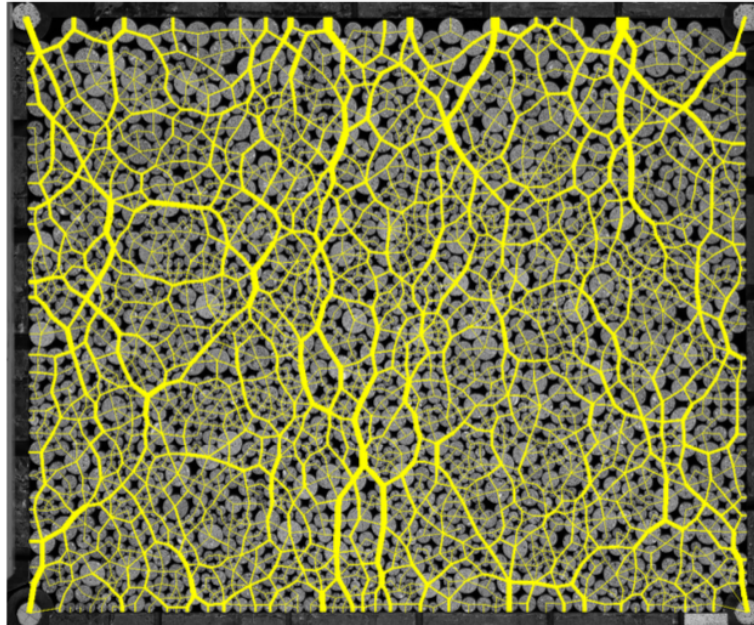


FIGURE 2.16 – Carte des forces de contact normales obtenues par la CDM à la fin du premier cycle de chargement d'un essai de compression de l'œdométrie. Les forces normales sont représentées par des lignes jaunes reliant les centres des rouleaux; l'épaisseur des lignes jaunes est proportionnelle à l'intensité de la force normale. La force normale la plus importante est de l'ordre du kilonewton.

Finalement, des tentatives ont été faites pour déduire des forces issues d'expériences effectuées dans le dispositif $1\gamma 2\varepsilon$. La Figure 2.16 montre un exemple de carte de forces identifiées sur un essai de compression œdométrique. La cinématique des particules et la connectivité ont également été évaluées en analysant les images numériques. Les avantages et inconvénients des trois méthodes ont été éclaircis. Ils nous conduisent à envisager une utilisation combinée des trois méthodes pour tirer parti de leurs atouts respectifs. À l'avenir, il conviendra de réfléchir à la prise en compte de la stabilité de la solution – dans l'algorithme de convergence vers une solution – avec l'espoir de limiter la variabilité des solutions.

2.5 Conclusions et perspectives

Une technique originale de corrélation d'images numériques a été mise au point. Elle est capable de mesurer avec précision la fluctuation des déplacements individuels de particules dans un matériau granulaire 2D soumis à une transformation quelconque. Une étude détaillée de ces fluctuations a révélé qu'elles sont organisées dans l'espace et qu'elles présentent des motifs de "tourbillons" qui rappellent clairement ceux de la turbulence en dynamique des fluides. Bien que ces boucles de fluctuation aient souvent été observées dans les simulations numériques, sur le plan expérimental, elles n'ont pas vraiment été étudiées. Nos observations ont confirmé les premiers résultats numériques et ont mis en évidence l'idée importante que les fluctuations de déplacement sont une manifestation directe du réarrangement des grains et peuvent donc être considérées comme le mécanisme de base d'une déformation irréversible dans les matériaux granulaires. De ce point de vu, on peut dire qu'elles jouent un rôle similaire aux dislocations dans les cristaux. Le lien entre ces fluctuations (et leur organisation spatiale) et la déformation des matériaux granulaires à l'échelle macroscopique (y compris la dilatation, la localisation de la déformation, l'état critique) restent à étudier.

Nous avons également abordé la perspective de l'analyse des fluctuations comme étant capable de définir des précurseurs à la localisation. Bien entendu, les traits de caractère de la granulence soulèvent une multitude de questions (influence des raideurs, de la polydispersité, de la troisième dimension...) qui n'attendent plus qu'à être étudiés.

3. Des observations similaires sont faites avec la CDM.

Le dernier aspect auquel on s'est attaqué porte sur la détermination des forces de contact. La faisabilité de la méthode a été démontrée, mais son application reste encore un challenge. Les prochaines étapes liées à la mesure des forces reviendront sur l'utilisation de simulations numériques pour mener les investigations portant sur les forces (en utilisant une méthode originale de *calcul statique elasto-plastique* développée par Jean-Noël Roux). Plus précisément, les recherches s'orienteront vers l'identification des instabilités vers la détermination de leurs origines, de leur sensibilité à certains paramètres (raideur relative des contacts et effets de nombre), et de leurs conséquences sur la déformation plastique. L'étude fine des forces de contacts étant encore délicate sur des expérimentations, le repli sur des simulations (originales) nous semble être une étape nécessaire pour mieux cerner les mécanismes en question.

Références

- BAVEREL, O., CHALAS, P., RICHEFEU, V. et HIVIN, G. (2018). Proposal for a lowtech wooden space truss. In CAITLIN MUELLER, S. A., éditeur : *Proceedings of the IASS Symposium 2018, Creativity in Structural Design*, MIT, Boston, USA.
- COMBE, G. et RICHEFEU, V. (2013). Tracker : A particle image tracking (pit) technique dedicated to nonsmooth motions involved in granular packings. In *AIP Conference Proceedings*, volume 1542, pages 461–464.
- COMBE, G., RICHEFEU, V., STASIAK, M. et ATMAN, A. P. F. (2015). Experimental validation of a nonextensive scaling law in confined granular media. *Physical Review Letters*, 115(23).
- COMBE, G. et ROUX, J.-N. (2003). Discrete numerical simulation, quasistatic deformation and the origins of strain in granular materials. In *3rd International Symposium on Deformation Characteristics of Geomaterials*, pages 1071–1078, Lyon.
- KELLER, J., MAZET, E., DESBOIS, J. et CHEREIL DE LA RIVIÈRE, C. (2018). Mesure optiques de déformations. Rapport technique, Département GCCD, IUT 1 Grenoble.
- KUHN, M. R. (1999). Structured deformation in granular volume=1542, pages=461, year=2013 materials. *Mechanics of Materials*, 31(6):407 – 429.
- RADJAI, F. et ROUX, S. (2002). Turbulentlike fluctuations in quasistatic flow of granular media. *Phys. Rev. Lett.*, 89:064302.
- RECHENMACHER, A. L., ABEDI, S., CHUPIN, O. et ORLANDO, A. D. (2011). Characterization of mesoscale instabilities in localized granular shear using digital image correlation. *Acta Geotechnica*, 6:205–217.
- RICHEFEU, V., COMBE, G. et MAURIN, R. (2013). An attempt in assessing contact forces from a kinematic field. *AIP Conference Proceedings*, 1542:429–432.
- RICHEFEU, V., COMBE, G. et VIGGIANI, G. (2012). An experimental assessment of displacement fluctuations in a 2D granular material subjected to shear. *Géotechnique Letters*, 2(7-9):113–118.
- TOLOMEI, M. (2018). *Forces Inferred from macroscopic Loading and grain Motions (FILM)*. Thèse de doctorat, IMEP2.
- TOLOMEI, M., RICHEFEU, V., COMBE, G., ROUX, J.-N. et VIGGIANI, G. (2017). Assessing contact forces in granular materials from experimental measurements of kinematics. *EPJ Web of Conferences*, 140.
- TOLOMEI, M., RICHEFEU, V., COMBE, G., ROUX, J.-N. et VIGGIANI, G. (2018). An assessment of discrete element approaches to infer intergranular forces from experiments on 2d granular media. *International Journal of Solids and Structures*.
- TORDESILLAS, A., MUTHUSWAMY, M. et WALSH, S. D. C. (2008). Mesoscale measures of nonaffine deformation in dense granular assemblies. *Journal of Engineering Mechanics*, 134:1095–1113.
- TSALLIS, C. (2009). *Introduction to nonextensive statistical mechanics : approaching a complex world*. Springer Science & Business Media.
- WILLIAMS, J. R. et REGE, N. (1997). Coherent vortex structures in deforming granular materials. *Mechanics of cohesive-frictional materials*, 2:223–236.

Deuxième partie

**Matériaux granulaires
dans l'ingénierie**

Avalanches rocheuses

En bref : “ Mon intérêt pour la modélisation des avalanches rocheuses date de mon arrivée au Laboratoire 3SR en septembre 2008. Le projet Européen Alcotra MASSA avait été monté en collaboration avec [Pascal VILLARD](#) et [Dominique DAUDON](#). Le travail initial a consisté à développer un outil DEM ayant pour particularité de tenir compte des formes complexes des blocs rocheux. Pour cela, la stratégie des sphéropolyèdres a été adoptée et validée dans le cadre du projet Européen par comparaison avec des expériences de laboratoire menées à l'EPFL par l'équipe de [Vincent LABIOUSE](#). L'identification des paramètres mécaniques de dissipation a été réalisée lors du post-doc de [Guilhem MOLLON](#) pour des collisions sur un substratum rigide. Une confrontation de simulations discrètes et continues a également été menée pour valider l'outil numérique et étudier l'influence d'une transition entre les pentes du chemin de propagation ([Claudio SCAVIA](#) et [Marina PIRULLI](#), Politecnico di Torino).

La collaboration avec la société IMS_{RN} , dirigée par [Pierre PLOTTO](#), a contribué à initier un travail important sur la modélisation des avalanches rocheuses grâce au financement de trois thèses CIFRE. Dans la thèse de [Stiven CUERVO](#) la modélisation d'avalanches rocheuses sur des topographies complexes a été développée. La thèse de [Fabio GRACIA](#) s'est focalisée sur la modélisation continue de sols subissant de très grandes déformations (avalanches ou impact d'un bloc rigide sur un sol meuble) en développant un couplage entre les approches DEM et MPM. Actuellement, la thèse de [Bruna GARCIA](#) s'attache à définir un modèle de collision sur sols plastiques et à identifier les paramètres mécaniques sur les sites à risque. ”

1.1 Introduction

La construction de logements et d'infrastructure du génie civil dans des zones montagneuses augmente de nos jours. Ces projets s'exposent à des risques de catastrophes naturelles telles que les chutes de blocs isolés, des éboulements rocheux, des glissements de terrain, des coulées de débris ou de boue, ou des avalanches de neige. Ces risques sont amplifiés par les effets du changement climatique comme l'augmentation de la pluviométrie et des tempêtes, le réchauffement climatique, et l'alternance rapide gel/dégel. Tous ces effets contribuent fortement à déstabiliser des masses rocheuses entraînant des événements dévastateurs pouvant conduire à des pertes humaines tragiques et à des dégâts matériels conséquents. La propagation de masses rocheuses, allant de la chute d'un bloc isolé à l'écroulement de plusieurs millions de mètres cube de roches, est parmi les événements naturels les plus fréquents et imprévisibles dans les zones montagneuses. Les infrastructures telles que les routes et les voies ferrées, mais aussi les populations vivant dans ces zones sont particulièrement touchées par ces phénomènes. Afin de fournir des informations fiables concernant les risques d'avalanche rocheuses, la prédiction des zones de dépôt de telles avalanches est nécessaire. Ceci nécessite une meilleure compréhension de la propagation d'un bloc isolé, mais également d'une masse granulaire.

1.2 Modèle (éléments discrets) et validation

Pour la modélisation des avalanches rocheuses, il a été décidé dès le début du projet MASSA¹ – à mon arrivé au Laboratoire 3SR – de développer un modèle numérique dédié. En plus du caractère discret du modèle, une première

1. Projet European, ALCOTRA-MASSA

spécificité réside dans le fait que les blocs peuvent interagir – contrairement aux modèles de trajectographie où les trajectoires des blocs sont calculées par lâchers successifs. Nous avons également jugé primordial de tenir compte explicitement de la forme des blocs – qui peut être non-convexe – et des lois de contact/collision ont été écrites de façon à distinguer clairement trois composantes de dissipations de l'énergie : normale, tangentielle et angulaire. Nous développons dans ce qui suit les aspects qui font la particularité de notre code de calcul : la forme des blocs et un modèle de contact/collision élasto-dissipatif; les aspects plus numériques peuvent être consultés sur <https://richefeu.gitbook.io/cdm/dem/discrete-element-method>.

1.2.1 Forme des blocs

La géométrie des blocs (éléments discrets rigides) a été choisie de manière à ce qu'elle corresponde aux formes réelles des blocs. L'approche des sphéropolyèdres a donc été adoptée. Dans l'idée, le principe est similaire à celui des "clumps" où les sphères sont assemblées pour former un objet rigide de forme complexe. Avec les sphéropolyèdres, en plus des sphères pour définir les sommets, deux formes supplémentaires sont assemblées : des cylindres pour former les arrêtes et des polygones plans pour former les faces. La Figure 1.1 donne un aperçu d'un sphéropolyèdre représentant un bloc rocheux, reconstruit par photogrammétrie, qui a la particularité d'être non convexe. La forme du corps est en fait définie en balayant une sphère sur tous les bords et toutes les faces. D'un point de vue mathématique, ces formes de blocs peuvent être vues comme la somme de Minkowski d'un polyèdre et d'une sphère.

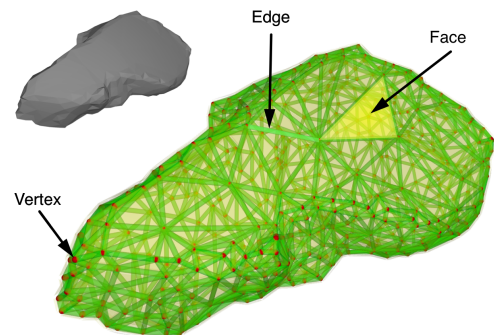


FIGURE 1.1 – Définition d'un sphéropolyèdre illustrée dans le cas d'un bloc rocheux non convexe obtenue par reconstruction photogrammétrique. Les sommets sont des sphères, les arrêtes sont des cylindres, et les faces sont des polygones 3D épais (des triangles dans cette image).

Les sphéropolyèdres offrent plusieurs avantages, notamment une détection des contacts très simplifiée (*i.e.*, la recherche des points de contact et des repères locaux associés). En effet, toutes les configurations de contact entre deux sphéropolyèdres peuvent être réduites à un ensemble de seulement quatre types de configurations de contacts élémentaires : sommet-sommet, sommet-arrête, sommet-face et arrête-arrête. On peut mieux apprécier l'avantage de cette approche lorsqu'on considère, par exemple, le teste d'intersection face-face : ce dernier peut simplement être remplacé par une série de tests d'intersection arrête-arrête et sommet-face. Parmi les nombreux autres avantages, l'approche des sphéropolyèdres permet aux formes d'être *concaves* et/ou *creuses*. De plus, les vecteurs normaux au contact sont définis sans aucune ambiguïté.

Pour les simulations de cas réels, la topologie d'un terrain peut être évaluée à l'aide de différentes techniques (balayages LIDAR aériens, stéréo-corrélation d'images photographiques...). L'analyse aboutie généralement – après quelques post-traitements non développés ici – à un maillage triangulaire formant le modèle numérique de surface (DSM pour Digital Surface Model) du terrain. Du point de vue de la modélisation discrète, chaque triangle du maillage est un sphérotriangle ayant ses degrés de liberté bloqués. Tous les avantages des sphéropolyèdres sont alors également valables pour la topologie du terrain et ses interactions avec les blocs en mouvement. Cependant, la question de la sensibilité à la résolution du maillage du terrain (liée d'une manière ou d'une autre à la rugosité du terrain) reste posée, même si l'utilisation de rayons de Minkowski lisse la surface.

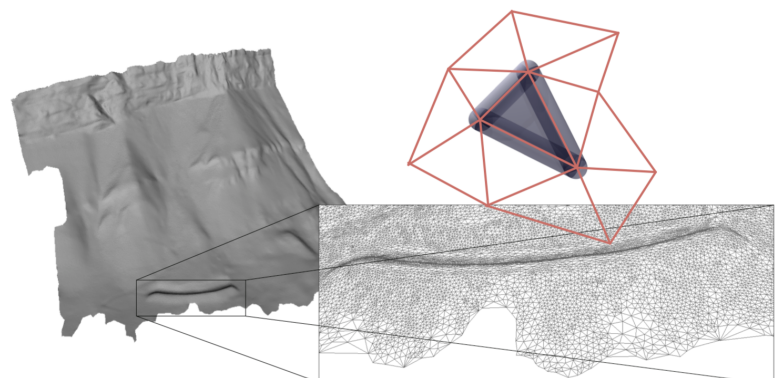


FIGURE 1.2 – Modèle numérique de terrain (DSM) utilisé pour modéliser la propagation d'une avalanche de roches déclenchée artificiellement dans le cadre d'une purge préventive d'une écaïlle rocheuse instable du Néron près de Grenoble en 2011.

La Figure 1.2 montre un exemple de DSM où le relief a été scanné au moyen de la technique LIDAR et différents traitements numériques ont permis d'obtenir une triangulation avec la finesse souhaitée. Un zoom dans le coin supérieur droit illustre comment les triangles sphéroïdaux sont superposés au DSM.

1.2.2 Modèle de contact/collision

Pour les lois de force de contact/collision, une formulation simple qui incorpore néanmoins la dissipation d'énergie due aux chocs de blocage était nécessaire. Compte tenu de l'énorme niveau d'incertitude lié à un événement naturel, il semblait totalement impossible de prédire le comportement exact de chaque particule au cours d'une propagation ou d'un écoulement de roches sur un versant. Il a donc été décidé de se concentrer sur les pertes d'énergie liées à chaque impact, plutôt que de reproduire les phénomènes physiques exacts liés à des impacts particuliers. La perte d'énergie peut résulter de mécanismes physiques très complexes (production de chaleur, propagation des ondes élastiques non rendues au bloc...) qui sont insaisissables dans le cas d'un comportement collectif. De plus, les mécanismes locaux n'ont pas besoin d'être identifiés avec précision, d'autant plus qu'il est nécessaire d'identifier les paramètres impliqués pour mener à bien une simulation. On a donc opté pour des lois très minimalistes, où seul le taux de perte d'énergie et des phénomènes de friction et/ou de plastification sont mis en œuvre pour dissiper l'énergie cinématique des blocs. En d'autres termes, nous avons choisi d'envisager une échelle plutôt grossière pour prendre en compte les mécanismes de transmission et de dissipation des forces dans un ensemble granulaire qui s'écoule puis s'arrête. Il est important de souligner ici que cette échelle "plus grossière" n'est pas immatérielle, mais qu'elle ignore certains mécanismes physiques impliqués à plus petite échelle. Les lois proposées se sont révélées tout-à-fait suffisantes pour décrire de manière satisfaisante les principaux types de rebond en ayant un certain contrôle sur les modes de dissipation de l'énergie cinétique.

Les avalanches de roches impliquent des mouvements dynamiques de blocs. Pour cette raison, les modèles d'amortissement qui affectent les mouvements du bloc avec un "parachute" artificiel (dit amortissement à la Cundall) ne peut pas être utilisé car il conduirait à une cinématique non physique. Une autre solution envisagée consistait à introduire un amortissement visqueux au niveau des contacts. Cette solution, pourtant assez standard en simulation DEM, a également été rejetée parce que, bien qu'elle introduise un paramètre de viscosité qui peut être connecté à un taux de dissipation contrôlable, elle est mal définie dans le cas particulier de contacts multiples impliqués dans les interactions de sphéropolyèdres. Plus précisément, la masse efficace impliquée dans la viscosité critique n'est pas bien défini pour les formes complexes et doit dépendre des positions des points de contact et de leur nombre.

La formulation retenue pour la force normale f_n exploite une loi élastique linéaire avec deux rigidités différentes en cas de charge ou de décharge (respectivement k_n^{in} et k_n^{out}). De plus, le chargement est incrémental alors que la décharge ne l'est pas. Lorsque le chevauchement normal des blocs h_n augmente (c'est-à-dire, $\Delta h_n \geq 0$), l'incrément de force normale s'écrit :

$$\Delta f_n = k_n^{\text{in}} \Delta h_n \quad (1.1)$$

Sinon, si $\Delta h_n < 0$ et $h_n > 0$, la force f_n est directement donnée par :

$$\Delta f_n = k_n^{\text{out}} h_n \quad (1.2)$$

La Figure 1.3a donne une représentation de cette loi de force qui illustre le rôle de la phase de chargement par incréments. Le paramètre qui contrôle la quantité d'énergie dissipée dans la direction normale (zone hachurée) est le rapport des raideurs $k_n^{\text{out}}/k_n^{\text{in}}$. Un calcul rapide montre qu'il s'agit en fait du rapport d'énergie cinétique qu'on peut noter $e_n^2 = (V_n^{\text{out}}/V_n^{\text{in}})^2$ (le carré est indiqué pour explicitement signifier qu'il s'agit d'un rapport d'énergies, et pas le rapport de vitesses e_n introduit par Jean-Jacques MOREAU dans sa méthode de dynamique non-régulière).

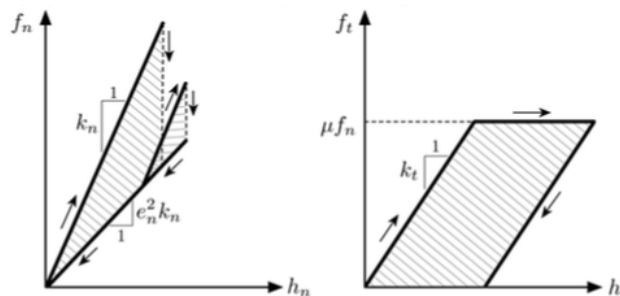


FIGURE 1.3 – Schématisation des lois de force normale et tangentielle. (a) force normale en fonction de l'interpénétration ($h_n > 0$) lors d'un petit cycle incluse dans un plus grand cycle de charge-décharge. (b) Force tangentielle en fonction du déplacement tangentielle (h_t) lors d'un cycle de charge-décharge à force normale constante. Les zones hachurées représentent l'énergie dissipée.

La force de frottement $f_t \vec{t}$ dans un repère local (la tangente \vec{t} étant opposée à la direction de glissement) est mise à jour progressivement en fonction de l'augmentation du déplacement relatif Δh_t dans la direction de glissement (pendant un pas de temps Δt). Par souci de simplicité, la loi tangentielle est présentée ici comme dans un cas 2D (c'est-à-dire sans tenir compte des rotations relatives dues à la torsion) de façon algorithmique au pas de temps $(k + 1)$:

$$f_t^{k+1} = \min(|f_t^k - k_t \Delta h_t^k|, \mu f_n^k) \quad (1.3)$$

où k_t est la rigidité élastique tangentielle et μ est le coefficient de frottement. Cette loi de force est représentée sur la Figure 1.3b. Son implémentation informatique demande une certaine finesse, car la rotation relative de la normale au contact pose des questions d'*objectivité*. Ce sujet a été traité dans Desrues et al. (2019), mais nous n'avons pas encore pu quantifier l'influence d'une loi réellement objective sur des résultats de simulation.

1.2.3 Validation

Pour mettre à l'épreuve le modèle proposé, des essais expérimentaux de chute de blocs à une échelle réduite ont servi de référence. Il s'agit d'expériences réalisées à Lausanne en Suisse (Manzella and Labiouse, 2009) dont le principe et les dimensions sont précisés sur la Figure 1.4. Cette première phase de validation est détaillée dans Richefeu et al. (2012). Ultérieurement, le principe de ce dispositif nous a servi à plusieurs reprises dans l'étude de l'influence de différents paramètres mécaniques ou géométriques sur l'écoulement transitoire d'un matériau granulaire, de l'initiation jusqu'à son arrêt complet. Quelques modifications ont éventuellement été apportées au dispositif; il s'agit par exemple d'une transition douce (arrondie de rayon variable) entre les plans (Daudon et al., 2015), ou bien au contraire de l'ajout de bosses et de creux sur la partie inclinée (Mollon et al., 2015).

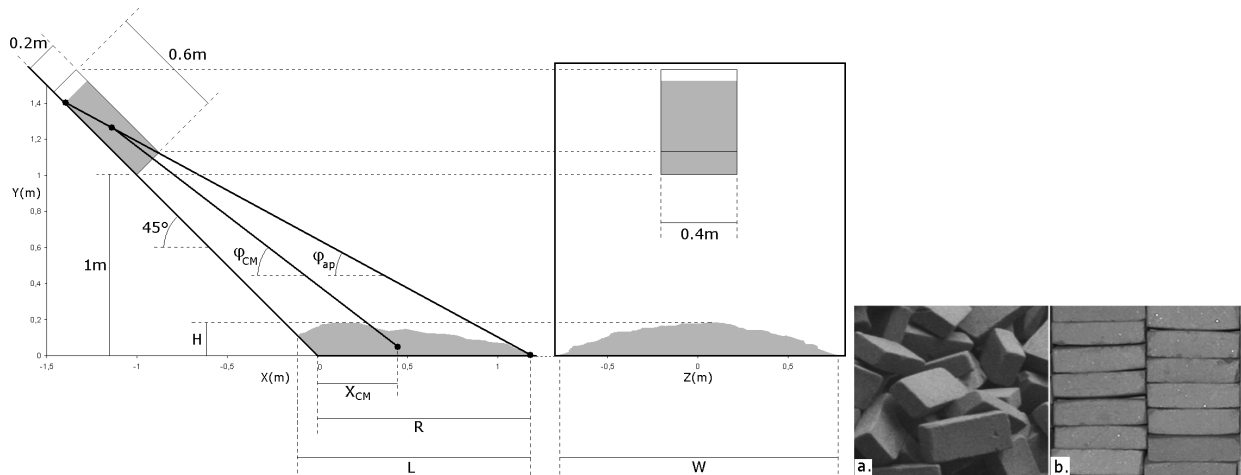


FIGURE 1.4 – (gauche) Une schématisation du dispositif expérimental de référence avec les grandeurs utiles; vues de profile et de face. (droite) Deux empilements de briques dans le container : (a) désordonné : expérience #REF1, (b) ordonné : expérience #REF2.

Cette expérience de référence consiste à ouvrir rapidement la trappe d'un caisson qui contient de petites briques en terre cuite (dimensions : 31 mm \times 15 mm \times 8 mm); le matériau granulaire se propage alors sur une pente dont l'inclinaison est réglable (ici à 45°) et qui se termine sur un plateau horizontal avec une transition brutale; le test est terminé lorsque la masse est complètement arrêtée sous forme d'un tas sur la zone plane (avec éventuellement une partie entassée sur la pente) et la distance de propagation (runout) ou la géométrie du tas, par exemple, peuvent alors être quantifiées. Dans les expériences de référence, le caisson, placé à une hauteur d'un mètre, contenait une quarantaine de litres de petites briques qui pouvaient soit être mises en vrac (expérience #REF1) avec une densité apparente de ~ 1700 kg/m³, ou bien méticuleusement être rangées (expérience #REF2) comme on peut le voir sur les Figures 1.4a et 1.4b.

Nous avons considéré que l'analyse rétrospective des résultats expérimentaux de Manzella and Labiouse (2009) ne serait pas suffisante pour rigoureusement démontrer le caractère prédictif du modèle numérique. Par conséquent, l'identification des paramètres impliqués dans les lois sur les contacts individuels a été examinée de près par le biais d'expériences supplémentaires. Ces expériences ont été menées pour déterminer la trajectoire tridimensionnelle d'une brique avant et après sa collision avec une surface plane en argile cuite ou en plastique forex (c'est-à-dire les mêmes matériaux que dans l'expérience de référence). Pour chacune de ces expériences supplémentaires, une seule brique a été lâchée à partir de différentes positions et hauteurs. Dans chaque cas, la vitesse de la brique simple avant l'impact était proche de la vitesse moyenne des particules dans l'expérience sur l'écoulement granulaire. La chute, l'impact sur le plan horizontal et le rebond de la brique ont été filmés à l'aide de deux caméras haute vitesse (1000 images par seconde). Un traitement des images numériques a permis de définir la trajectoire 3D (positions,

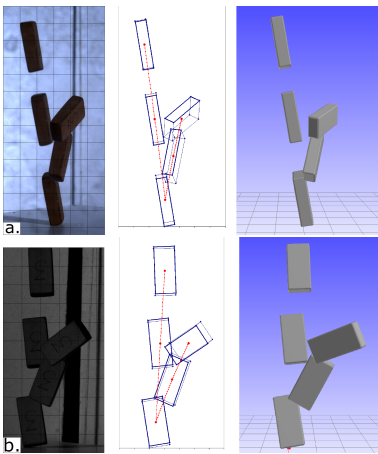


FIGURE 1.5 – Positions des briques espacée de 20 ms : (gauche) acquisitions des caméras ; (centre) trajectoire et positions angulaires identifiées par traitement d'images et minimisation d'une fonction erreur ; et (droite) trajectoire et positions angulaires simulées avec le set de paramètres optimisés pour satisfaire au mieux la cinématique mesurée des impacts. (a) Vue 1, (b) vue 2.

rotations, vitesses et vitesses angulaires) de la brique avant et après l'impact. Les paramètres de ces trajectoires ont ensuite été utilisés pour effectuer une rétro-analyse avec le modèle numérique. Quatre impacts brique-substrat et deux impacts brique-brique ont été effectués pour décrire les deux types de contact se produisant dans l'écoulement granulaire des expériences de référence. Pour chacun de ces types de contacts, les quatre paramètres du modèle numérique (k_n , k_t , e_n^2 et μ) ont été optimisés en minimisant une fonction d'erreur décrivant la différence au moindre carré entre les trajectoires expérimentale et numérique.

La Figure 1.5 illustre la procédure d'optimisation des paramètres en montrant, de gauche à droite, les images acquises de façon synchrone par les caméras rapides, la trajectoire et les positions angulaires d'une brique qui ont été identifiées, et ensuite reproduit par une simulation d'impact avec les paramètres optimaux. Ces paramètres sont ($k_n = 10^5$, $k_t/k_n = 0.42$, $e_n^2 = 0.53$ et $\mu = 0.46$) en moyenne pour les collisions brique-brique, et ($k_n = 10^5$, $k_t/K_n = 0.27$, $e_n^2 = 0.13$ et $\mu = 0.86$) pour les impacts brique-support. En faisant cette analyse, nous avons constaté qu'au-delà d'une certaine valeur, les raideurs n'influençaient plus sur les trajectoires ; les paramètres qui contrôlent la dissipation étaient nettement plus sensibles.

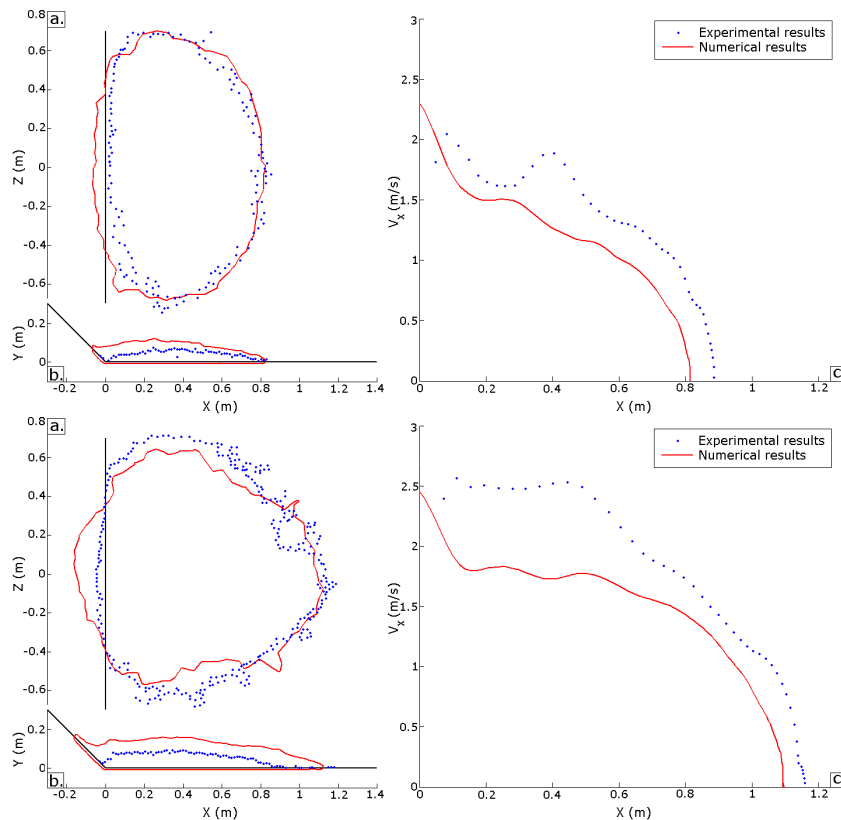


FIGURE 1.6 – Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques dans les scénarii de référence : (haut) briques mises en vrac dans le container (expérience #REF1), et (bas) briques soigneusement empilées (expérience #REF2). (a) Vue du dessus, (b) vue latérale du contour du dépôt, (c) vitesse horizontale du front de l'avalanche par rapport à la position de ce front sur le plan horizontal ($X = 0$ m correspond à la ligne de transition entre les plans).

Bien entendu, la dépendance des paramètres identifiés vis-à-vis de configurations d'impact très différentes – par exemple avec des vitesses beaucoup plus importantes – n'a pas été prise en compte dans l'optimisation. Par chance, l'ordre de grandeur des vitesses considérées pour les impacts (~ 2 m/s) sont du même ordre que celles mises en jeu dans les expériences de référence. Pour des impacts sur sols moues, la loi utilisée ne retranscrit pas du tout fidèlement les mécanismes œuvrant durant l'impact, en particulier aucune plastification n'est considérée dans la loi. Toutefois, on devrait pouvoir continuer à l'utiliser en se disant qu'elle fait office d'artifice numérique pour dissiper les énergies cinétiques. Il est donc important, surtout pour les sols moues, d'avoir un certain contrôle sur les bilans de dissipation (quantification et directions).

Les résultats numériques et expérimentaux sont comparés dans la Figure 1.6. La correspondance entre les résultats numériques et expérimentaux est très satisfaisante, notamment en ce qui concerne les étalements des dépôts (Figure 1.6a, haut et bas). Une bonne, mais moins satisfaisante correspondance a été obtenue en termes de vitesse d'écoulement frontale dans le plan horizontal (Figure 1.6b, haut et bas). La différence quantitative sur les vitesses peut s'expliquer par un manque de précision sur la définition du front de l'avalanche. La position X de ce front est déterminée par des techniques optiques dans les expériences, alors qu'elle est déterminée dans le modèle numérique par une procédure de post-traitement. Malgré cette incertitude, les résultats numériques semblent tout-à-fait pertinents. Le modèle donne une première description de la cinématique conduisant au dépôt, et montre que le mouvement de l'avalanche sur le plan horizontal peut être divisé en trois étapes : de $X = 0$ m (correspondant à la ligne de transition entre les plans) à $X = 0.2$ m, la vitesse de l'avalanche diminue considérablement, il s'agit du premier impact de l'écoulement sur le plan horizontal. De $X = 0.2$ m à $X = 0.6$ m, la masse granulaire s'accumule sur le plan horizontal et sa vitesse diminue plus lentement en raison d'un transfert de moment entre l'arrière et l'avant de la masse. De $X = 0.6$ m à $X = 0.8$ m, la vitesse diminue rapidement (le même taux de décélération que dans la première phase) jusqu'à la fin du mouvement.

La bonne concordance entre les résultats expérimentaux et numériques démontre la capacité prédictive du modèle numérique. Nous insistons sur le fait que les paramètres physiques n'ont pas été déterminés par l'analyse rétrospective des expériences de référence, mais plutôt en tenant compte des impacts avec une seule particule et en appliquant ensuite ces données au comportement collectif des briques en écoulement transitoire. Le principal avantage de ce modèle est qu'il permet d'accéder à certaines quantités (comme les vitesses et les vitesses angulaires des particules, les champs de contrainte, les changements de volume de la masse et les dissipations d'énergie) qui ne peuvent généralement pas être obtenues par les expériences.

1.3 Essais de laboratoire

Comme dit précédemment, l'un des atouts du modèle numérique est sa capacité à fournir des informations complémentaires qui ne peuvent pas facilement être mesurées ou déterminées expérimentalement. C'est le cas, par exemple, des modes de dissipation de l'énergie et de certains aspects spécifiques du flux granulaire qui ont été traités en s'appuyant sur la configuration expérimentale de référence présentée plus haut. On rapporte dans ce qui suit, deux exemples d'informations rendues accessibles par nos simulations : les modes de dissipation et la cinématique précise des blocs. Une sélection d'exemples sera ensuite présentée ; ils sont pour l'essentiel tirés de l'ouvrage de [Richefeu and Villard \(2016\)](#) qui fait lui-même état de mes recherches dans ce domaine.

1.3.1 Modes de dissipation

L'analyse des modes de dissipation de l'énergie pendant la propagation d'une masse granulaire est un moyen d'investigation pertinent pour comprendre les mécanismes physiques en cause. Connaissant les forces de contact et les déplacements relatifs entre les particules elles-mêmes ou entre les particules et le support, il est possible de calculer le travail des forces de contact et de d'estimer précisément la quantité d'énergie dissipée au cours du temps ou en chaque point de la zone de propagation, soit dans la masse granulaire ou à la base de l'écoulement. La dissipation d'énergie peut être décomposée en quatre catégories : dissipation par frottement brique-support, dissipation dans la direction normale brique-support, dissipation par frottement brique-brique et dissipation normale brique-brique. En tenant compte des taux d'énergies dissipés au cours du temps et dans l'espace, il est possible d'obtenir des informations pertinentes sur les lieux et l'intensité des différents modes de dissipation.

Par exemple, les quantités d'énergie dissipée en chaque point du trajet de propagation sont représentées sur la Figure 1.7a pour l'expérience #REF1 (chaque tranche ayant une largeur de 5 cm). En dehors de la zone de transition entre les deux plans, l'énergie se dissipe principalement par frottement basal (près de 90% de l'énergie totale dissipée dans ces zones). À l'inverse, la majeure partie de l'énergie dissipée entre les briques (soit par frottement, soit par chocs) provient de la rupture de pente et peut être liée au mouvement chaotique des briques induit par le changement brutal de l'orientation de l'écoulement. La même tendance est observée au tout début, juste après la libération de la masse granulaire, au moment où les briques avant tombent le long de la pente.

L'évolution temporelle de la répartition des différents types d'énergies (énergie potentielle, énergie cinétique et énergie dissipée) du système granulaire est représentée sur la Figure 1.7b. Avant la libération des briques à

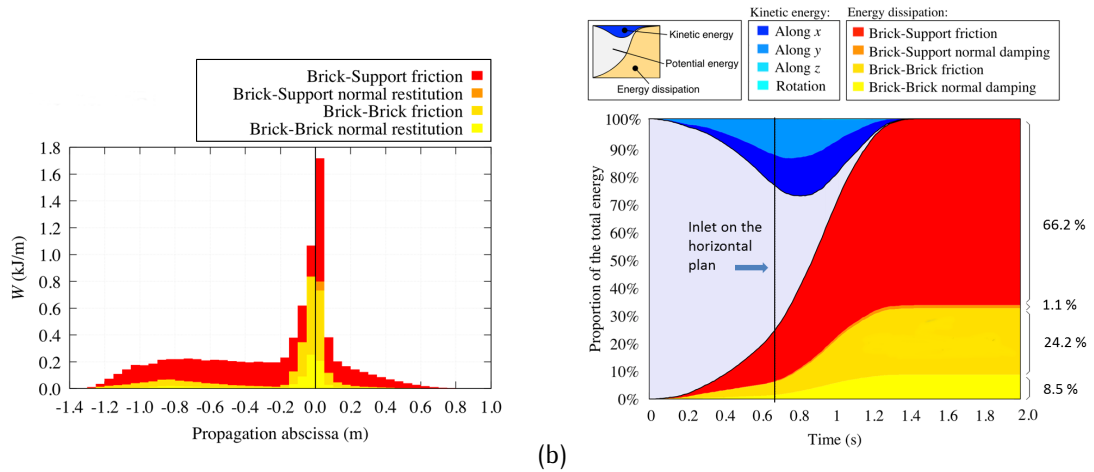


FIGURE 1.7 – Bilan énergétique de l’expérience #REF1 (briques en vrac). (a) Énergies cumulées dissipées par unité de longueur le long du trajet de propagation; (b) énergies cumulées dissipées en fonction du temps.

$t = 0$, le système statique ne stocke qu’une énergie potentielle (violet clair). Lorsque l’écoulement se développe le long du plan incliné (de $t = 0$ à $t = 0.64$ s), cette quantité d’énergie potentielle diminue pour se transformer (i) en énergie cinétique des particules en mouvement (différents niveaux de bleu) et (ii) en énergie dissipée résultant de la collision et du frottement à la base ou au sein de la masse granulaire (couleur chaude allant du jaune au rouge). Peu après l’entrée de l’avalanche sur la portion horizontale, l’énergie cinétique atteint un pic et diminue jusqu’à ce que le mouvement cesse, à $t \simeq 1.4$ s. Dans l’événement total, la majeure partie de l’énergie est dissipée par frottement entre le support et les briques (rouge, 66.2%) et par frottement entre les briques (orange foncé, 24.2%). L’énergie dissipée par l’amortisseur normal est beaucoup moins importante. Ceci est une conséquence directe du glissement de la masse de briques comme un tout sur la pente inclinée et de la modification de la nature de l’écoulement, qui est brusquement perturbée dans la zone de transition entre les deux plans.

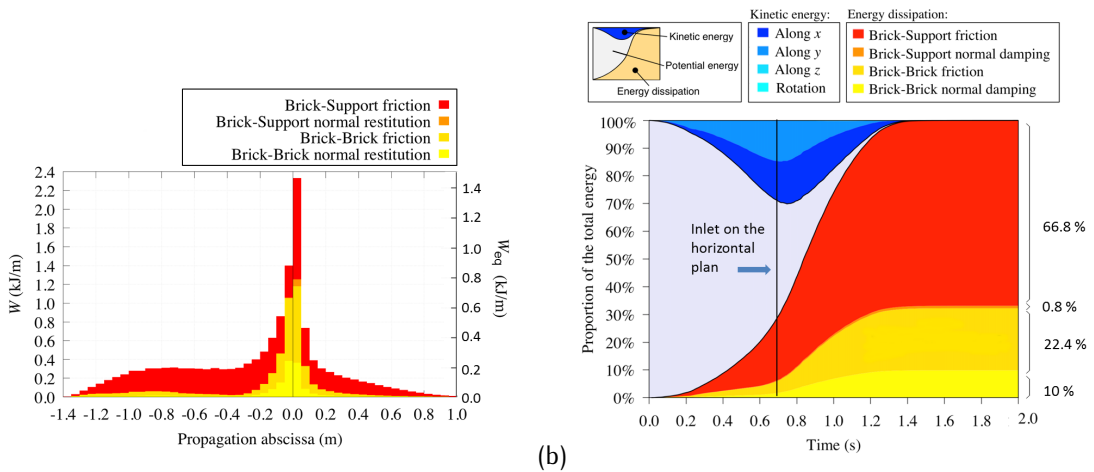


FIGURE 1.8 – Bilan énergétique de l’expérience #REF2 (briques empilées). (a) Énergies cumulées dissipées par unité de longueur le long du trajet de propagation; (b) énergies cumulées dissipées en fonction du temps.

Les quantités d’énergie dissipée dans l’espace et au cours du temps pour l’expérience #REF2 sont présentées pour comparaison avec les résultats obtenus pour l’expérience #REF1 dans la Figures 1.8. Pour permettre une comparaison, et du fait que le nombre de briques n’est pas identique dans les deux configurations #REF1 et #REF2, une énergie équivalente W_{eq} est représenté sur l’axe vertical de droite. En comparant les Figures 1.7a et 1.8a à travers l’énergie équivalente W_{eq} , il apparaît que la quantité d’énergie dissipée par collisions et frottement entre les briques sur la pente est moindre dans le cas des briques empilées de façon ordonnée (#REF2). Dans la zone de transition, la quantité totale d’énergie ainsi que l’énergie dissipée par frottement à la base de l’écoulement, sont toutes deux inférieures pour les briques empilées en raison de la régularité du flux qu’implique l’arrangement initial. Dans l’événement total (Figure 1.8b), la majeure partie de l’énergie est dissipée par frottement entre le support et les briques (rouge, 66,8%) et par frottement entre les briques (orange foncé, 22,4%). La diminution globale de la dissipation interne par frottement entre les briques, pendant toute la durée de l’événement, et la dispersion latérale moindre du flux expliquent la plus grande distance de propagation obtenue avec l’avalanche de briques ordonnées.

1.3.2 Cinématique

Afin de mieux comprendre la cinématique de l'écoulement, les champs d'amplitude des vitesses de translation et des vitesses angulaires (Figure 1.9a) ont été calculés pour la configuration #REF1 au moyen d'une technique d'interpolation spatiale. On peut voir que la vitesse des briques augmente régulièrement à mesure que l'avalanche se développe; elle diminue soudainement lorsque l'écoulement atteint la zone de transition entre les deux plans. De plus, l'amplitude de la vitesse angulaire des briques est beaucoup plus marquée au voisinage de la zone de transition que dans la pente inclinée ou dans la zone de dépôt. Il apparaît donc que le changement de direction entre les deux plans induit une réduction de l'amplitude de la vitesse, mais il déclenche aussi une perturbation plus ou moins général de l'écoulement en amplifiant les rotations des particules, ce qui est conforme au graphique de la Figure 1.7 montrant une plus grande dissipation dans cette zone.

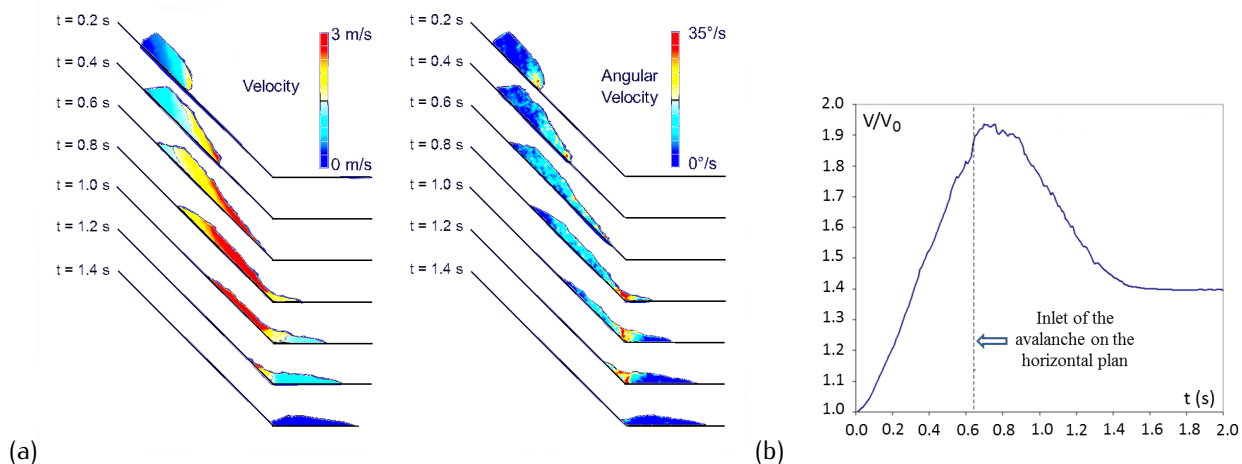


FIGURE 1.9 – (a) Amplitude des vitesses de translation et des vitesses angulaires des briques à différents pas de temps (expérience #REF1). (b) Évolution temporelle du changement de volume dans la simulation de l'expérience #REF1.

L'évolution temporelle du changement de volume est montrée dans la Figure 1.9b par le rapport V/V_0 des volumes apparents actuel et initial. La masse totale augmente au fur et à mesure que l'écoulement descend le long du plan incliné jusqu'à atteindre un maximum de 1.9, soit un volume apparent presque deux fois plus grand que sa valeur initiale. Lorsque l'avalanche atteint la zone de transition à $t = 0.64$ s, le volume commence à diminuer avec le ralentissement de la masse. Il s'arrête finalement à un volume apparent 1.4 fois plus grand que la valeur initiale. Ces changements de volume, qui peuvent augmenter ou diminuer pendant les phases d'écoulement et d'arrêt, sont d'une importance majeure dans un cas réel pour estimer correctement la zone qui serait effectivement affectée par une avalanche rocheuse.

Les comparaisons entre les expériences en laboratoire et les modélisations 2D ou 3D permettent de conclure que la DEM est capable de prédire de façon satisfaisante la cinématique des flux granulaires lorsque les paramètres sont mesurés ou correctement évalués par des essais expérimentaux adéquats. Ces comparaisons montrent que, grâce aux multiples interactions des briques dans l'écoulement, il est possible d'approcher correctement les principales caractéristiques du dépôt granulaire (forme et position). En effet, les imperfections dans les formes des briques (en particulier pour la modélisation 2D) ou les incertitudes sur les paramètres de contact, ont peu d'influence sur le comportement collectif des briques en mouvement. L'avantage des simulations est leur capacité à donner accès à des caractéristiques micro-mécaniques ou à des mécanismes physiques - qui sont hors de portée des dispositifs expérimentaux - comme les modes de dissipation de l'énergie ou certains aspects spécifiques de la cinématique. De plus, l'utilisation de modèles numériques permet d'étudier facilement la sensibilité de tout paramètre tel que la forme des particules, la topologie du terrain de propagation ou les coefficients de dissipation d'énergie.

1.3.3 Paramètres influençant l'écoulement

Il est clair que de nombreux paramètres ont une influence plus ou moins importante sur l'écoulement de roches. Au travers d'une série d'études, on a cherché à faire la lumière sur le rôle d'une sélection de paramètres liés (1) à la quantité et à la forme des briques qui constituent la masse en mouvement, (2) aux paramètres de contact/collision, (3) à la rugosité de la pente inclinée et à la gradation de la transition entre deux pentes.

Certaines de nos études (Daudon et al., 2015; Mollon et al., 2012, 2013, 2015) ont révélé des liens complexes entre les propriétés géométriques des blocs composant l'avalanche (taille, allongement, sphéricité), les paramètres de dissipation et la topologie de la pente (ondulation, forte variation de pente). Toutes ces caractéristiques connexes jouent un rôle compliqué dans la prédiction de la morphologie et de la position finales du dépôt granulaire et de

la dispersion globale des blocs séparés de la masse principale. Les formes des blocs et la topologie de la pente semblent être essentielles dans la cinématique d'une avalanche alors que les paramètres de dissipation ont une influence directe sur les modes dissipatifs, sur la distance de propagation et sur la forme des dépôts.

Sur une pente plane lisse, l'avalanche est principalement en régime de translation (sauf dans la zone de transition, où l'écoulement est très perturbé), le champ de vitesse est constant en sections transversales et les rotations de particules sont limitées. La plus grande partie de l'énergie cinétique est dissipée par frottement à la base de l'écoulement, de sorte que le paramètre le plus influent sur la position du dépôt est l'angle de frottement basal. La forme des blocs a une faible influence sur la position du centre de masse du dépôt, mais une influence plus grande sur sa forme et sur la quantité de blocs dispersés en dehors du gisement principal.

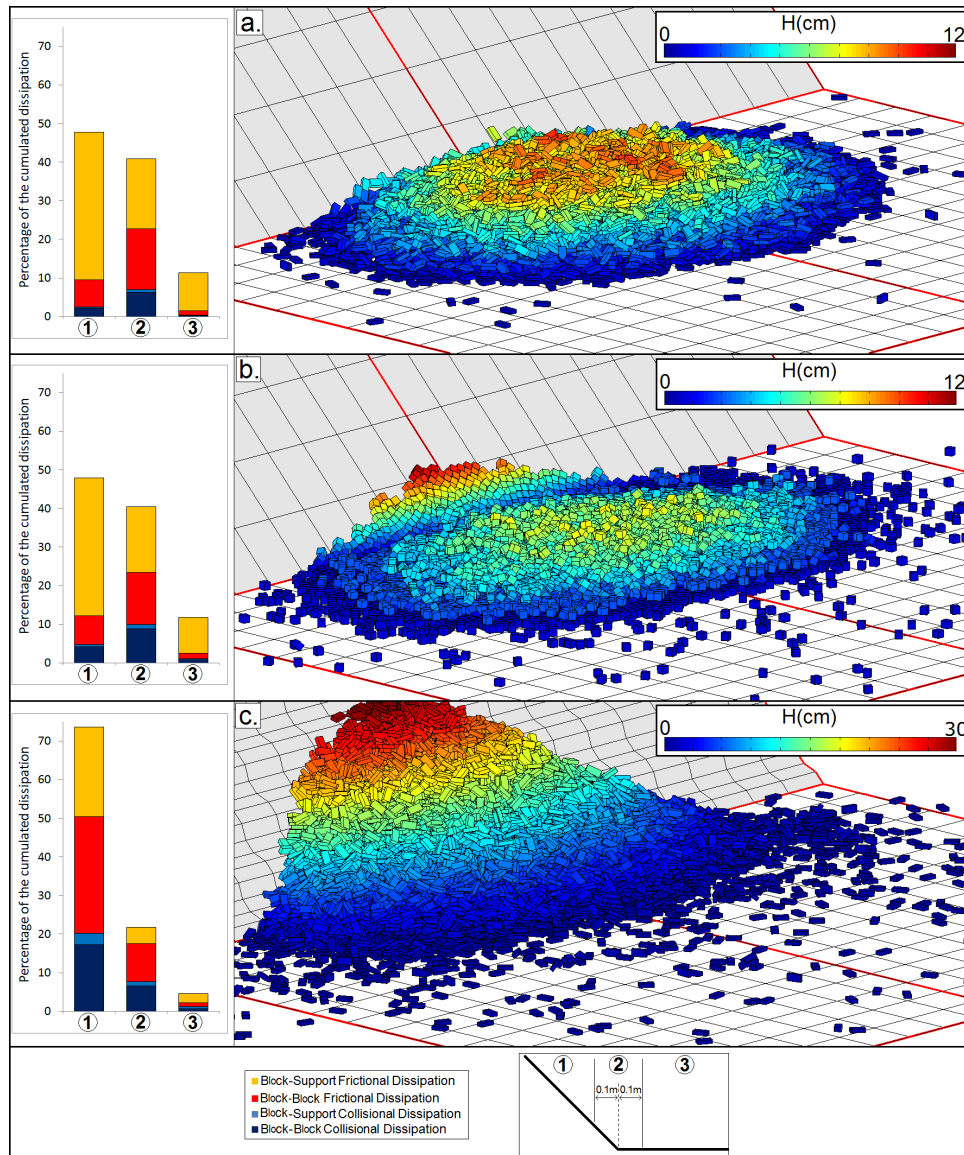


FIGURE 1.10 – (Gauche) Énergies dissipées entre ① l'initiation de l'avalanche et la fin de la pente, ② dans la zone de transition, et ③ sur la zone d'arrêt, en fonction de leur type. (Droite) Capture d'écran du dépôt final pour (a) la simulation de référence #REF1 avec des briques sur une pente lisse, (b) les cubes sur une pente lisse, et (c) les briques sur une pente vallonnée. Les couleurs des particules correspondent à leur altitude.

Sur une pente vallonnée, Figure 1.10, les ondulations rendent le régime d'écoulement plus collisionnel et réduisent la dissipation de frottement sur la pente et dans la zone de transition de sorte que l'angle de déplacement est augmenté et qu'une grande quantité de particules restent à la base de la pente (avant la transition). Dans les pentes bosselées, les caractéristiques de l'avalanche sont fortement influencées par la taille des blocs. Les tailles de blocs plus petites que les échelles caractéristiques des ondes de pente induisent un fort cisaillement interne, un gradient de vitesse verticale plus accentué, des vitesses angulaires plus élevées et un tassement assez dense. Dans ce cas, les vitesses, les vitesses angulaires et les fractions solides locales sont très bien corrélées spatialement aux ondulations de la pente, ce qui entraîne des hétérogénéités périodiques. Au contraire, des blocs de plus grande taille que ceux des ondulations de la pente rendent le régime d'écoulement plus collisionnel avec

la vitesse fluctuante entre les particules voisines, des vitesses angulaires plus élevées et un tassement plus lâche, mais sans structure apparente. Ce type de "turbulence"² conduit à une réduction de la friction basale, ce qui génère des avalanches avec une plus grande mobilité et une plus grande dispersion des blocs isolés.

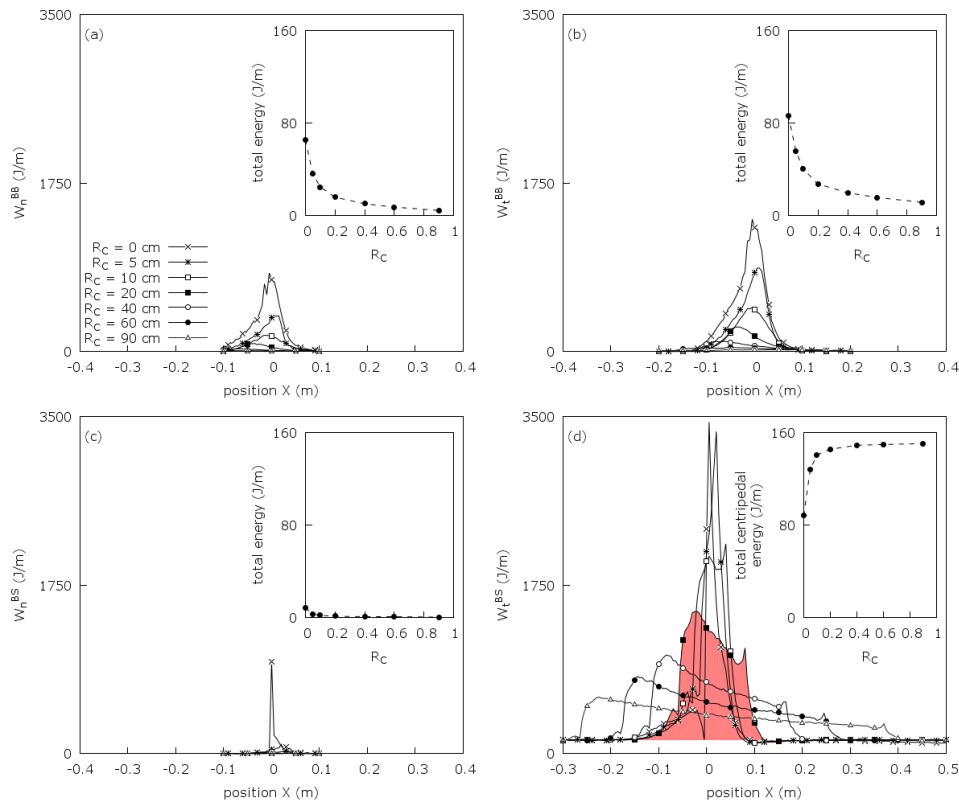


FIGURE 1.11 – Énergie dissipée autour de la transition pour les rayons de courbure R_C testés. Les modes de dissipation sont les suivants : (a) collisions entre les briques, (b) frottement entre les briques, (c) collisions entre les briques et le support, et (d) frottement entre les briques et le support. Les encadrés insérés dans les graphiques (a) à (c) montrent l'énergie cumulée sur l'ensemble du test en fonction du rayon R_C . L'encadré du graphique (d) montre l'excès d'énergie de frottement à la base de l'écoulement qui est causé par l'accélération centripète.

Avec un arrondi en guise de jonction entre les plans, le changement progressif de l'inclinaison de la pente fait que la transition a une influence limitée sur la cinématique de l'écoulement. Au contraire, un changement brusque dans cette transition perturbe l'écoulement et provoque un fort cisaillement dans la masse, un gradient de vitesse marqué et de nombreuses rotations de blocs. En raison du cisaillement dans la masse granulaire et des rotations des blocs, la majeure partie de l'énergie est dissipée par frottement et par collisions dans la masse, ce qui limite sa propagation ; Figure 1.11. Selon la forme des blocs, cette modification de la cinématique d'écoulement active différents modes de dissipation (glissement ou roulement) qui affectent à la fois la position et la forme du dépôt, ainsi que les blocs dispersés environnants.

Dans le cas d'applications réelles, comme nous allons le voir dans ce qui suit, une attention particulière a dû être accordée à la détermination de dimensions et de formes réalistes des blocs susceptibles d'être impliqués dans les avalanches. La résolution de la zone de propagation doit être du même ordre que la taille des blocs pour saisir correctement la rugosité de la pente et la cinématique adéquate de l'écoulement. Les investigations menées ici confirment que les paramètres de contact/collision doivent être estimés avec soin. L'analyse rétrospective des événements passés peut être intéressante pour expérimenter l'ensemble des paramètres.

1.4 Études de cas réels

L'objectif de l'introduction des géométries complexes dans la modélisation développée était d'être capable de simuler des situations réelles où la topographie du terrain et la forme de blocs jouent un rôle important. Par rapport aux expériences de laboratoire, et en plus de la sophistication accrue de la géométrie, le passage aux cas réels opère un changement notable des grandeurs (taille et masse des blocs, distances de propagation...) mises en œuvre. Les paramètres mécaniques et numériques sont alors d'un autre ordre, et les durées de simulations aussi.

² Il faut interpréter le mot "turbulence" comme un régime plutôt collisionnel. Il n'existe ici aucun lien avec la turbulence des fluides, ni même avec la "granulance" introduite au Chapitre 1.2.

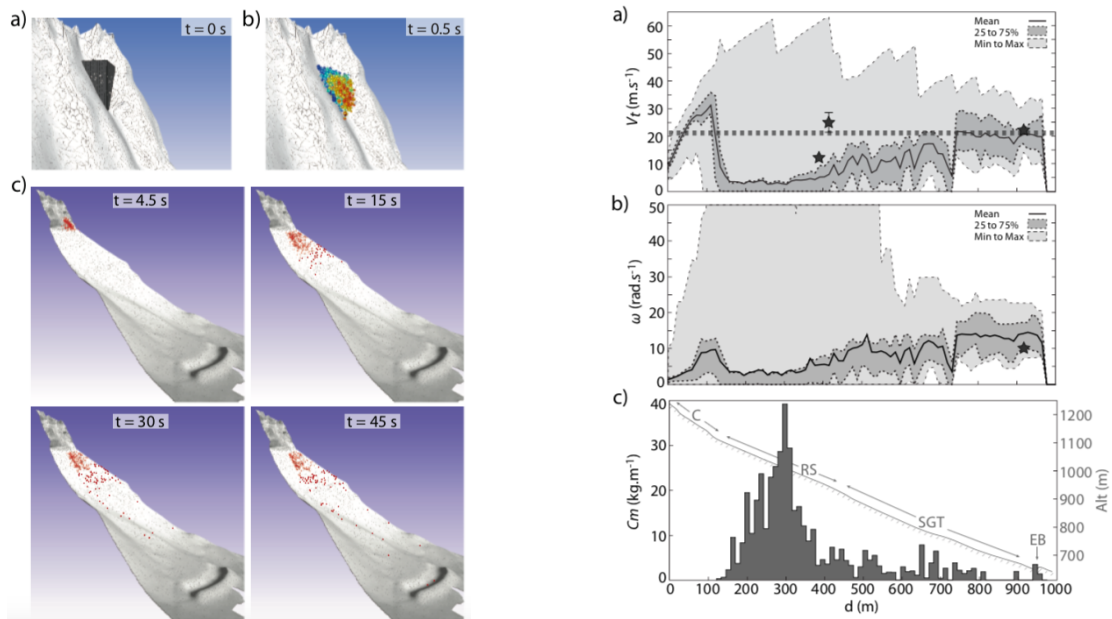


FIGURE 1.12 –

(Gauche) Photo d'écran d'une simulation DEM de la purge d'une écaille rocheuse sur le Néron. (a) Image de l'écaille instable faite de blocs confinés dans un volume apparent de 2500 m^3 ($t = 0 \text{ s}$); (b) déclenchement artificiel de l'explosion initiale dans la simulation en retirant des parois et en injectant une certaine énergie cinétique initiale ($t = 0.5 \text{ s}$); (c) captures d'écran réalisées à quatre moments différents. Les blocs rocheux sont représentés en rouge sur le terrain numérique gris clair.

(Droite) Modélisation numérique de la propagation des éboulements. (a) vitesse de translation V_t en fonction de la distance de propagation d . La valeur moyenne est affichée sous la forme d'une ligne noire continue, les couleurs grises foncée et claire indiquent les intervalles de 25 à 75% et min-max, respectivement. Les étoiles noires indiquent les vitesses obtenues par analyse des vidéos. La ligne grise épaisse en pointillés indique la vitesse moyenne de la source sismique; (b) vitesse de rotation ω en fonction de la distance de propagation d ; (c) diagramme de la répartition finale de la masse sur toute la zone de propagation : la falaise (C, cliff), l'éboulis rocheux (RS, rocky scree), le sol meuble arboré (SGT, soft ground with trees) et la barrière de terre (EB, earthen barrier) sont représentés le long de la pente.

Le premier cas étudié concernait un éboulement de roches provoqué par le minage d'une écaille rocheuse sur le Néron proche de Grenoble (Bottelin et al., 2013, 2014). Ce site présentait de longues distances et durée de propagation avec une arrivée dans un merlon de protection. Il s'agissait de faire une post-analyse d'un événement contrôlé qui allait être caractérisé par diverses mesures. La Figure 1.12 montre les vitesses de translation numérique (V_t) et de rotation (ω) des blocs en fonction de la distance de propagation d , ainsi que de la répartition finale des masses sur la pente. La vitesse moyenne maximale du bloc de 30-35 m/s est atteinte au pied de la falaise ($d \simeq 100 \text{ m}$) pendant la phase de chute libre, est très similaire à celle obtenue à $t \simeq 4 \text{ s}$ avec une technique de corrélation d'images. À la même distance, la vitesse de rotation moyenne atteint son maximum à 10 rad/s. La plupart des blocs ralentissent ensuite rapidement en raison de l'impact au sol. Entre 150 et 450 m (terrain fait d'éboulis rocheux), les vitesses moyennes de translation et de rotation restent faibles (environ 5 m/s et 5 rad/s) car la plupart des blocs s'y arrêtent (voir répartition finale des masses sur la Figure 1.12c). La gamme de vitesse est encore large, avec quelques blocs qui accélèrent jusqu'à $V_t \simeq 60 \text{ m/s}$ et $\omega \geq 50 \text{ rad/s}$, comme observé dans le cas réel. La plupart des gros blocs se propagent plus bas et s'arrêtent dans la zone de sol meuble avec arbres, entre $d = 450 \text{ m}$ et 900 m . Les vitesses moyennes de translation et de rotation augmentent lentement et de façon irrégulière, car les quelques blocs qui se propagent encore accélèrent et rebondissent sur le sol. Quelques vitesses de translation (étoiles noires à $d = 380$ et 410 m) se situent dans la plage la plus rapide (25%) des prédictions numériques, probablement parce que l'analyse vidéo porte sur des blocs de grande taille qui s'identifient mieux sur les vidéos et se déplacent plus rapidement.

La modélisation des chutes de pierres déclenchées artificiellement sur le Néron a montré que la technique des éléments discrets pouvait fournir des indications précieuses sur la cinématique des blocs. En particulier, les vitesses calculées de translation et de rotation des blocs concordaient bien avec les observations sismiques et des vidéos, avec des valeurs moyennes allant de 5 à 35 m/s et de 0 à 14 rad/s, respectivement. De telles simulations, qui fournissent des informations complètes sur le volume, la vitesse et la trajectoire de chaque bloc individuel, pourraient être d'une aide précieuse pour concevoir des structures de protection. Ils devaient cependant, au ce moment des recherches, être appliqués à d'autres études de cas pour acquérir une capacité de prévision fiable, et une détermination des coefficients de restitution qui ne soit pas *a posteriori*.

Suite à cette première étude, deux thèses CIFRE consécutives ont été financées par la société IMS_{RN} :

- ① les travaux de [Stiven CUERVO](#) qui se sont intéressés à deux exemples (récents à l'époque) d'éboulements rocheux (Saint Pancrasse et Millau), et un exemple d'escarpement rocheux potentiellement instable (Perrière) pour lesquels des informations géologiques et morphologiques très complètes ont été compilées ;
- ② les travaux de [Fabio GRACIA](#), qui ont porté sur la modélisation continue avec la méthode MPM (on y reviendra plus loin) ;
- ③ les travaux de [Bruna GARCIA](#), qui se finalisent en même temps que j'écris ce manuscrit, et où d'autres sites ont été étudiés (carrière d'Authume pour le benchmark C2ROP³ et un site d'étude de la SNCF).

Chacun des sites étudiés présentait ses propres particularités qui nous ont permis de perfectionner la modélisation petit à petit, que ce soit sur le plan de la mécanique ou sur le plan de la performance numérique (temps de calcul). Les cas traités concernaient des chutes de blocs en interaction ou bien isolés, et récemment nous avons initié le développement d'une modélisation innovante couplant l'analyse trajectographique aux méthodes MPM ou DEM. Il s'agit là du travail de postdoc de [Fabio GARCIA](#) également financé par la société IMS_{RN}.

Pour les cas étudiés dans ([Cuervo, 2015](#)), la taille et la forme des blocs de la masse instable sont contrôlées par l'épaisseur des bancs et par l'orientation des diaclases et des fractures préexistantes. La géométrie des escarpements rocheux et des versants est définie à l'aide de techniques telles que la photogrammétrie ainsi que des mesures réalisées lors de campagnes de reconnaissance sur le terrain. Les mécanismes de propagation d'un éboulement rocheux ont donc été étudiés avec une bonne connaissance de la géométrie en trois dimensions et des propriétés physiques des roches.

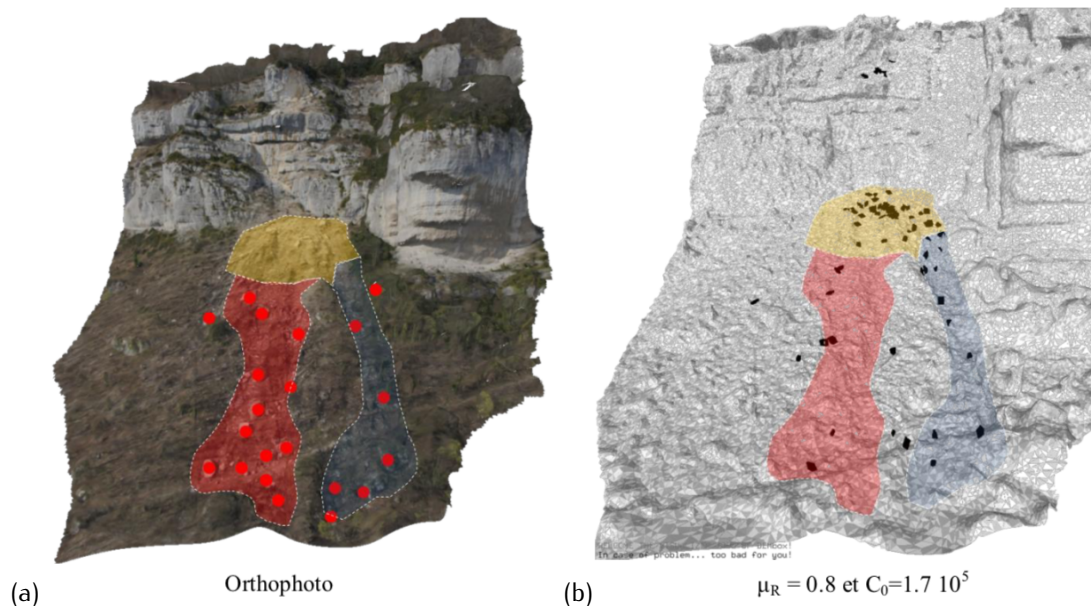


FIGURE 1.13 – (a) Orthophoto du site de Saint Pancrasse avec une idée du dépôt de référence (aucun bloc dans la zone jaune n'a pas été relevé car cette zone était très instable). (b) Un exemple de dépôt numérique obtenu au temps $t = 20$ s.

À titre d'illustration, l'étude du cas de Saint Pancrasse (sous la dent de Crolles), a permis de tester une loi de résistance au roulement des blocs qui s'est révélé absolument nécessaire pour une propagation des roches sur un versant meuble. La Figure 1.13 montre la position de certains blocs qui ont été repérés sur le terrain après l'événement, et un exemple de simulation réalisée pour calibrer le paramètre C_0 qui contrôle le niveau de résistance en rotation. Ce genre de calibration par rétro-analyse permet de se fabriquer une base de données des paramètres mécaniques types pour chaque catégorie de terrain (sols rocailloux, terre végétale...). Les résultats obtenus sont encourageants et ils ont posé une première pierre dans la compréhension des interactions de contact complexes entre les blocs éboulés et un sol meuble. Entre autres résultats, l'étude d'autres cas réels a montré que le comportement collectif des blocs pendant l'éboulement rocheux peut entraîner la propagation de blocs isolés sur des distances qui dépassent largement celles du dépôt principale. Cette observation surprenante est cruciale dans l'analyse de l'aléa gravitaire et elle souligne l'importance de l'approche discrète développée dans ce travail.

Un autre exemple d'étude est tiré des travaux de thèse de [Garcia \(soutenance prévue en 2019\)](#), il s'agit d'un examen de différentes méthodes d'analyse trajectographique réalisé dans le cadre du projet C2ROP. Notre approche

3. Le Projet National C2ROP (Chute de blocs, Risque Rocheux et Ouvrages de Protection) est un projet géré par l'IREX (L'Institut pour la Recherche appliquée et l'Expérimentation en Génie Civil) qui intervient dans des programmes de recherche appliquée, ainsi que les projets nationaux et l'ANR (Agence Nationale de Recherche). L'objectif de C2ROP découle de la nécessité de transférer au monde opérationnel des outils, méthodes et innovations conçus par différents acteurs du domaine des risques gravitaires, notamment les laboratoires de recherche et le secteur privé.

n'est pas vraiment une approche trajectographique, mais le groupe C2ROP a souhaité l'inclure pour l'expérimenter et éventuellement la confronter aux approches plus opérationnelles. Le site choisi était celui de la carrière d'Authume, localisé à Dôle, dans le département du Jura (39); Figure 1.14. La topographie n'est pas vraiment représentative d'une pente naturelle de propagation, néanmoins, ce site a été retenu comme un compromis par le groupe. L'idée générale était d'effectuer des lancers expérimentaux sur deux profils sélectionnés. Le premier profil (P1) comportait deux marches résultant de l'excavation de roches. Le second profil (P2) est essentiellement une pente de gravats déversés par des camions. Une seule visite a permis la collecte d'informations (conditions de lâcher, nature des sols...) et nous disposons d'un modèle numérique de terrain (MNT); de plus certains blocs ont été photographiés dans le but de reconstruire leur modèle numérique 3D.

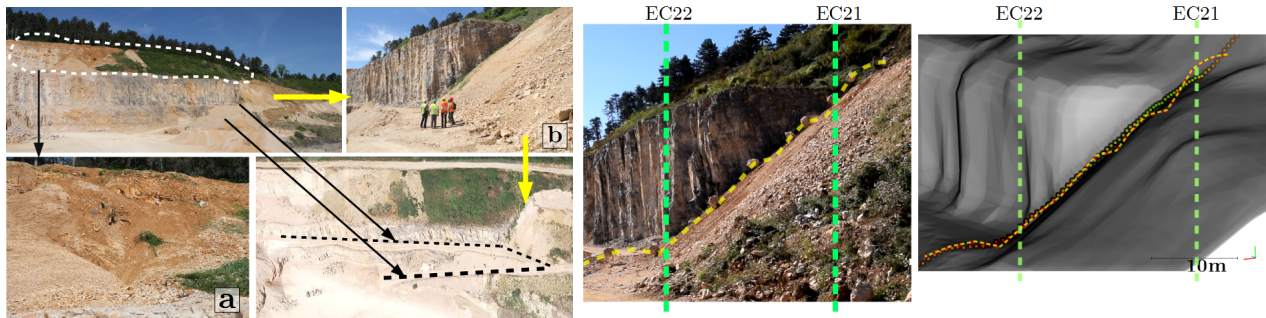


FIGURE 1.14 –

☞(Gauche) Carrière d'Authume. (a) Partie supérieure du profil P1 en escalier : sol mou avec présence des petits cailloux dans une terre végétale. (b) Pente faite de gravats du profil P2.

☞(Droite) Exemple de trajectoire d'un bloc filmée sur le profil P2 (pointillés jaune); cette trajectoire est comparée à une trajectoire obtenue numériquement pour le même bloc (reconstruit par photogrammétrie).

La Figure 1.15 montre les points d'arrêt obtenus par simulations sur les deux profils P1 et P2 pour un bloc de forme plutôt allongée. Il s'agit d'un bloc qui a été reconstruit par photogrammétrie et qui a réellement été lancé dans le profil P2 pendant la campagne d'essai dans la carrière. Il est agréable de constater que le bloc s'est effectivement arrêté à une position prédite comme "très probable" par le modèle numérique. La force de cette modélisation, si on la compare aux approches communément employées par les bureaux d'étude, réside dans la prise en compte explicite des géométries (bloc et terrain). C'est pourquoi, une calibration sommaire peu suffire à obtenir des prédictions valables.

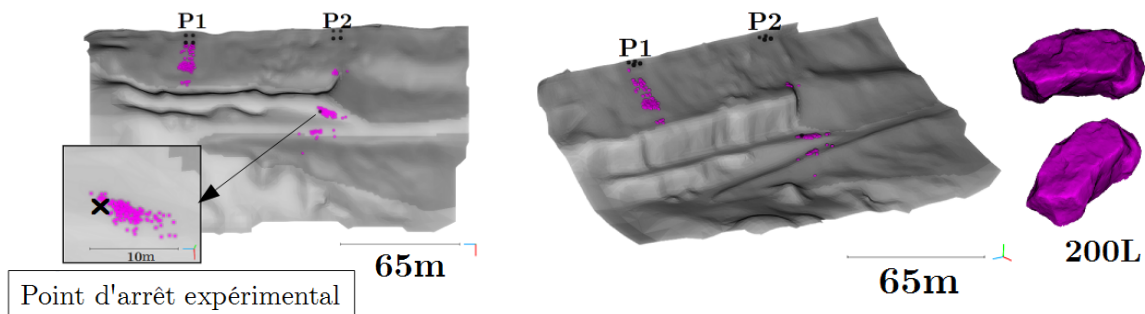


FIGURE 1.15 – Points d'arrêt des simulations numériques (violet) et du lâcher expérimental (croix noire) obtenus avec un bloc scanné de forme allongée.

1.5 Modélisation continue

La modélisation en éléments discrets présente beaucoup d'avantage, mais il a le défaut d'être très demandeur en temps de calcul. On s'est intéressé à une approche continue qui ferait usage d'une loi constitutive macroscopique (au lieu de tenir compte explicitement des interactions entre particules), et qui serait utilisée lorsque le nombre de particules devient trop important. Puisqu'il s'agit de modéliser des écoulements plastiques de grandes ampleurs de matériaux granulaires, on a choisi la méthode des points matériels (MPM) qui a la particularité d'être à la fois Eulérienne et Lagrangienne (pour les caractères respectivement fluide et solide des matériaux granulaires).

La MPM est une méthode numérique récente pour la résolution des problèmes de la mécanique des milieux continus, qui a évolué à partir de la méthode particle-in-cells. La méthode résout la forme variationnelle de l'équation de conservation de quantité de mouvement en discrétisant le continuum en points matériels et en utilisant

une grille eulérienne de fond. La conservation de la masse pendant les simulations est satisfaite puisque la masse reste inchangée. La grille en arrière plan est fixe et sert à projeter l'information portée par les points matériels (masse, tenseur de déformation...) et à résoudre les équations du mouvement. Les solutions trouvées dans la grille sont utilisées pour mettre à jour les informations contenues au niveau des points matériels. Cette interpolation/extrapolation entre le maillage (la grille) et les points matériels se fait à l'aide de fonctions de forme. Le code MPM que nous avons développé et utilisé est une implémentation MPM améliorée qui inclut des fonctionnalités telles que :

- ✗ la subdivision des points matériels une fois que leur déformation devient trop importante ;
- ✗ l'utilisation de conditions aux limites basées sur l'interpénétration des volumes liés aux points matériels et des corps rigides (il s'agit en fait d'un couplage "bord à bord" entre les méthodes DEM et MPM) ;
- ✗ et l'utilisation de fonctions de forme d'ordre supérieur pour réduire les erreurs liées aux instabilités dues au passages de points matériels d'une maille à l'autre (cell-crossing instabilities).

Encore une fois, il ne m'est pas possible de donner tous les détails liés à la MPM, c'est pourquoi le lecteur intéressé pourra se référer à l'url <https://app.gitbook.com/@richefeu/s/cdm/mpm/material-point-model>.

Dans les travaux de thèse de [Gracia Danies \(2018\)](#), outre le développement de l'outil de calcul MPM, sa validation et l'implémentation de diverses lois constitutives, 2 applications ont été abordées : la première reprend les expériences de laboratoire vues en début de chapitre, mais avec l'approche continue, et la seconde traite de l'impact d'un bloc rigide de forme quelconque (DEM) sur un substrat constitué d'une couche élastique (dure) surmontée d'une couche plastique (molle).

Concernant la première application, la Figure 1.16 montre une comparaison d'écoulement d'une masse rocheuse (ou caillouteuse étant donné les dimensions du système) entre la DEM et la MPM ([Gracia et al., 2019](#)). Pour la simulation DEM, des petits blocs cubiques ont été utilisés. La loi constitutive employée pour la simulation MPM est celle de Mohr-Coulomb avec une cohésion nulle et un angle de frottement interne de 28.6° (ce paramètre n'a pas été calibré mais correspond à une valeur envisageable pour des graviers secs). On constate qu'avec un angle de frottement à la base qui est nettement plus faible que l'angle de frottement interne, les deux approches donnent des résultats très similaires en terme de distance de propagation et de forme du dépôt malgré la cinématique présente quelques rares dissemblances. On se trouve en réalité dans une situation où le modèle constitutif joue peu. À mesure que le frottement à la base est augmenté, l'écart entre les deux méthodes s'amplifie. Ceci est simplement lié au fait que la loi constitutive n'est assurément pas adaptée (en particulier, l'aspect dynamique n'y est pas considéré). Pour pallier ce problème, on pourrait envisager d'utiliser ou de développer d'autres modèles de comportement, mais mes ambitions actuelles seraient plutôt de m'orienter vers une modélisation double-échelle (voir Chapitre traitant de mon projet scientifique).

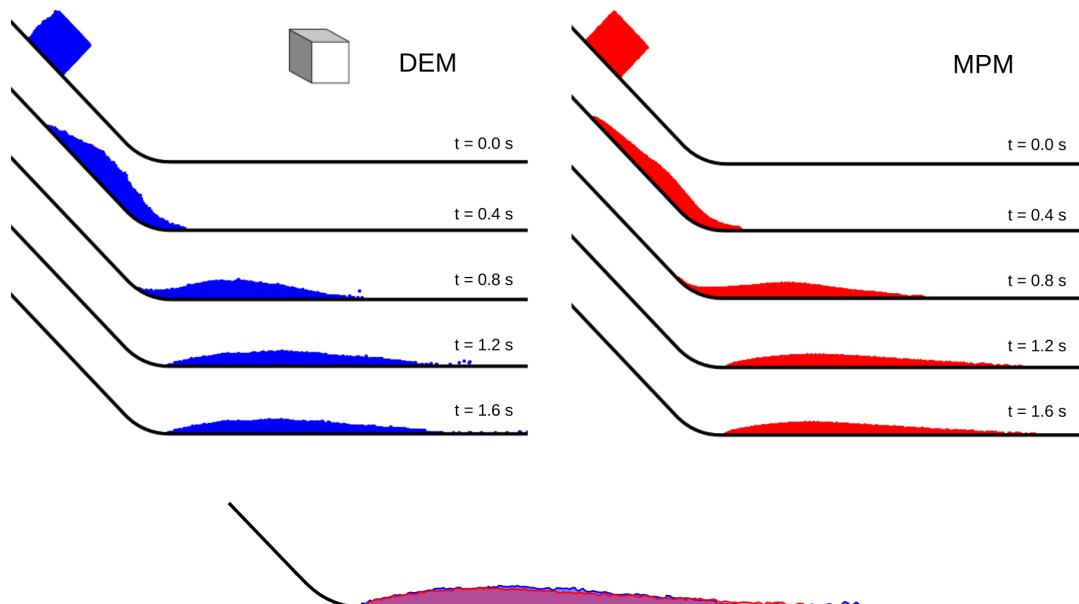


FIGURE 1.16 – Comparaison des cinématiques pour un lâcher à une hauteur de 0.5 m, simulées par DEM et MPM. Dans ce cas précis utilisant un coefficient frottement de 0.3 à la base de l'écoulement, les deux méthodes donnent des résultats très similaires.

Pour la seconde application, la Figure 1.17 illustre différentes situations d'impacts d'un bloc carré sur un sol dont la couche supérieure est plastique (modèle de Mohr-Coulomb). On a fait varier, dans cet exemple, la taille du bloc et son positionnement angulaire au moment de la collision. Avec ces images, il est facile de se rendre compte de la grande complexité des phénomènes de dissipation qui entrent en jeu lors de l'impact d'un bloc rocheux sur

un sol mou. On peut évoquer le transport d'une onde élastique qui n'est pas totalement restituée au bloc suivant le moment où il repart et de la réflexion de l'onde ; la plasticité du sol semble être le moyen principal de dissipation, mais celui-ci semble dépendre fortement de la façon dont se présente le bloc au moment de l'impact, et aussi de sa taille. Une analyse de sensibilité à un grand nombre de paramètres a été menée et la publication qui s'y rapporte est en cours de finalisation.

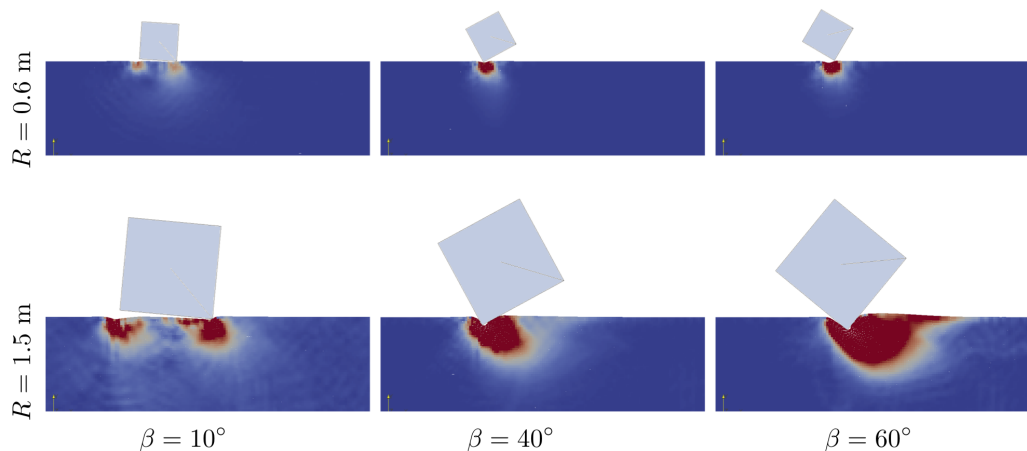


FIGURE 1.17 – Norme de contrainte plastique à l'intérieur d'une couche molle épaisse lorsque le bloc quitte le sol (ou reste enfoncé selon le cas) pour deux tailles R du bloc (lignes) et les trois orientations β du bloc (colonnes) lors de l'impact. L'échelle de couleurs indique une contrainte de 0 à 5.5 MPa, du bleu au rouge.

1.6 Conclusions et perspectives

Afin d'étudier l'écoulement de masses rocheuses, un modèle en éléments discrets a été développé. Son originalité porte sur la géométrie des éléments et sur des lois de contact appropriées qui tiennent compte de la dissipation d'énergie cinétique dans les directions normale, tangentielle et en rotation. Les paramètres du modèle de contact ont été identifiés à partir d'expériences impliquant une série d'impacts. En optimisant les paramètres de chaque contact, le modèle numérique a été capable de décrire avec précision le mouvement collectif (écoulement transitoire et arrêt) de petites briques en terre cuite sur une pente.

L'analyse numérique de la distribution spatiale et temporelle du type de perte d'énergie pendant l'écoulement est un outil pertinent pour analyser les mécanismes mis en œuvre pour dissiper l'énergie de la masse, et donc prévoir où et comment elle s'écoulera et s'arrêtera. L'outil est également bien adapté pour l'analyse de l'influence de paramètres quelconques.

À un moment, le besoin d'une modélisation continue s'est fait ressentir, et nous avons donc développé une approche MPM ayant la particularité d'être couplée à de la DEM. On dispose donc d'un set d'outils numériques cohérent qui a été testé dans le domaine opérationnel (société IMS_{RN}) et qui ne demande qu'à être encore amélioré.

Parmi les améliorations envisagées, il est question d'un couplage (qu'on pourrait qualifier de multi-échelles) entre la modélisation trajectographique et le traitement des impacts bloc/sol avec une méthode adaptée (MPM, DEM, matrice stochastique de restitutions, réseau de neurones...).

📖 Références

- P. Bottelin, D. Daudon, A. Mathy, A. Helmstetter, H. Cadet, D. Amitrano, V. Richefeu, L. Lorier, L. Baillet, and P. Villard. Analysis of the seismic signals induced by the Mount Néron natural and provoked rockfalls (French Alps, 2011). pages 2–8, 2013.
- P. Bottelin, D. Jongmans, D. Daudon, A. Mathy, A. Helmstetter, V. Bonilla-Sierra, H. Cadet, D. Amitrano, V. Richefeu, L. Lorier, L. Baillet, P. Villard, and F. Donzé. Seismic and mechanical studies of the artificially triggered rockfall at Mount Néron (French Alps, December 2011). *Natural Hazards and Earth System Science*, 14(12) :3175–3193, December 2014.
- S. Cuervo. *Modélisation des éboulements rocheux par la méthode des éléments discrets : application aux événements réels*. PhD thesis, École doctorale I-MEP2, 2015.
- D. Daudon, P. Villard, V. Richefeu, and G. Mollon. Influence of the morphology of slope and blocks on the energy dissipations in a rock avalanche. *Comptes Rendus Mécanique*, 343(2) :166–177, 2015.
- J. Desrues, A. Argilaga, D. Caillerie, G. Combe, T.K.

- Nguyen, V. Richefeu, and S. dal Pont. From discrete to continuum modelling of boundary value problems in geomechanics : an integrated fem-dem approach. *Int J Numer Anal Methods Geomech*, 43(5) :919–955, 2019.
- Bruna Garcia. *Analyse des mécanismes d'interaction lors de la propagation sur un versant rocheux d'un bloc isolé ou d'une masse rocheuse en mouvement*. PhD thesis, École doctorale I-MEP², soutenance prévue en 2019.
- F. Gracia, P. Villard, and V. Richefeu. Comparison of two numerical approaches (DEM and MPM) applied to unsteady flow. *Computational Particle Mechanics*, 2019.
- F. Gracia Danies. *Application of the Material Point Method to gravitational phenomena*. PhD thesis, École doctorale I-MEP², Janvier 2018.
- I. Manzella and V. Labiouse. Flow experiments with gravel and blocks at small scale to investigate parameters and mechanisms involved in rock avalanches. *Engineering Geology*, 109, 2009.
- G. Mollon, V. Richefeu, P. Villard, and D. Daudon. Numerical simulation of rock avalanches : Influence of a local dissipative contact model on the collective behavior of granular flows. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 117(2) :1–19, 2012.
- G. Mollon, V. Richefeu, P. Villard, and D. Daudon. Dissipative discrete element model applied to rock avalanches. *AIP Conference Proceedings*, 1542 :638–641, 2013.
- G. Mollon, V. Richefeu, P. Villard, and D. Daudon. Discrete modelling of rock avalanches : sensitivity to block and slope geometries. *Granular Matter*, 17(5) :645–666, 2015.
- V. Richefeu and P. Villard. Modeling gravity hazards from rockfalls to landslides. *Modeling Gravity Hazards from Rockfalls to Landslides*, pages 1–161, 2016.
- V. Richefeu, G. Mollon, D. Daudon, and P. Villard. Dissipative contacts and realistic block shapes for modeling rock avalanches. *Engineering Geology*, 149–150 :78–92, 2012.

II.2

Compaction de matériaux granulaires fracturables

En bref : “ Ce thème de recherche est le plus récent. Il concerne mon implication dans la thèse (CIFRE Andra) de [Marta STASIAK](#) que je co-encadre avec [Gaël COMBE](#) (Directeur) et [Pascal VILLARD](#). La technique de creusement au tunnelier est très communément utilisée pour creuser des ouvrages souterrains. Dans les roches peu résistantes, le soutien du tunnel consiste classiquement à mettre des éléments préfabriqués en béton sous une jupe et d'injecter un matériau dans le vide annulaire. À grande profondeur et pour certains types de roche, on peut observer des convergences différées du terrain assez importantes qui peuvent se traduire par un chargement important des anneaux de voussoirs. Sans entrer dans les détails de la problématique, disons que l'objectif consiste à étudier les transferts de charge dans un matériau granulaire (coques cassables en argile cuite) inséré à la périphérie de voussoirs en béton armé. Le travail actuel consiste à mettre au point un modèle numérique DEM qui tienne compte de particules (petits tubes creux) constituées de parties rigides “collées” entre elles. Le comportement de telles particules (élastiques jusqu'à la rupture) confère à l'ensemble de ces particules un comportement complexe qui implique des non-linéarités associées à des variations importantes de volume. L'objectif au terme de cette thèse porte sur la modélisation multi-échelles FEM×DEM de la problématique de transfert à l'échelle du tunnel. Du côté de l'Andra, ce travail est piloté par [Gilles ARMAND](#) et [Jad ZGHONDI](#). ”

2.1 Introduction

Le creusement d'un tunnel dans de la roche induit la décompression et le fluage de celle-ci autour de l'excavation ; on parle alors de *convergences* différées. Pour limiter les contraintes trop élevées sur le revêtement du tunnel, une couche granulaire compressible supplémentaire est ajoutée au niveau du revêtement de la roche d'interface, c'est-à-dire au niveau des extrados des segments de tunnel en béton armé. Ce segment compressible, appelé Voussoir Monobloc Compressible (VMC, brevet américain en cours) a été conjointement développé par une société de conseil CMC et l'Andra. La Figure 2.1 donne une illustration de ce produit ; il s'agit d'images tirées d'une animation présentant le VMC, breveté par l'Andra en 2016, où on peut distinguer la zone compressible comme faisant partie intégrante d'un voussoir.

La couche compressible entre le revêtement de béton et la roche environnante répartie les contraintes au moyen de mécanismes de transfert de charge. Lorsque la contrainte appliquée par la roche devient localement très élevée, le matériau granulaire a la capacité de s'adapter en se réarrangeant. Il peut ainsi “diffuser” des contraintes qui seraient trop concentrées. Pour que cela soit efficace, le matériau granulaire doit être extrêmement compressible. En plus de faire usage des matériaux excavés (roche argileuse), le matériau “coques” conçu par l'Andra répond à ce besoin. Il s'agit de tubes en argile cuite (Figure 2.2a) ; chaque coque a la particularité d'enfermer un espace inaccessible qui peut être “libéré” lorsqu'elle se casse (Figure 2.2b). Il existe par conséquent un lien étroit entre la rupture des coques et la compressibilité de la couche externe des voussoirs.

Le comportement mécanique complet de cette nouvelle technologie de voussoirs doit être étudié en vue d'être amélioré et optimisé. Deux échelles peuvent être distinguées : la petite échelle, celle du matériau (assemblage de coques), et la grande échelle, celle d'une section complète de voussoirs. La thèse de [Marta STASIAK](#) s'est focalisée sur l'étude du comportement micro-mécanique de la couche granulaire constituée de coquilles. Bien que diverses



FIGURE 2.1 – Voussoir monobloc compressible breveté par l'Andra (2016). Images tirées d'une vidéo (Guillaume DAUPEYROUX, DGPRESS, <https://vimeo.com/200807244>)



FIGURE 2.2 – Coque en agile cuite développée par l'Andra : (a) dimensions d'une coque intacte, (b) des coques cassées (et quelques coques intactes) suite à une compression œdométrique à 420 kPa

campagnes expérimentales aient été effectuées (par divers laboratoires) pour explorer la résistance et la capacité de déformation du matériau de l'Andra, l'optimisation de ce matériau granulaire doit être étudiée à l'échelle des grains (les coques) en tenant compte à la fois des ruptures et des interactions. La méthode des éléments discrets a été choisie pour cela. La thèse avait également l'ambition d'explorer l'échelle du tunnel en faisant usage de l'approche double échelles FEM×DEM. Nous aborderons rapidement cet aspect à la fin de cette partie.

2.2 Modèle de coques cassables

Parmi les stratégies numériques capables de modéliser la rupture de particules, deux sont "fréquemment" utilisées. La première stratégie consiste à remplacer une particule par des particules de plus petites tailles au moment de sa rupture, c'est-à-dire lorsqu'un certain critère sur la contrainte moyenne de la particule est satisfait (Cantor García, 2017; Tsoungui et al., 1999). Dans la seconde approche, ce qu'on appelle un *cluster* est en fait un agglomérat de particules plus petites, reliées entre elles par des forces de liaison cohésives agissant tant qu'un critère sur sa limite d'élasticité est satisfait. Par exemple, la modélisation de grains de sable siliceux peut être vue comme un agglomérat de sphères pouvant être séparées (Cheng et al., 2003; McDowell and Harireche, 2002). Des modèles basés sur des formes polygonales ont également été proposés par Cantor García (2017). La Figure 2.2b montre le mode de rupture des coques d'un assemblage soumis à une compression œdométrique. On peut observer que les coques sont tranchées en parties longitudinales suivant des plans radiaux. C'est pourquoi, dans cette étude, nous avons utilisé des formes sphéro-polyédriques – comme ceux décrits dans le Chapitre précédent – collées entre eux avec des liens élastiques-fragiles dont le modèle sera décrit plus loin.

Numériquement, un cluster de secteurs constitue une particule en forme de tube comme le montre la Figure 2.3a. Un secteur est lui-même composé de sous-éléments (sphères, tubes et polygones épais) sans mouvement relatif – il peut être considéré comme un corps rigide encore appelé *clump*. Au sein d'un cluster, les secteurs sont liés au niveau de quatre sphères adjacentes ; Figure 2.3b. Ces liaisons agissent de façon élastique dans les deux directions liées à l'ouverture du plan commun (faces jointes) comme dans les modes de fracture *I* et *II*. La relation élastique est écrite formellement comme suit :

$$\begin{pmatrix} f_I \\ f_{II} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_I & 0 \\ 0 & k_{II} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \delta_I \\ \delta_{II} \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Dans un chargement en mode *I* (traction pure), la force élastique normale au plan ne peut pas dépasser une force maximale f_I^* ; Figure 2.4a. Pour un chargement en mode *II* (cisaillement pur), une force élastique tangentielle reste dans la gamme de $\pm f_{II}^*$; Figure 2.4b.

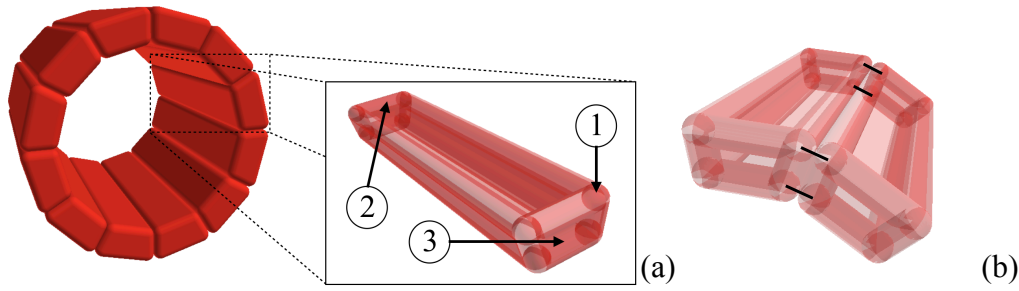


FIGURE 2.3 – (a) Particule en forme de tube modélisée comme un cluster de 12 éléments sphéro-polyédriques appelés secteurs. Un secteur est un corps rigide (clump) composé de sous-éléments de 3 types : ① des sphères pour les sommets, ② des tubes pour les arêtes, et ③ des polygones épais pour les faces ; (b) deux secteurs collés au niveau de 2 sphères.

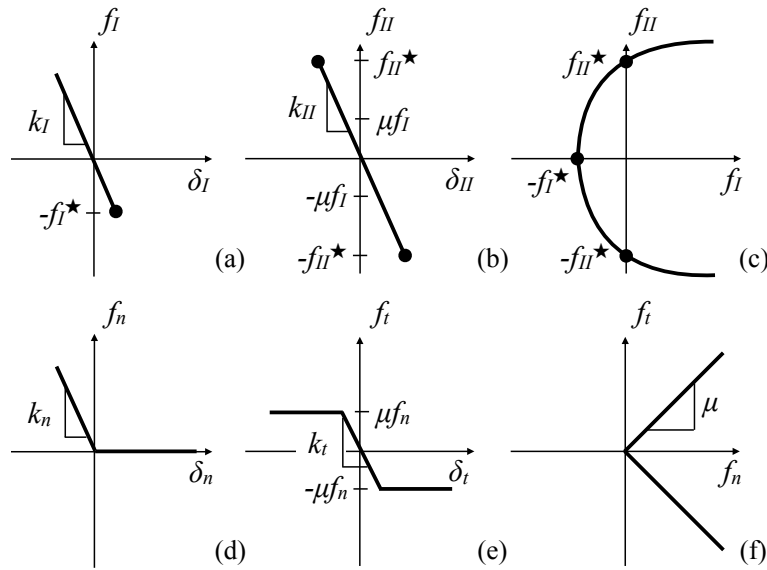


FIGURE 2.4 – Force laws for bonded links (top row) and for cohesionless frictional contacts (bottom row) respectively : (a)/(d) loading in mode-I/normal direction, (b)/(e) loading in mode-II/tangential direction, and (c)/(f) failure/Coulomb criterion.

Lorsque les modes I et II sont activés en même temps, le lien ne casse pas tant qu'une fonction φ reste négative, avec :

$$\varphi = \frac{-f_I}{f_I^*} + \left| \frac{f_{II}}{f_{II}^*} \right|^q - 1 \quad (2.2)$$

où q est un paramètre numérique qui contrôle la forme de la surface $\varphi = 0$, comme suggéré par [Delenne \(2002\)](#). Cette surface est représentée dans l'espace f_I - f_{II} dans la Figure 2.4c pour une valeur donnée de q . Dans ce modèle, le comportement mécanique d'un cluster est élastique et fragile, mais les paramètres mécaniques impliqués (rigidités et forces seuils) et le modèle de fracture ne peuvent pas être découplés du découpage initial du cluster ; Figure 2.3.

Dès que $\varphi \geq 0$ pour l'un des quatre liens de la surface d'interaction entre deux secteurs adjacents, les quatre liens sont cassés en même temps. Les contacts non collés (jamais collés ou cassés) sont régis par des lois normales et tangentielles. La force de contact normale $f_n = k_n \delta_n$ est régie par une loi linéaire et élastique, où k_n est la rigidité normale du contact et δ_n la distance normale de recouvrement du contact. La force tangentielle f_t résulte d'une accumulation d'incrémentes $\Delta f_t = k_t \Delta U_t$, où k_t est une rigidité tangentielle et ΔU_t est le déplacement tangentiel relatif en contact. f_t est limité à $\pm \mu f_n$, où μ est le coefficient de frottement de Coulomb. Notez que la loi de contact frictionnel est également utilisée entre les clusters à l'intérieur de l'assemblage.

Dans la DEM, la dissipation de l'énergie est toujours un sujet de préoccupation [Atman et al. \(2009\)](#). La dissipation de l'énergie peut être gérée par divers mécanismes. Le frottement de Coulomb est l'un des mécanismes possibles. De plus, nous avons utilisé deux autres modèles de dissipation : (i) un amortissement visqueux qui agit en plus des forces élastiques normales, et (ii) un amortissement numérique qui affecte artificiellement les forces résultantes des corps rigides, comme dans [Cundall and Strack \(1979\)](#). Les deux stratégies d'amortissement ne sont, dans le contexte des charges quasistatiques, utilisées que pour augmenter l'efficacité de dissipation, surtout lorsque les grappes se brisent (les particules brisées libèrent beaucoup d'énergie qui doit être amortie pour assurer

la stabilité numérique).

Très récemment, des enrichissements ont été apportés au modèle (Couture et al., 2019). Il s'agit en particulier de tenir compte à la fois du contact frottant et du lien élastique fragile dans un même modèle. Ceci a pour objectif de mieux gérer le passage vers un état stationnaire de cisaillement. De plus, l'endommagement des liens a été ajouté afin d'introduire un adoucissement global de la rupture qui est nécessaire en vu d'une utilisation dans une modélisation à double échelle.

2.3 Caractérisation des coques et préparation des échantillons

Que ce soit pour les expériences de laboratoire ou numériques, il est nécessaire de construire un échantillon (c'est-à-dire assembler des particules) pour étudier le comportement mécanique d'un matériau granulaire. Il est bien connu que l'état initial de l'échantillon affecte de façon significative le comportement mécanique de tels matériaux. Ceci reste tout-à-fait vrai pour les simulations en éléments discrets, en particulier dans des conditions de charge quasistatiques, et nous pousse à avoir un certain contrôle sur l'état initial des assemblage (en terme de texture, de connectivité, de fraction solide...) afin de refléter au mieux la structure "naturelle" de l'échantillon.

Ainsi, une série de petites expériences ont été réalisées dans le but de caractériser le comportement des coques elle-même (élasticité, force à la rupture et leur variabilité, modes typiques de rupture...), leurs interactions (coefficients de frottement, raideurs des contacts...), et certaines propriétés des assemblages (densité numérique, connectivité moyenne...). Certaines caractérisations expérimentales, plutôt sur des aspects géométriques, ont été effectuées dans l'entreprise *Stradal* à Maxilly-sur-Saone, mais d'autres mesures ont été réalisées au Laboratoire 3SR – notamment pour spécifier les paramètres mécaniques des coques.

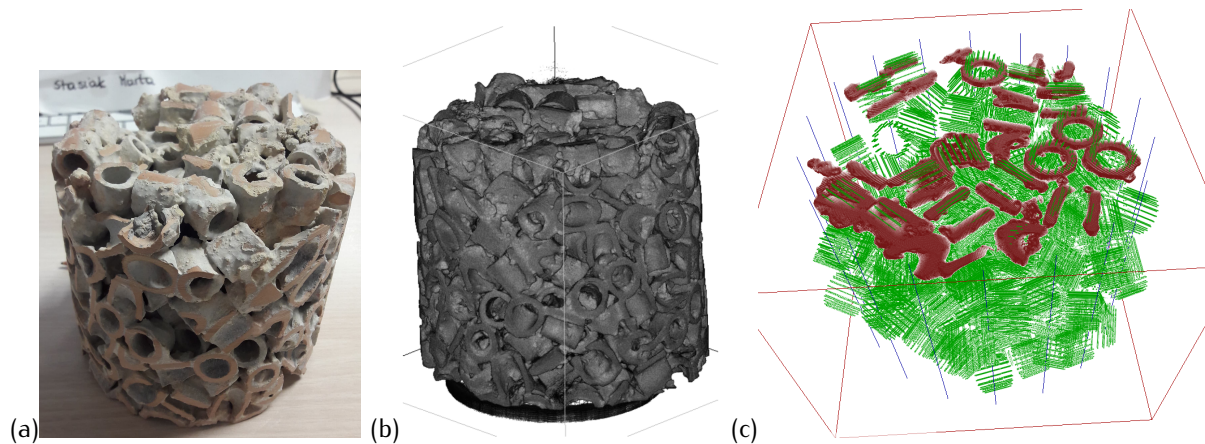


FIGURE 2.5 – Traitement des carottages au dos d'un segment de tunnel. (a) Photographie d'un échantillon; (b) reconstruction 3D à partir de radiographies au rayon X; (c) la position et l'orientation des coques ont été déterminées à partir d'un algorithme de traitement d'images FINDSHELLS développé pour ces besoins : les formes vertes sont les coquilles qui ont été localisées sur l'image binaire (tranche rouge) par l'algorithme, la boîte rouge marque la bordure de l'image 3D et le carottage est matérialisé par des lignes verticales bleues.

Pour avoir une meilleure compréhension des assemblages, des carottages ont été réalisés sur le dos des segments de tunnel comme on peut voir un exemple sur la Figure 2.5a. Ces échantillons cylindriques ont été scannés aux rayons X et leurs images 3D ont été reconstruites au Laboratoire 3SR (Figure 2.5b). Pour retrouver la position et l'orientation des coques – même celles qui sont coupées au bord du carottage – une application de traitement d'images a été développée : FINDSHELLS. La Figure 2.5c montre un résultat d'identification qui nous a permis de caractériser les orientations des coques.

2.4 Compression œdométrique

Suite à la caractérisation des assemblages de coques, un certain nombre de simulations DEM ont pu être réalisées. Il s'agissait de compression œdométriques sur des échantillons de coques non collées de volume $\varnothing 35 \times 13 \text{ cm}^2$. L'objectif était, dans un premier temps, de comparer la réponse mécanique du modèle avec des expérimentations réalisées par Euro-Géomat-Consulting (EGC) à Orléans, puis de trouver le plus petit volume élémentaire représentatif qui nous permettrait de réduire la durée des simulations (qui étaient alors de l'ordre de plusieurs semaines à ce moment). Il faut se rendre compte que ce genre de simulation met en jeu environ 2000 coques, elles-mêmes découpées en 12 éléments rigides (clumps), à leur tour constitués de 8 sphères, 12 tubes et 6 polygones 3D épais,

soit un nombre de l'ordre de 624 000 éléments. Si on ajoute à cela le fait que la réponse mécanique des simulations quasistatiques est sensible à la vitesse de compression, et que les ruptures des coques sont très brutales, on comprend bien qu'il est question ici de calculs numériques très lourds. La Figure 2.6 montre des images d'une de ces simulations ainsi que la réponse mécanique d'un essai de compression œdométrique comparée à celle d'un essai expérimental.

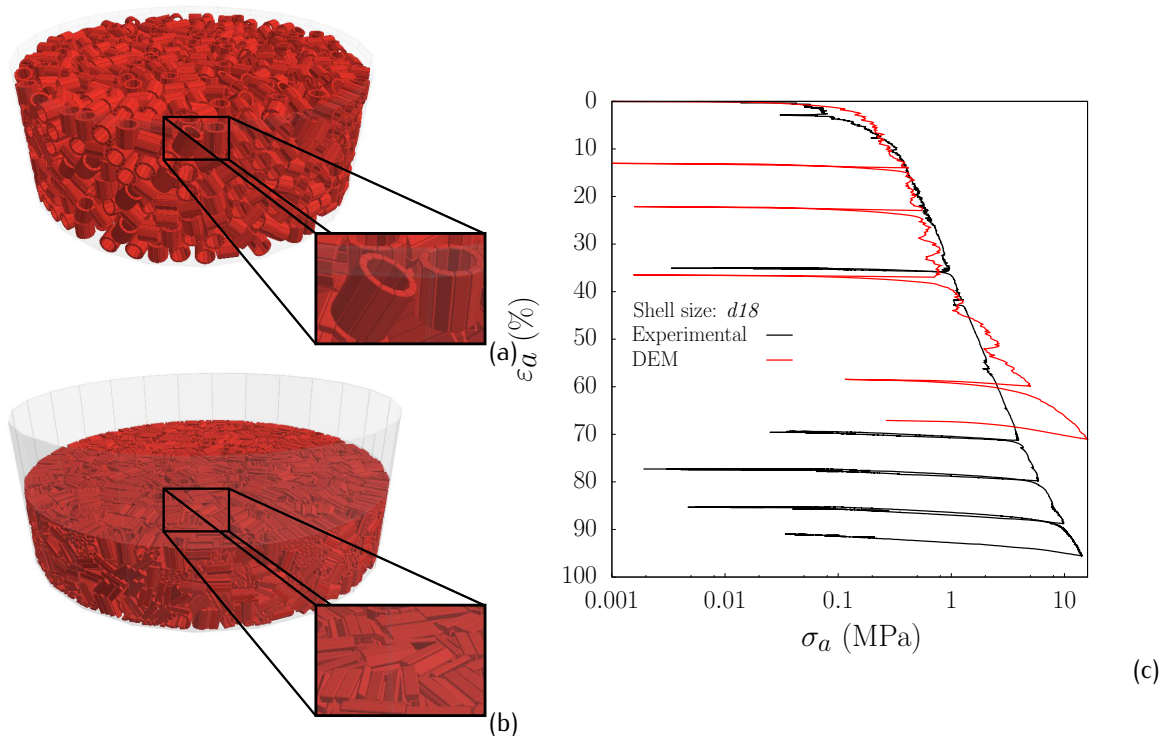


FIGURE 2.6 – Échantillon numérique (a) au début d'une compression œdométrique lorsque les coques sont intactes, et (b) à la fin de cette compression où la majorité des coques se trouvent sous forme de bâtonnets (les secteurs). (c) Courbes du comportement mécanique de l'essai de compression : comparaison expérience - simulation.

Les courbes de la Figure 2.6b ne sont pas tout-à-fait les courbes habituellement associées aux essais de compression œdométriques : la déformation axiale de Hencky $\ln(H/H_0)$ – au lieu de l'indice des vides – est tracée en fonction de la contrainte axiale. On peut voir sur les cycles de décharge-charge que la réponse élastique du modèle est similaire à celle de l'expérience. Les niveaux de contrainte sont également très semblables, sauf à la fin de l'essai pour les déformations supérieures à 50%. Ceci est simplement dû au fait que le plus petit élément rigide a une taille bien définie (celle d'un secteur qui compose la coque), alors qu'elle peut être réduite en poudre dans les expériences. Un pré-découpage des secteurs en deux morceaux suivant la longueur permet d'aller vers des déformations plus importantes comme l'illustre la Figure 2.7 (simulations faites avec des échantillons de tailles réduites pour des raisons de temps de calcul).

Sur la base de cette modélisation, l'influence de paramètres mécaniques, et aussi de l'état initial et la taille des échantillons, a été étudiée en détail dans la thèse de Stasiak (2019) qui est en cours de rédaction au moment où j'écris ce manuscrit.

2.5 Vers un modèle analytique pour la prédiction des déformations et des contraintes

Un autre aspect du travail de Marta STASIAK porte sur une tentative de modélisation analytique du comportement mécanique, à la compression, d'un tel matériau. Les ambitions, à long terme, seraient de proposer un modèle mathématique directement implémentable dans une approche continue. Les contours de ce modèle sont présentés ici. Il est tout d'abord nécessaire d'introduire le paramètre b qui pourrait être assimilé à une variable d'endommagement : le taux de rupture $b(t) = [N_p^0 - N_p(t)]/N_p^0$ où $N_p(t)$ est le nombre de coquilles intactes au temps t , et $N_p^0 = N_p(0)$. On a constaté dans diverses simulations que $b(t) \sim 2\varepsilon_a(t)$ pour une compression œdométrique à vitesse imposée. Un autre paramètre, classique pour ce type de sollicitation, est l'indice des vides $e = V_v/V_s$. Étant donné qu'une coque engobe un vide inaccessible, et que ce vide est libéré (rendu accessible) lors de sa rupture, une autre

interprétation de l'indice des vides a été imaginée :

$$e^* = \frac{V_{\text{ouvert}}}{V_{\text{fermé}}} = \frac{V_{\text{tot}} - (V_s + V^*)}{V_s + V^*} \quad (2.3)$$

où V^* correspond au volume du trou à l'intérieur d'une coque multiplié par le taux $(1-b)$ de coques intactes. Sans remplacer la définition standard de e , l'espoir était que ce nouveau paramètre puisse être plus parlant dans ce cas particulier mettant en jeu la libération d'espace au cours de la compression.

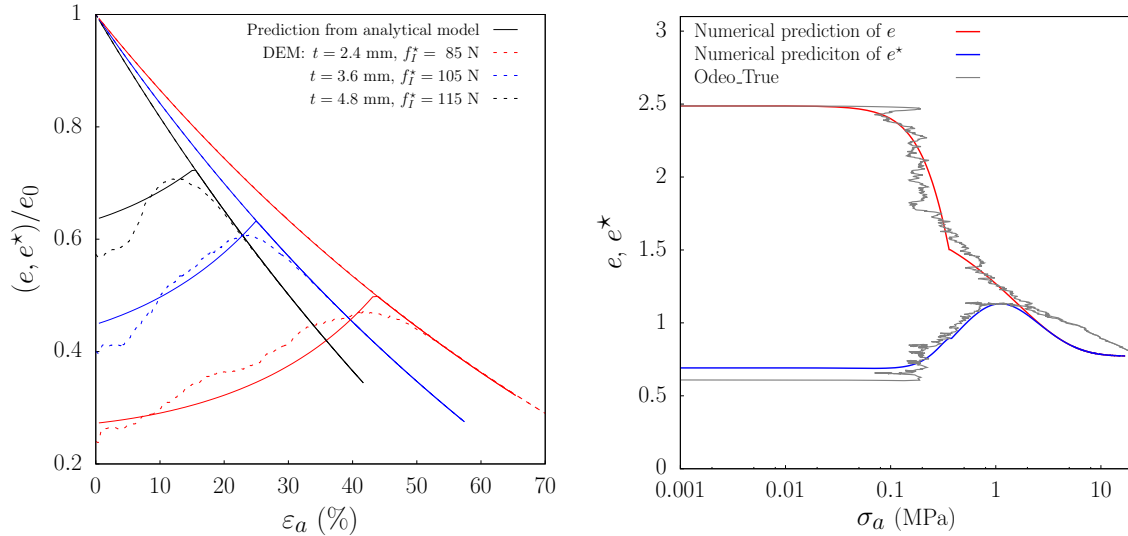


FIGURE 2.8 – (a) Évolution DEM des indices des vides normalisés (e/e_0 et e^*/e_0) en fonction de la déformation axiale comparée à une prédiction analytique. (b) Modèle constitutif prédisant les indices des vides e et e^* : comparaison avec une simulation DEM.

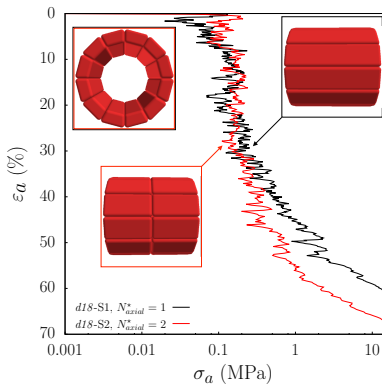


FIGURE 2.7 – Influence de la taille et de la géométrie des fragments élémentaires constituant une coque sur le niveau de déformation atteint en compression œdométrique.

prédiction satisfaisante sur les données numériques (Figure 2.8b), mais reste pour le moment difficilement exploitable sur les données expérimentales.

2.6 Conclusions et perspectives

À l'issue de ce travail qui s'est focalisé sur la modélisation numérique d'un matériau assez particulier, nous disposons d'un outil capable de rendre compte des mécanismes très complexes mis en jeu lors de sa compression. Les coques sont des particules qui renferment un espace vide inaccessible aux autres particules. Lorsqu'elles se rompent, le vide qu'elles contiennent est rendu disponible aux autres coques, et cette faculté de faire naître des

Un premier modèle – écrit sur une base purement géométrique – a été mis en équation et vérifié :

$$e(\varepsilon_a) = (1 + e_0) / \exp(\varepsilon_a) - 1 \quad (2.4)$$

Il s'agit simplement de faire le lien mathématique entre la déformation axiale et les indices e et e^* . La Figure 2.8a montre ces relations déformation axiale \leftrightarrow indices des vides simulées et prédites pour des coques de différentes épaisseurs. On constate que l'influence d'un paramètre géométrique des coques (l'épaisseur) sur la compressibilité du matériau granulaire résultant peut être estimée de façon plutôt convenable, malgré la simplicité de l'approche.

Un second modèle est actuellement en cours d'élaboration. Il tente de faire une prédiction à partir de la contrainte cette fois-ci – ce qui est plus ambitieux. La loi de compression isotrope proposée par Bauer (1996) a été utilisée comme point de départ, et modifiée pour tenir compte d'une altération du comportement à un certain niveau de compression. Ce modèle donne une

possibilité de mouvement des particules au cours d'une compression induit des processus originaux qu'il serait plaisant de dévoiler.

L'utilisation de l'approche dans une modélisation à double échelle avait été envisagée au début de cette étude. Malheureusement, cette perspective a été remise à plus tard à cause de la trop grande "lourdeur" du modèle actuel. Il sera nécessaire dans un premier temps de simplifier les hypothèses employées dans la DEM pour ensuite développer une loi numérique homogénéisée exploitable. Ceci fera l'objet de la suite de cette étude.



Références

- A. P. F. Atman, P. Claudin, and G. Combe. Departure from elasticity in granular players : Investigation of a crossover overload force. *Computer Physics Communications*, 180 :612–615, 2009.
- E. Bauer. Calibration of a Comprehensive Hypoplastic Model for Granular Materials. *Soils and foundations*, 36(1) :12–26, 1996.
- D. Cantor García. *Compaction des matériaux granulaires fragmentables en 3D*. PhD thesis, Université de Montpellier, 2017.
- Y. P. Cheng, Y. Nakata, and M. D. Bolton. Discrete element simulation of crushable soil. *Géotechnique*, 53 (7) :633–641, 2003.
- C. Couture, J. Desrues, V. Richefeu, and P. Bésuelle. A multi-scale femxDEM model applied to cohesive geomaterials. In *8th International Conference on Discrete Element Methods*, Nederland, July 2019.
- P. A. Cundall and O. D. L. Strack. A discrete numerical model for granular assemblies. *Géotechnique*, 29(1) :47–65, 1979. ISSN 0016-8505. doi : 10.1680/geot.1979.29.1.47. URL <http://www.icevirtuallibrary.com/doi/10.1680/geot.1979.29.1.47>.
- J.-Y. Delenne. *Milieux granulaires à comportement solide. Modélisation, analyse expérimentale de la cohésion, validation et applications*. PhD thesis, Université Montpellier II, 2002.
- G. R. McDowell and O. Harireche. Discrete element modelling of soil particle fracture. *Géotechnique*, 52(2) : 131–135, 2002.
- M. Stasiak. *Uniaxial compression of a highly crushable granular material – a 3D DEM study*. PhD thesis, École doctorale I-MEP², 2019.
- O. Tsoungui, D. Vallet, and J.-C. Charmet. Numerical model of crushing of grains inside two-dimensional granular materials. *Powder Technology*, 105 :190–198, 1999.

Troisième partie

Autres travaux et projet

Autres travaux collaboratifs

1.1 Introduction

Ce manuscrit devait avoir une taille raisonnable. Néanmoins, il m'était difficile de ne pas évoquer certains de mes travaux qui sortent de mes thématiques principales ou qui correspondent à des sujets moins développés/approfondis. Selon moi, ces travaux méritent quand même d'être évoqués dans ce manuscrit, mais il s'agit d'une sélection de sujets, pas une liste exhaustive. Aussi, aucun ordre particulier n'a été adopté (ni ordre chronologique, ni ordre de priorité). Enfin, certains sujets sont accompagnés de perspectives, d'autres pas. Ces derniers ne seront pas poursuivis *a priori*. Les étudiants que j'ai suivis sont repérés comme suit : **Prénom Nom***.

1.2 Modélisation mésoscopique de matériaux quasi-fragiles

Ce thème résulte d'une collaboration avec **Yann MALÉCOT** (co-encadrement de la thèse d'**Ewa PIOTROWSKA**) d'une part, et avec **Frédéric DUFOUR** (co-encadrement de la thèse de **Phuoc Huu BUI**) d'autre part. Il s'agissait, dans cette thématique nouvelle pour moi lorsque je suis arrivé au Laboratoire 3SR, de deux thèses ayant des verrous scientifiques très différents.

Collaborations : (1) **Frédéric DUFOUR**, **Phuoc Huu BUI***
(2) **Yann MALÉCOT**, **Ewa PIOTROWSKA***

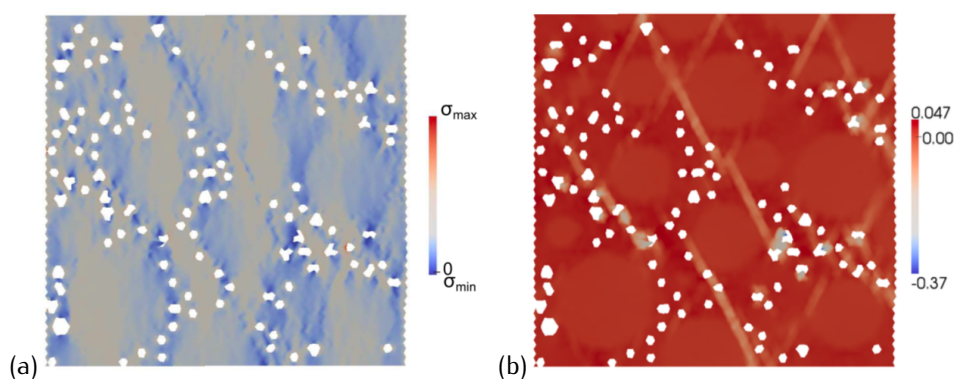


FIGURE 1.1 – États locaux au moment du pic de contrainte macroscopique d'une compression biaxiale à 50 MPa. (a) Carte des contraintes verticales ; (b) Carte des changements de volume (valeur positive pour la contraction).

Béton fortement comprimé. Le contexte général du projet de recherche de la première thèse (**Piotrowska, 2013**) était la vulnérabilité des infrastructures complexes en béton (barrages, réacteurs nucléaires, etc.) sous chargements extrêmes, tels que les impacts balistiques. Dans ces situations, le béton subit de très fortes contraintes triaxiales, en particulier la pénétration du projectile dans une structure en béton engendre une compression triaxiale dynamique. La possibilité de prédire numériquement la réponse d'un béton sous ces conditions extrêmes avec un modèle numérique est essentielle puisque les tests dynamiques à grande échelle et les tests de laboratoire sont très coûteux et chronophages. Nous avons choisi une approche de LEM dynamique pour réaliser des simulations 2D de

béton à une échelle mésoscopique en distinguant les phases constituées des granulats, de la matrice, des macrovides ainsi que leurs interfaces; Figure 1.1. Ces essais numériques ont permis d'étudier l'influence des pressions de confinement extrêmement fortes (jusqu'à 650 MPa) et de la méso-structure (forme/taille des granulats, fractions de vides, *etc.*)

Longueur interne liée à la zone d'endommagement (FPZ). La seconde thèse (Bui, 2013), s'intéresse également aux matériaux quasi-fragiles (pour ne pas dire les bétons) mais se focalise plus sur le lien qui peut exister entre une longueur interne et l'hétérogénéités du matériau. Cette longueur interne est introduite dans les modèles non locaux pour remédier au problème lié à la sensibilité du maillage qui est une pathologie des modèles d'endommagement classiques, lorsqu'il s'agit de matériaux adoucissants. L'outil numérique utilisé pour ces investigations est la LEM dans sa version quasi-statique; Figure 1.2. Celle-ci permet l'étude des ouvertures de fissure lien par lien avec pour conséquence la possibilité d'obtenir une réponse avec du "snap-back". En plus de fournir quelques recommandations sur l'extraction d'une longueur interne (nécessaire pour les modèles non locaux) à partir de la méso-structure du matériau, les études donnent un aperçu de l'origine mésoscopique de la taille de zone d'endommagement (Fracture Process Zone) et la longueur caractéristique du matériau, et par conséquent sur l'origine et la nature du comportement non linéaire du matériau. Un algorithme de couplage multi-échelles "bord à bord" entre une approche macroscopique FEM et l'approche mésoscopique LEM, a été proposé. Il s'agit d'un outil prometteur pour la simulation de grandes structures constituées de matériaux quasi-fragiles.

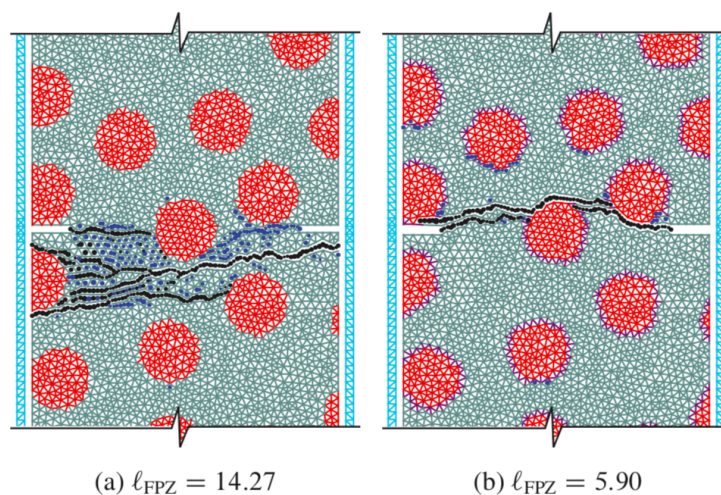


FIGURE 1.2 – Motifs de fissuration pour un matériau sans (a) et avec (b) une interface grain-matrice affaiblie. La longueur l_{FPZ} est une estimation de la largeur de la "process zone".

1.3 Bio-mécanique et éléments discrets

Ce thème porte sur une modélisation DEM de problèmes mécaniques à l'échelle de cellules biologiques tels que la motilité cellulaire et la morphogénèse de tissus cellulaires. Mon apport consiste au Co-encadrement de la thèse de [Sylvie JAUVERT](#) sur un sujet porté et apporté au Laboratoire 3SR par [Robert PEYROUX](#).

Collaboration : [Robert PEYROUX](#), [Sylvie JAUVERT](#)*

Dans cette approche (Jauvert et al., 2013; Peyroux et al., 2015), les cellules sont des sphères et leur description interne (cytoplasme, cytosquelette, filament d'actine, membrane, *etc.*) est tout simplement ignorée pour se concentrer sur les interactions mécaniques entre la cellule et le substrat ou entre les cellules, ainsi que les forces actives développées par les cellules pour migrer. La croissance et la division ont également été prises en compte pour aborder la morphogénèse des tissus. Les études s'intéressent également à la croissance et aux phénomènes d'adhérence et d'étalement lors de la motilité cellulaire en mettant l'accent sur les forces mises en jeu; Figure 1.3. Il est intéressant de noter que des modèles biologiques pertinents existent et prennent en compte les protéines du substrat par exemple. Les modèles qui tiennent compte des effets mécaniques sont néanmoins beaucoup plus rares et se focalisent généralement sur l'échelle d'une seule cellule et de ses composants internes. L'accent est mis dans notre cas sur le comportement collectif (macroscopique) tout en ayant comme entité de base la cellule biologique.

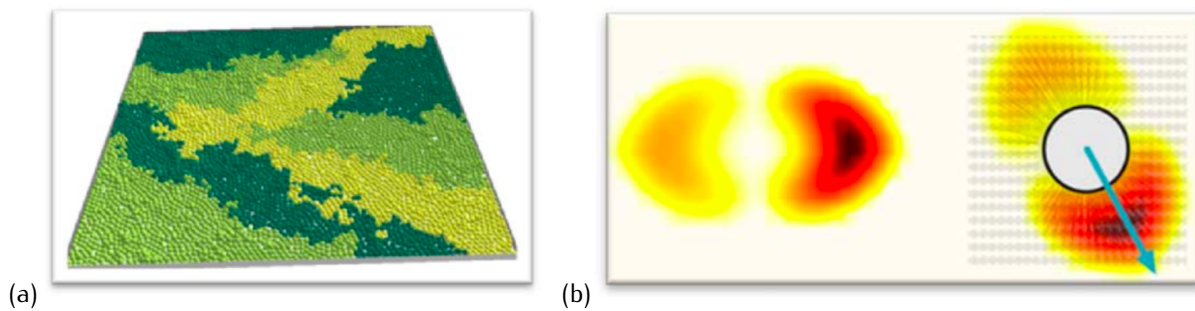


FIGURE 1.3 – (a) Génération de tissus à partir de 8 cellules souches de 3 espèces différentes dans une boîte carrée. (b) Deux cellules se déplaçant sur un substrat fonctionnalisé. Les couleurs symbolisent les niveaux de force. La forme de la cellule, sa vitesse et les positions des zones focales d'adhésion sont superposées à la cellule de droite.

Perspectives. Il est néanmoins clair que, du point de vue d'un biologiste, le modèle proposé pourrait paraître simpliste et trop mécanique. Ceci est très certainement vrai, mais c'est volontaire ! L'idée est de trouver le niveau de simplification *suffisant* pour que le modèle soit capable de nous renseigner sur des scénarii possibles, de tester l'importance des facteurs mécaniques dans des situations de croissance de tissus, *etc.* Il n'est pas inutile de rappeler que plus de 20 paramètres sont à renseigner uniquement pour les interactions, la motilité et la division. Il est toujours possible d'en rajouter, mais ceci nous a semblé peu raisonnable : nous avons préféré misé sur le point fort de l'approche qui est de tout décrire à l'échelle microscopique des cellules – ce qui apporte implicitement des réponses biomécaniques beaucoup plus riches et complexes. Bien entendu, le modèle, dans sa forme actuelle, n'est pas abouti. Il sera nécessaire d'interagir encore plus avec des spécialistes des sciences du vivant pour le faire évoluer.

Ce type d'approche, illustrée ici pour le cas (i) des interactions mécaniques, (ii) de la division cellulaire, (iii) de la motilité, et (iv) de la signalisation des cellules biologiques, laisse présager des possibilités dans le cadre de la modélisation de la croissance des racines. Cette thématique devenant de plus en plus d'actualité, il est clair que nous disposons ici d'une très bonne base.

1.4 Identification expérimentale de modèles de zones cohésives

Les modèles de zones cohésives (CZM) ont été formulés et utilisés pour simuler numériquement la rupture de matériaux solides. Les CZM présentés dans la littérature impliquent un *saut* dans le champ de déplacement décrivant l'apparition de fissures dans un réseau d'interface prédéfini correspondant aux interfaces entre les éléments du maillage par éléments finis. L'introduction d'un saut de déplacement virtuel est pratique pour gérer numériquement l'initiation, la croissance et la coalescence de microfissures ou de vides. Jusqu'à peu, les formes des lois d'interface étaient principalement choisies de façon semi-empirique en relation avec les réponses globales des échantillons soumis à des chargements standards. Durant mes travaux de postdoctorat financés par l'IRSN et supervisés par [André CHRYSOCHOOS](#) et [Robert PEYROUX](#), une méthode expérimentale d'identification de CZM a été proposée. Elle est basée sur le comportement local du matériau dérivé des mesures cinématiques obtenues par corrélation d'images. Une série d'essais de traction directe a été effectuée pour plusieurs matériaux élasto-plastiques endommageables sur des éprouvettes de traction standard. L'analyse des données cinématiques a permis la détection précoce et le suivi de la zone où la fissure allait finalement se produire. Les résultats de cette étude ont mis en évidence le potentiel des mesures par corrélation d'images à quantifier l'endommagement. Ils ont montré comment les mesures d'endommagement pouvaient être insérées dans l'identification d'un modèle de zone cohésive.

Collaboration : [André CHRYSOCHOOS](#), [Robert PEYROUX](#)

La méthodologie proposée dans ([Huon et al., 2010](#); [Richefeu et al., 2012](#)) ne considère pas de chemin prédéfini ni de forme particulière des fissures, mais se concentre sur la validité expérimentale d'une "projection" de l'endommagement volumique microscopique sur une surface d'interface. En raison de la difficulté de cette tâche, l'étude s'est limitée aux matériaux métalliques standard globalement soumis à une traction uniaxiale. En particulier, l'effet local de la triaxialité des contraintes sur l'endommagement volumique a été négligé et une méthode simple et pragmatique a été proposée pour identifier la partie normale de la loi cohésive (approche 1D). La méthodologie de l'expérience se compose de trois étapes.

- ① La zone où une fissure s'amorce et se propage en mode I est soigneusement identifiée. Cette zone correspond au lieu de localisation de la déformation. Elle peut être détectée et suivie par analyse d'images (point d'inflexion du profil de vitesse longitudinal).

- ② En supposant une déformation isotrope, les données cinématiques permettent la détermination des taux de vide locaux. Un modèle simple de vides sphériques est utilisé pour remonter à l'endommagement, mais n'importe quel modèle micromécanique pratique peut être utilisé à la place.
- ③ La méthode propose de construire une correspondance locale entre la contrainte et la déformation. Cette relation peut être utilisée pour identifier une équation constitutive élasto-plastique endommageable dont on peut extraire la loi cohésive. La réponse expérimentale du matériau endommageable est ensuite convertie, d'une part, en un comportement de masse durcissant (*i.e.*, sans endommagement) et, d'autre part, en un modèle de zone cohésive intégrant tous les effets d'adoucissement. Une telle loi cohésive convient donc pour décrire l'endommagement jusqu'à la fissuration.

Nous avons identifié des réponses de zone cohésive pour quatre matériaux ductiles différents et noté de nombreuses similitudes avec les modèles de zone cohésive couramment utilisés dans les simulations cohésifs-volumétriques par éléments finis. Les trois principaux résultats de ce travail sont les suivants : (i) un modèle de zone cohésive peut être identifié expérimentalement pour chaque comportement de la masse, (ii) ces modèles de zones cohésives appartiennent à la classe des modèles CZM dits "extrinsèques", et (iii) les choix empiriques classiques de CZM en forme de porte pour les matériaux ductiles et de CZM bilinéaire pour les matériaux fragiles sont confirmés expérimentalement et théoriquement.

1.5 Mélanges granulaires

L'évolution des courbes de granulométrie lors du broyage des poudres ou des procédés d'agglomération est riche en informations sur les mécanismes impliqués à l'échelle des particules. Cependant, ces informations peuvent difficilement être extraites de la distribution granulométrique. Sur la base d'une technique d'optimisation mathématique, nous avons développé une méthodologie pour la décomposition des courbes granulométriques en sous-distribution. L'évolution des sous-distributions est suivie au fil du temps dans le cas spécifique du broyage de la paille de blé. Ce travail fait suite à des idées qui ont germées lors de discussions anodines avec [Jean-Yves DELENNE](#), [Claire MAYER](#), tous deux encadrants de [Nicolas BLANC](#) à l'INRA.

Collaboration : [Jean-Yves DELENNE](#), [Claire MAYER](#), [Nicolas BLANC](#)*

Le broyage est une opération cruciale pour de nombreuses applications industrielles dans l'industrie pharmaceutique, la production de ciment ou l'industrie alimentaire. L'objectif principal du broyage est de réduire la taille de la matière première et de cibler une distribution granulométrique. Le processus implique de nombreux mécanismes complexes à l'échelle des particules et il est largement influencé par la microstructure du matériau, les paramètres du procédé et les conditions environnementales. Nous avons étudié l'évolution de la réduction de la taille des particules d'un résidu de l'industrie agricole : la paille de blé. La paille de blé a une microstructure très hétérogène (Figure 1.4) impliquant des cellules noyées dans différents tissus. Pendant le processus de broyage, plusieurs *populations* de particules sont générées, ce qui conduit à des distributions multimodales complexes. Dans ce contexte, nous avons développé un outil pour décomposer la granulométrie comme la somme de fonctions de densité de probabilité : des sous-distributions. L'évolution des caractéristiques de ces sous-distributions (qui sont censées avoir des propriétés spécifiques en termes de broyabilité, de composition chimique, de points de forme) est examinée en relation avec la structure de la paille de blé.

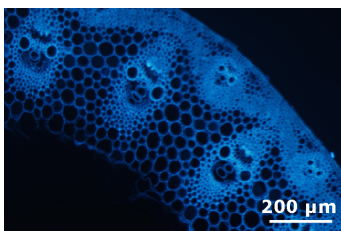


FIGURE 1.4 – Coupe transversale d'un entre-nœud de paille de blé.

Dans un broyeur, une grande diversité de tailles caractéristiques peut co-exister au fur et à mesure que les différentes populations de particules et leur proportion évoluent avec le temps. La Figure 1.5a montre un exemple de déconvolution d'une courbe granulométrique en 4 sous-distributions après 5 heures de broyage. La méthode a été développée dans [Blanc et al. \(2017\)](#). Certaines sous-distributions, comme celle de la population 4, peuvent avoir un poids très faible. Il est à noter que cela peut entraîner des fluctuations, par exemple dans la détermination de la position des pics en fonction du temps, mais que des informations précieuses peuvent être suggérées par cette déconvolution. Par exemple, la Figure 1.5b montre l'évolution de la fraction volumique où quatre phases peuvent être distinguées : (I) (jusqu'à 4 heures), la fraction volumique des populations 1, 2 et 3 évolue de façon linéaire. La population 1 diminue alors que les populations 2 et 3 augmentent avec le même taux. (II) De 4 à 7 heures, la population 2 diminue alors que les populations 1 et 3 gardent la même tendance. Au cours de ces deux premières phases, la fraction volumique de la population 4 reste négligeable. (III) Population 1 a totalement disparu après 7 heures de broyage. Les pentes des évolutions des populations 2 et 3 changent, ce qui correspond au moment où les tailles les plus fréquentes (les modes) commencent à diminuer. Cela indique un processus d'érosion et semble correspondre à l'augmentation du volume des particules les plus fines (population 4). Au début du processus, les contraintes sont probablement

transmises par les particules les plus grosses tandis que les plus petites, dans le réseau de pores, sont globalement protégées. Durant cette phase, les populations 2 et 3 évoluent peu. Les raisons possibles sont que l'érosion est moins efficace que l'éclatement, que les particules restantes sont les plus fortes ou que l'augmentation de la surface spécifique conduit à une plus grande dissipation de la friction et des collisions. Pendant cette phase, la population 3 représente la quasi-totalité du produit (90% à 7 heures). Enfin, dans la phase *IV*), après 12 heures, seules les populations 3 et 4 restent.

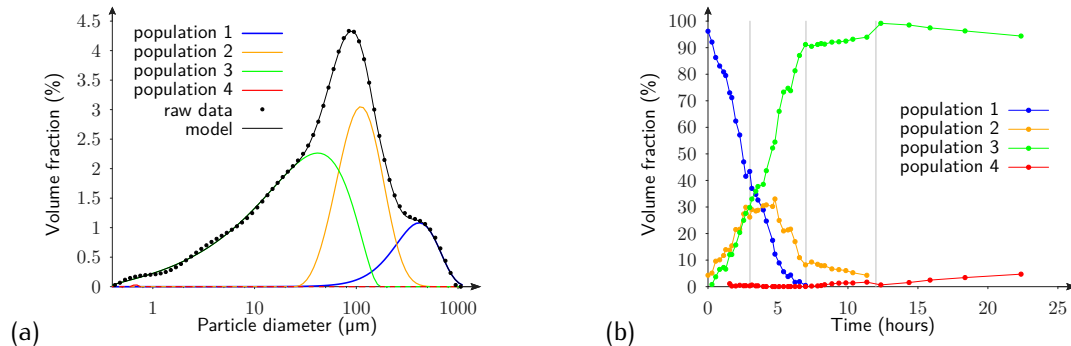


FIGURE 1.5 – (a) Example of deconvolution of the experimental PSD at a milling time of 4.78 hours. (b) PSDs volume fraction as a function of time. Four different phases are identified.

Nous avons proposé une méthodologie pour l'analyse des courbes granulométriques des poudres obtenues par broyage. Un résultat important a été de pouvoir suivre l'évolution des modes des différentes populations en cours de broyage. Cette méthode peut aider à déterminer le bilan énergétique entre les différentes populations et à mieux comprendre comment l'énergie de broyage est utilisée à l'échelle des particules pour la création de la surface.

1.6 Effets de forme des particules

Dans le cadre d'un travail collaboratif (PPF CECEO) entre les laboratoires 3SR, LMGC (Montpellier) et LTDS de l'école Centrale de Lyon, une étude de l'influence de la forme des particules sur la résistance mécanique a été menée. Différentes solutions techniques pour modéliser les formes complexes – et donc différentes formes – ont été testées. Les approches numériques (dynamique moléculaire et dynamique des contacts) étaient également variées.

Collaboration : Groupe Cegeo

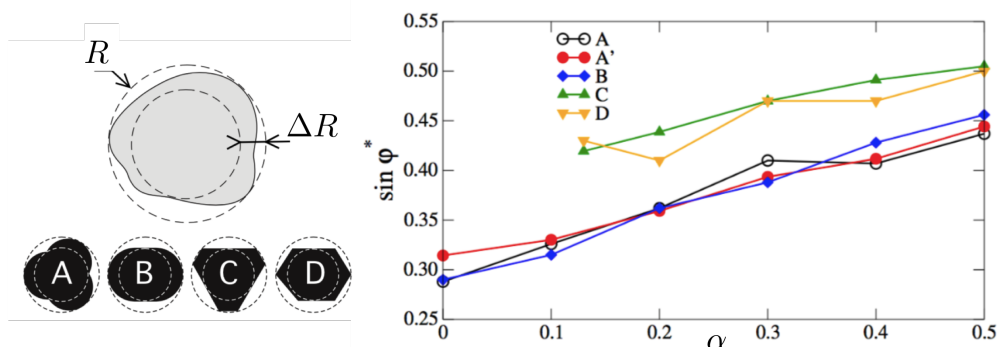


FIGURE 1.6 – (Gauche) Définition des formes utilisées et du paramètre de sphéricité $\alpha = \Delta R/R$. (Droite) Évolution du frottement macroscopique à l'état résiduel en fonction de la sphéricité des particules.

Dans le but d'unifier nos démarches, un paramètre géométrique simple a été introduit pour caractériser les formes de particules choisies. Il s'agit de la *sphéricité* α , définie comme $\Delta R/R$. Chaque équipe avait le choix de la forme des grains (circulaire, polygonale, convexe ou non-convexe) ainsi que de la méthode numérique de simulation employée. Cette étude comparative (Cegeo et al., 2012; Combe et al., 2013) a permis de montrer qu'un paramètre de forme aussi simple que celui proposé, était néanmoins suffisant pour harmoniser l'évolution des propriétés mécaniques. La Figure 1.6 montre l'évolution de l'angle de frottement macroscopique φ^* à l'état résiduel en fonction de la sphéricité α des particules.

On constate une augmentation linéaire de φ^* avec le degré de sphéricité, et de façon intéressante, deux groupes de courbes se distinguent : les formes polygonales (C et D) et les autres formes (A, A' et B) qui sont plus arrondis (ce sont des clumps).

Un autre aspect très intéressant concerne l'étude de la compacité initiale (suivant un protocole de préparation défini) en fonction de la sphéricité. Pour toutes approches numériques, une évolution non-monotone de la compacité a été observée avec un maximum différent pour chaque forme. Une modélisation simple mais parlante de cette évolution a été proposée. Elle consiste à introduire une description géométrique des espaces créés par la non-convexité des grains (premier ordre) et les espaces qui ne peuvent pas être atteints autour des parties angulaires des grains (second ordre).

Dans un registre tout-à-fait différent, J'ai également eu l'occasion d'étudier l'influence de la forme en 3D dans une problématique portant sur la dynamique à court terme d'un compactage de polyèdres (ballaste) sous vibrations horizontales (Azéma et al., 2008).



Références

- E Azéma, F Radjaï, R Peyroux, V Richefeu, and G Saus-sine. Short-time dynamics of a packing of polyhedral grains under horizontal vibrations. *European Physical Journal E*, 26(3) :327–335, 2008.
- N Blanc, V Richefeu, C Mayer, and J-Y Delenne. Deconvolution of grading curves during milling : Example of wheat straw. *EPJ Web of Conferences*, 140, 2017.
- P H Bui. *Approche multi-échelle de la rupture des structures en béton : Influence des agrégats sur la longueur interne du matériau*. PhD thesis, I-MEP², 2013.
- Cegeo, B Saint-Cyr, K Szarf, C Voivret, E Azéma, V Richefeu, J-Y Delenne, G Combe, C Nouguier-Lehon, P Villard, P Sornay, M Chaze, and F Radjaï. Particle shape dependence in 2d granular media. *EPL*, 98(4), 2012.
- G Combe, C Nouguier-Lehon, E Azeóma, K Szarf, B Saint-Cyr, M Chaze, F Radjaï, P Villard, J-Y Delenne, V Richefeu, P Sornay, C Voivret, and Cegeo Group. A benchmark for particle shape dependence. *AIP Conference Proceedings*, 1542 :883–886, 2013.
- V Huon, V Richefeu, W Shuang, A Chrysochoos, Y Monerie, and B Wattrisse. Experimental characterisation of a cohesive zone model using digital image correlation. *EPJ Web of Conferences*, 6, 2010.
- S Jauvert, R Peyroux, and V Richefeu. A mechanical model for cell motility and tissue morphogenesis. *Computer Methods in Biomechanics and Biomedical Engineering*, 16(SUPPL 1) :13–14, 2013.
- R. Peyroux, S. Jauvert, and V. Richefeu. A biomechanical model for cell motility and tissue morphogenesis. *International Conference on Modelling and Simulation : Techniques and Applications, Bangkok, Thailand, June 28-29, 2015*, 2015.
- E Piotrowska. *Role of coarse aggregates in the triaxial behavior of concrete : experimental and numerical analysis*. PhD thesis, I-MEP², 2013.
- V Richefeu, A Chrysochoos, V Huon, Y Monerie, R Peyroux, and B Wattrisse. Toward local identification of cohesive zone models using digital image correlation. *European Journal of Mechanics, A/Solids*, 34 :38–51, 2012.

Projet de recherche

Plusieurs perspectives ont été évoquées à la fin de chaque chapitre. Je ne les rappellerai pas toutes ici, mais profiterai plutôt pour proposer une sélection de ce qui est raisonnablement envisageable comme poursuite. Je tiens à rappeler que ce projet n'est qu'un projet, et que je n'hésiterai pas à ne pas le respecter à la lettre en fonction des occasions qui se présenteront. Après tout, j'ai toujours fonctionné de cette façon et je ne suis pas près à changer (mes collaborateurs en attesteront certainement).

Je vois deux voies principales dans la poursuite de mes activités de recherche :

- ✘ Il est tout-à-fait évident pour moi, qui pourrais être perçu uniquement comme un numéricien, que des données expérimentales ont une grande valeur. Mes activités de recherche ont une certaine tendance à s'appuyer sur des mesures expérimentales lorsque cela est possible. Il peut s'agir de petites expérimentations qu'on pourrait qualifier de coin de table (cisaillement à la boîte de Casagrande de matériau granulaire humide très faiblement confiné, reconstruction 3D de trajectoires de blocs, résistance à la compression de tubes quasi-fragiles, etc.), ou bien d'études entièrement expérimentales (identification de modèles de zones cohésives par corrélation d'images, mesures de la fluctuation des déplacements et des forces intergranulaires dans un milieu granulaire, etc.). À mon avis, cette voie mérite d'être poursuivie et c'est d'ailleurs la tendance prise par les thèses les plus récentes que j'ai encadrées ou co-encadrées (cf thèses de [Mathias TOLOMEIO](#) et de [Marta STASIAK](#)).
- ✘ Le développement d'approches "novatrices" est une voie que je souhaite également élargir. Il s'agit ici du développement d'outils de simulation qui sont plutôt nouveaux et non communément utilisés comme les couplages multi-physiques DEM-LBM, DEM-MPM et la modélisation double-échelle FEM×DEM ou MPM×DEM. L'intérêt de tels outils qui couplent les méthodes vient du fait que l'on profite du meilleur de chacune des approches. Là aussi, les thèses les plus récentes que je co-encadre montrent cette tendance (cf thèses de [Marta STASIAK](#) et de [Fabio GRACIA](#)).

Bien entendu, je ne souhaite pas privilégier une voie plutôt qu'une autre, car mes activités de recherche ont toujours été assez variées. S'il fallait définir la thématique principale qui caractérise le mieux mon activité de recherche actuelle, et que je continuerai certainement à développer, j'opterais pour la modélisation des risques gravitaires (cf travaux de [Fabio GRACIA](#) et de [Bruna GARCIA](#)).

Quelques pistes envisagées pour l'avenir sont présentées ci-après.

Micro-mécanique granulaire. On a vu au Chapitre 2 qui gravitait autour du dispositif expérimental $1\gamma 2\varepsilon$, que deux pistes principales s'étaient dégagées. Il s'agissait (1) des études relatives aux fluctuations de déplacement de particules dans les milieux granulaires, et (2) de l'accès expérimental aux forces de contact à partir d'images.

En ce qui concerne les fluctuations, la feuille de route initialement imaginée (avec [Gaël COMBE](#)) a été plutôt bien suivie. On devrait, dans les prochaines années, s'occuper de l'influence de différentes caractéristiques (raideurs, vitesses, 3D...) sur les fluctuations, et le rôle des spécificités des fluctuations comme précurseur de la localisation sera examiné plus en profondeur. Sur le plan pratique, ceci consistera à tester d'autres configurations dans le dispositif $1\gamma 2\varepsilon$; par exemple, l'influence du nombre, de la forme et de la raideur des particules, comme l'illustre le cas de la Figure 1.7, devront faire l'objet de futures investigations.

La détermination des forces est un sujet plus exploratoire et représente donc un challenge plus audacieux. Nos premières tentatives ont été encourageantes, mais l'approche purement expérimentale est ardue. Nous pensons qu'il serait plus raisonnable d'orienter les investigations vers une approche intégralement numérique pour mieux cerner l'indétermination et la variabilité des solutions de force dans un milieu granulaire. Un sujet de thèse a été proposé dans ce sens en collaboration avec [Jean-Noël Roux](#). Après cette étape qui nous semble nécessaire, le sujet pourra être à nouveau abordé de façon expérimentale.

Modélisation double échelle. Cette perspective a été évoquée à deux reprises dans ce manuscrit comme une suite naturelle des travaux effectués. Les travaux de thèse de [Marta STASIAK](#) auraient dû intégrer l'approche double-

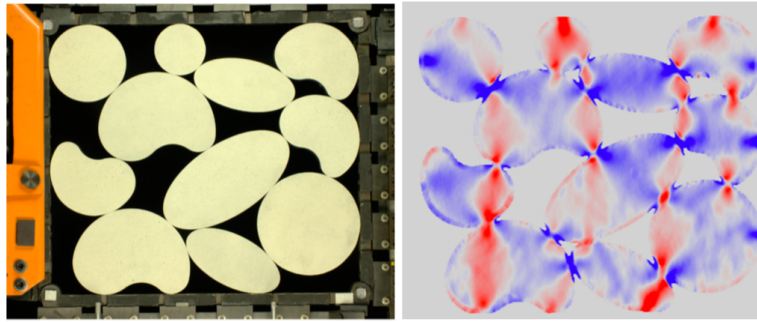


FIGURE 1.7 – Un exemple de particules inhabituelles utilisées dans le dispositif expérimental $1\gamma 2\varepsilon$.

échelle (voir Figure 1.8) telle qu'elle est développée et utilisée au Laboratoire 3SR. Malheureusement, la grande complexité de l'approche, pas suffisamment bien anticipée, ne nous a pas permis de le faire dans cette thèse. La piste envisagée aujourd'hui est de simplifier le modèle faisant office de loi numérique homogénéisée (NHL dans la Figure 1.8) pour rendre son implémentation réalisable. Un sujet de postdoctorat est envisagé avec l'Andra pour cela.

Ayant développé un outil de calcul MPM, qui est une approche dynamique permettant la simulation de très grandes déformations et bien adaptée aux écoulements gravitaires, nous sommes en mesure de réaliser et d'implémenter le couplage multi-échelles avec la méthode DEM. L'enjeu est ici de remplacer les modèles constitutifs mathématiques par des simulations DEM qui joueraient alors le rôle d'une loi, mais qui seraient infiniment plus riches. À titre d'exemple, le fameux modèle nommé " μ de I " reliant la résistance mécanique au nombre inertiel I sera fatalement intégré à la modélisation d'une façon tout-à-fait naturelle. Un projet de recherche (ANR Mimesis) a récemment été proposé en ce sens.

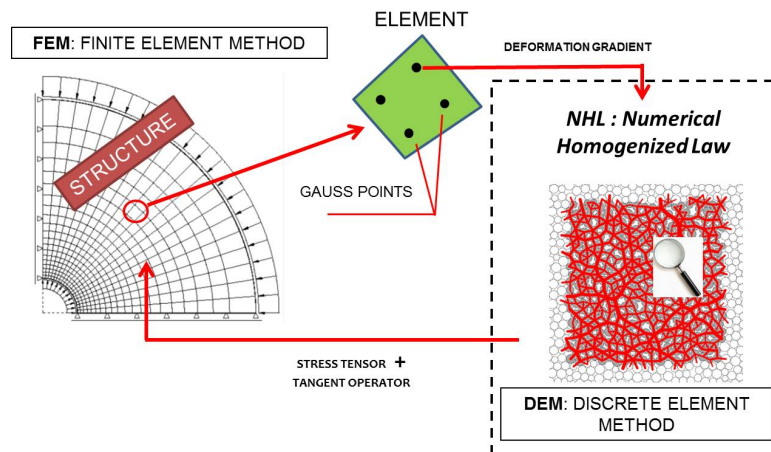


FIGURE 1.8 – Un schéma illustrant le principe de l'approche à doubles échelles FEM×DEM telle qu'elle est développée au Laboratoire 3SR.

Une autre façon de concevoir une modélisation à double échelle a également été envisagée dans mes travaux. Il s'agit d'un couplage "bord à bord", entre la FEM et le LEM. Ce couplage a été proposé dans la thèse de [Huu Phuoc Bui](#) dirigée par [Frédéric Dufour](#) (et co-encadré par moi-même). En quelques mots, il consiste à remplacer des éléments élastiques (FEM) sur le point d'entamer une rupture par un sous-maillage LEM qui obéit au comportement élastique standard, mais qui est capable de rendre compte de champs de déformation beaucoup plus complexes, notamment avec des sauts (des fissures ou des micro-fissures). Cette autre vision de la modélisation double-échelle présente une alternative à l'approche précédemment évoquée, et pourrait la remplacer avantageusement dans certaines situations. Elle mériterait d'être développée.

Chutes de blocs rocheux. Là encore un outil où deux échelles éloignées cohabitent est envisagé. La grande échelle serait celle de la trajectoire de blocs rocheux sur un versant (analyse trajectographique), et la petite échelle serait celle de l'impact d'un bloc sur un sol plastique. La Figure 1.9 donne une illustration du principe qui a été envisagé ici. Il s'agit en fait d'un travail qui a été initié, à la demande de la société IMS_{RN}, pour ses propres besoins.

L'approche laisse entrevoir d'autres possibilités : celles de remplacer la modélisation à petite échelle par un autre modèle quelconque. Par exemple, de la DEM ou bien un modèle empirique cinématique avec des facultés stochastiques. Ce dernier cas de figure correspond en fait à ce qui se fait habituellement en bureau d'étude, mais

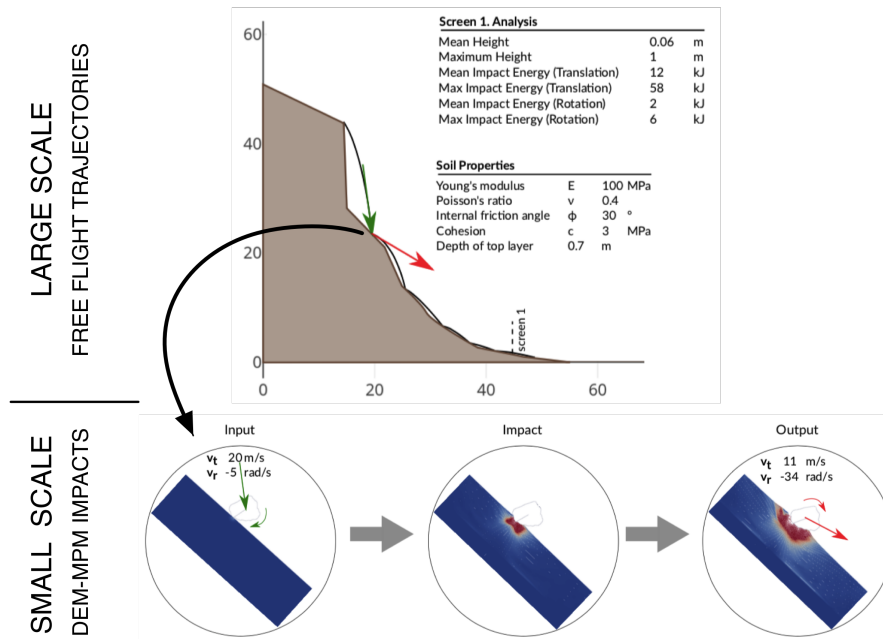


FIGURE 1.9 – Un schéma illustrant le principe de l’approche double échelle trajectographique ↔ MPM.

leurs modèles empiriques sont ajustés avec des paramètres dont le sens physique est souvent énigmatique. Il en résulte des prédictions qui n’en sont pas, mais plutôt le reflet du ressenti – généralement juste – de l’expert qui réalise la simulation. Une idée que je trouve attrayante et que souhaiterais développer, est d’utiliser un réseau de neurones pour prédire les vitesses en sortie d’impacts. Cette solution serait capable d’apprendre à partir de simulations ou d’observations expérimentales et il est également possible d’introduire un caractère chaotique à cette intelligence artificielle.

