

Université Paris 7
Institut de Physique du Globe de Paris
(IPGP, CNRS-UMR 7154)

Mémoire présenté en vue de l'obtention d'une

HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

par

Anne MANGENEY

Maître de Conférences à l'Université Paris 7

**Modélisation des effondrements gravitaires :
développement, validation, limites
et application des modèles numériques**

soutenue le 29 juin 2006 à 14h à l'IPGP devant le Jury composé de

M. Eric Clément	LMDH-PMMH, ESPCI, Paris	rapporteur
M. Jérôme Gaillardet	IPGP, Paris	rapporteur
M. Steve Sparks	Département des Sciences de la Terre, Université de Bristol	rapporteur
M. Claude Jaupart	IPGP, Paris	président
M. Benoît Perthame	DMA-ENS, Paris	examineur
M. Jean-Pierre Vilotte	IPGP, Paris	examineur

IPGP, Université Paris 7, 4 Place Jussieu, 75005 Paris, France. (mangene@ipgp.jussieu.fr)

Resumé

Après ma thèse concernant l'étude de l'écoulement anisotrope de la glace dans les calottes polaires, je me suis intéressée à un autre type d'écoulement mince que sont les avalanches de débris ainsi qu'aux tsunamis générés lorsque ces effondrements atteignent la mer. J'ai abordé ces aspects en développant, validant et appliquant des modèles numériques d'écoulements gravitaires.

L'originalité de mon approche a été d'utiliser les recherches et les outils les plus performants développés tant en mathématique et numérique qu'en physique pour répondre aux problèmes posés en géophysique, en collaboration avec des spécialistes de ces domaines. Les techniques numériques de pointe et l'analyse mathématique des équations m'ont permis de mettre en évidence des problèmes de résolution jusque là passés inaperçus dans les approches géophysiques comme la nécessité de préserver l'équilibre d'un fluide au repos ou la résolution sur les bords de l'écoulement là où la hauteur de fluide est nulle. Les lois de comportements développées en physique des milieux granulaires ont été introduites dans les modèles développés et une comparaison systématique avec des expériences de laboratoire m'a permis de pousser plus loin la compréhension des processus physiques mis en jeu et des lois d'échelles intervenant dans les écoulements naturels. Si l'essentiel de mes travaux sont basés sur la modélisation numérique de milieux continus équivalents, j'ai également participé à des études impliquant des simulations par éléments discrets en particulier pour valider l'approche continue. Enfin, pour relier l'échelle du laboratoire à l'échelle du terrain, j'ai pris part à des études expérimentales sur les effondrements granulaires et à une campagne de terrain sur les dépôts d'avalanches et de coulées de ponces au Chili.

Dans le cadre de mon post-doctorat au CEA et aux Observatoires Volcanologiques, IPGP, j'ai développé un des premiers codes numériques basé sur une méthode de résolution capable de décrire les chocs sans l'introduction d'une viscosité numérique artificielle. Nous avons effectué les premières modélisations d'avalanches sur une topographie complexe aux Antilles et simulé les tsunamis générés. Nous avons ainsi simulé un tsunami potentiel qui a effectivement eu lieu à Montserrat quelques années plus tard montrant que les ordres de grandeurs de la vague et du temps de propagation que nous avons calculés étaient corrects.

Un des résultats les plus significatifs des travaux que j'ai menés en collaboration avec les mathématiciens a été le développement rigoureux des équations d'ondes longues sur une topographie quelconque conduisant à un code opérationnel pour l'évaluation des risques liés aux effondrements gravitaires. La prise en compte du tenseur des courbures qui était jusque là négligé dans les modèles permettra de déterminer des paramètres rhéologiques indépendants de l'erreur lié à la mauvaise prise en compte de la topographie locale. J'ai proposé une approche originale concernant la comparaison entre modélisation numérique et expérimentale en me focalisant entre autres sur l'observation détaillée de la phase d'arrêt qui s'est montrée représentative du comportement mécanique du matériau granulaire permettant ainsi de tester les lois de comportement utilisées dans les modèles. Un autre résultat important de ces recherches a été la première simulation numérique de l'apparition de levées sur les bords latéraux des écoulements non-confinés. L'analyse des forces intervenant dans le modèle nous a permis de proposer un mécanisme pour la création d'écoulements auto-chenalisés et l'apparition de levées. Ces études ont mis en évidence l'intérêt d'étudier, pour valider les modèles, des paramètres géomorphologiques plus fins et donc plus contraignants que la simple longueur de runout ou l'étendue des dépôts pour valider les modèles et les lois de comportement utilisées. De plus nous avons mis en évidence des paramètres géomorphologiques pertinents, qui, mesurés sur le terrain sont susceptibles de nous renseigner sur la dynamique de l'écoulement ainsi que sur les paramètres rhéologiques du matériau mis en jeu. Outre

l'aspect fondamental concernant la compréhension des processus géomorphologiques à la surface des planètes telluriques, ces recherches ont abouti à la mise au point d'un code numérique opérationnel qui est actuellement utilisé au Politecnico, Turin, pour l'évaluation des risques d'avalanches dans les Alpes.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Jean-Pierre Vilotte, qui m'a accueillie dans son laboratoire en septembre 2000 pour poursuivre mes recherches sur la modélisation des avalanches. J'ai eu la chance, au cours de ces six années, de bénéficier de nombreuses discussions scientifiques avec lui qui ont considérablement enrichies mes recherches. La confiance qu'il m'a donnée associée à une entière liberté et un soutien en toutes circonstances m'ont permis de profiter pleinement de ces années passées à l'IPGP.

Je tiens également à témoigner ma reconnaissance et mon admiration à mes collègues mathématiciens, en particulier à François Bouchut et Marie-Odile Bristeau qui, par leur ouverture d'esprit et leur curiosité, ont su être à l'écoute des problèmes posés par la modélisation des écoulements géophysiques et apporter des réponses extrêmement astucieuses. Les nombreux échanges que j'ai eu la chance d'avoir avec eux et les méthodes qu'ils ont proposées m'ont permis d'effectuer des développements réellement à l'interface entre mathématiques et géophysique.

J'aimerais également remercier Nathalie Thomas et Karim Kelfoun qui m'ont fait bénéficier librement l'un en physique, l'autre en géologie, de leurs compétences et de leurs idées dans des domaines complémentaires à mes propres recherches.

Je remercie Eric Clément, Jérôme Gaillardet et Steve Sparks d'avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse d'habilitation et pour leur commentaires et remarques enrichissantes. Je tiens à remercier tout particulièrement Steve Sparks de m'avoir fait l'honneur de venir à Paris pour mon habilitation. Je remercie Claude Jaupart d'avoir accepté d'être président de ce jury et Benoît Perthame qui, au-delà de sa participation à ce jury, m'a énormément apporté durant les échanges scientifiques que j'ai eu la chance d'avoir avec lui et qui ont été à l'origine de ma collaboration avec le DMA et l'INRIA.

Finalement je tiens à remercier tous ceux qui de près ou de loin, à travers l'enseignement, la recherche, le soutien informatique ou logistique, ou tout simplement leur présence, ont rendu ces années agréables : Eléonore Stutzman, Ghislaine Pernat, Lydie Staron, Sara Bazin, Yann Capdeville, Faisal Bekkouche, Frédéric Fluteau, Vincent Courtillot, Lydia Zerbib, Laure Meynadier, Enrique-Fernandez Nieto, Gérard Mégie, Catherine Ottlé, Kolumban Hutter, Marianne Greff, Véronique Farra, Geneviève Moguilny, Gaud Pouliquen, Mathilde Canat, Javier Escartin, Eric Beucler, François Guyot, Claudio Scavia, Marina Pirulli, Ioan Ionescu, Joe Goddard, Lev Tsimring, Pierre-Yves Lagree, Anaël Le-maître, Jean-Noël Roux, Jean-Pascal Cogné, Steve Tait, Anne Davaille, Neil Ribe, Cinzia Farnettani, Philippe Labazuy, François Legros, Jean-Luc Froget...

Merci à ma famille et à mes amis des plus petits aux plus âgés, pour toutes les richesses qu'ils m'ont apportées au cours de ces années et pour tout le reste.

Table des matières

Resumé	2
Remerciements	4
Synthèse des travaux de recherche	7
1 Introduction	7
2 Contexte scientifique	12
3 Développement théorique et numérique	19
3.1 Approximation d'ondes longues sur une topographie complexe	19
3.2 Bilan des hypothèses liées à l'approximation de couche mince	24
3.3 Méthodes numériques	25
3.3.1 Schéma de type Godounov	26
3.3.2 Schéma cinétique	26
3.3.3 Reconstruction hydrostatique et schéma respectant les équilibres	27
3.4 Bilan des codes développés	28
3.5 Solution analytique pour tester les modèles	28
4 Validation et limites des modèles	29
4.1 Comparaison modèle discret/modèle continu	31
4.1.1 Comparaison des profils d'épaisseur	31
4.1.2 Interface statique/mobile	33
4.1.3 Profil de vitesse	33
4.1.4 Rapport entre vitesse verticale et vitesse horizontale	34
4.1.5 Pression hydrostatique	34
4.2 Pistes pour de nouveaux développements asymptotiques	35
5 Comportement des milieux granulaires	36
5.1 Ecoulement confiné sur plan incliné	40
5.2 Ecoulement non-confiné, dépôt de type levées-chenal	42
5.3 Effondrement de colonnes granulaires	49
5.3.1 Expérience de laboratoire	51
5.3.2 Simulation numérique	53
5.4 Isotropie ou anisotropie des contraintes normales ?	55
5.4.1 Topographie avec changement de pente	56
5.4.2 Topographie avec changement de direction	58
5.5 Loi de comportement et forme du dépôt	59
5.6 La phase d'arrêt : une mine d'informations sur le comportement du milieu granulaire	61
5.6.1 Phase d'arrêt et loi de comportement	61
5.6.2 Confrontation simulation/expérience d'effondrements granulaires	62
5.6.3 Ecoulement confiné et non-confiné	67
5.7 Comportement quasi-statique d'un milieu granulaire sous sollicitation cyclique . . .	69
6 Application sur le terrain	71

6.1	La simulation : un outil pour interpréter les dépôts	72
6.1.1	Extrapoler les expériences de laboratoire aux données de terrain	72
6.1.2	Du dépôt aux conditions d'écoulement	75
6.2	Simulations d'effondrements réels	76
6.2.1	Avalanches de débris d'origine volcanique	76
6.2.2	Avalanches de roches en milieu montagneux	78
6.2.3	Comparaison entre les simulations	82
6.3	Tsunamis générés par des avalanches	82
6.3.1	Modélisation de la vague au niveau de l'impact	83
6.3.2	Propagation de la vague	86
7	Conclusion	90
8	Références	91
	Perspectives scientifiques	95
	Activités d'encadrement	99
	Curriculum Vitae	100
	Production scientifique	103
	Articles les plus significatifs	108

Synthèse des travaux de recherche

1 Introduction

Aérien ou sous-marin, terrestre ou extra-terrestre, un glissement de terrain s'initie sur un relief dès qu'une masse de débris rocheux se déstabilise. La masse ainsi mobilisée s'écoule le long du relief sous l'effet de la gravité et finit par s'arrêter sur des pentes plus faibles ou descendre vers la vallée et atteindre éventuellement la mer où elle forme un dépôt. Ces événements catastrophiques jouent un rôle important dans les processus d'érosion et dans la dynamique des paysages aussi bien sur la Terre (figure 1) que sur d'autres planètes telluriques comme nous le montrent les images satellites des glissements sur les flancs du Canyon Valles Marineris sur Mars (figure 2).



FIG. 1 – Glissements de terrain dans une vallée en Suisse. Les nombreux glissements participent à l'évolution géomorphologique de la vallée. Photo ESA.

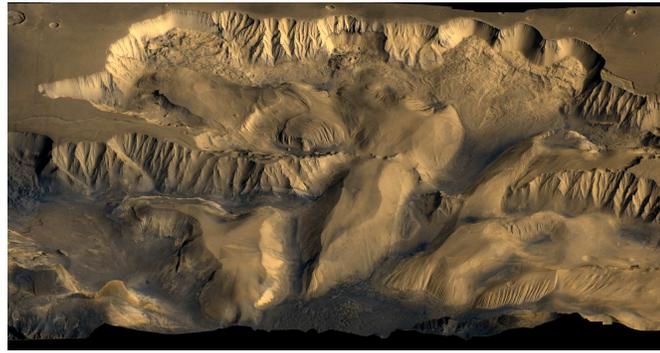


FIG. 2 – Photo d'une partie du Candor Chasm dans Valles Marineris, Mars, montrant la géomorphologie complexe du Candor Chasm modelé entre autres par les effondrements gravitaires. Photo USGS/NASA à partir de Viking Orbiter.

Avalanche de débris, effondrement, éboulement rocheux, glissement de terrain, écoulement de débris... Une quantité impressionnante de travaux ont été menés proposant une nomenclature permettant de caractériser chaque type de glissement, la terminologie variant d'une communauté à l'autre. Au-delà des termes retenus, l'intérêt de ces études est de mettre en évidence les critères importants gérant l'évolution et la dynamique des glissements : la vitesse et les conditions particulières d'écoulement ou de déstabilisation comme la topographie sous-jacente ou le volume initial, la nature du matériel mobilisé, le contenu en eau. En effet, les glissements de terrain peuvent être générés par différents facteurs comme une pluie intense, un tremblement de Terre, l'activité volcanique, un changement du niveau de la mer, des phénomènes de gel et de dégel et les activités humaines comme la déforestation ou la construction d'infrastructures sur les pentes. Outre la diversité de leur déclenchement et des contextes géologiques, les glissements de terrain peuvent faire intervenir des matériaux très divers, depuis les éboulements rocheux ou les avalanches de débris impliquant un matériel granulaire



FIG. 3 – Dépôt d'un écoulement de débris. Des blocs d'une dizaine de mètres de largeur sont transportés avec des blocs d'au moins deux ordres de grandeur plus petits. Un homme se tient devant le mégabloc permettant d'évaluer l'échelle des blocs dont est constitué le dépôt.

sec jusqu'aux écoulements de débris saturés d'eau. Les échelles de taille des débris peuvent varier de plusieurs ordres de grandeur au sein d'un même écoulement. D'énormes blocs de plusieurs mètres peuvent être transportés conjointement avec de fines particules d'une taille de quelques centaines de microns (figure 3). De plus, les effondrements naturels s'écoulent sur des topographies pouvant être radicalement différentes. La topographie sous-jacente joue un rôle fondamental, tant dans la dynamique que dans la phase d'arrêt de la masse mise en jeu. Le relief peut parfois confiner l'écoulement dans une vallée ou dévier sa trajectoire. La puissance de certains glissements leur permet de surmonter des reliefs et d'atteindre des villages situés sur des versants opposés. Ainsi, selon le déclenchement, le contexte géologique et les matériaux impliqués, la masse déstabilisée peut se comporter de manière complètement différente impliquant des échelles de temps et d'espace variant de plusieurs ordres de grandeur. En effet, les volumes déstabilisés peuvent ainsi atteindre quelques km^3 comme lors de l'avalanche du Mont St Helens dans la chaîne des Cascades aux USA en 1980 qui a mobilisé 1 km^3 de débris et s'est écoulée sur 30 km. D'autre part, la dynamique du glissement de terrain de La Clapière dans les Alpes du Sud, probablement actif depuis un siècle et glissant à une vitesse moyenne d'1 cm/jour depuis 1982, n'a rien de commun avec celle des écoulements de débris dont les vitesses peuvent atteindre 100 m/s.

La description théorique et la compréhension physique de ces processus constituent aujourd'hui un problème largement ouvert. S'attacher à ces problèmes, c'est comprendre l'une des composantes principales de l'évolution des surfaces des planètes. C'est également comprendre la dynamique de transfert et de stockage de matière jusqu'à son accumulation au sein des bassins. Comment le relief s'est-il façonné ? Quels sont les facteurs déclencheurs des glissements passés ? Y a-t-il eu présence de fluide et plus particulièrement d'eau lors de l'emplacement de ces glissements ? Autant de questions qui se posent sur la Terre mais également sur les autres planètes telluriques comme Mars où l'histoire climatique et morphologique reste encore un mystère et où le rôle de l'eau représente une question fondamentale en partie par son lien possible avec l'éventuelle présence de la Vie.

Au-delà des aspects fondamentaux, l'étude de ces écoulements gravitaires fournit un cadre incontour-



FIG. 4 – Ecoulement de débris provoqué par une tempête en décembre 1999 qui a généré des dégâts importants à Caraballeda, une ville côtière du Vénézuéla. Photo Jean-Pierre Vilotte, IPGP.

nable pour la gestion des risques liés à ces catastrophes naturelles. En effet, les glissements de terrain représentent un risque naturel majeur par l'ampleur des dégâts humains et matériels qu'ils génèrent chaque année dans le monde en particulier dans les régions volcaniques, montagneuses ou côtières. Ils constituent une menace croissante pour nos sociétés comme le montrent les glissements de terrain et les écoulements de débris catastrophiques provoqués en décembre 1999 par une tempête au Vénézuéla qui ont affectés 40 km de côte au nord de Caracas causant la mort de 30000 personnes (figure 4). Le développement s'étend de plus en plus sur des pentes instables sous la pression de la croissance démographique, du développement urbain et des activités humaines. De plus l'évolution du climat semble générer plus d'évènements pluviométriques extrêmes qui favoriseraient la déstabilisation des pentes. L'interaction d'un glissement de terrain avec le milieu naturel peut générer des risques indirects comme l'endiguement d'un ruisseau conduisant à la création de lacs superficiels. Les glissements peuvent apporter une masse de débris considérable dans les rivières ou dans la mer (figures 5 et 6). Ces glissements peuvent même avoir lieu dans les plaines où les pentes sont pourtant très faibles. L'approvisionnement en eau des régions en aval est alors perturbé et la rupture potentielle de cette digue naturelle constitue une nouvelle menace pour les populations. La rencontre d'un glissement de terrain et de la mer peut générer un tsunami, risque indirect susceptible de toucher les régions côtières avoisinantes et même plus lointaines. Des glissements atteignant la mer se produisent régulièrement sur les îles volcaniques comme Hawaïi, Les Canaries, La Réunion ou encore les Antilles où un tsunami a été généré en 2003 par une avalanche de débris sur l'île de Monserrat et s'est propagé jusqu'en Guadeloupe. Outre les effondrements de falaises, fréquents sur les reliefs côtiers escarpés, les régions littorales subissent également les conséquences de glissements de terrain sous-marins, comme celui responsable de l'effondrement de l'aéroport de Nice en 1979. Ce glissement a également généré un tsunami de 2,5 à 3,5 m de haut déferlant sur Antibes 9 minutes après.

C'est essentiellement dans ce contexte que se situent les travaux de recherche que j'ai menés depuis la fin de ma thèse. Ces travaux ont porté plus spécifiquement sur la modélisation des écoulements rapides considérés comme secs, c'est à dire où le rôle du fluide est négligeable. La compréhension des processus physiques et mécaniques intervenant lors des glissements de terrain ainsi que leur prédiction



FIG. 5 – Cône de débris dans la Rivière Copper (C.-B.). Les glissements de terrain sont une des composantes des processus d'érosion à l'échelle d'un bassin versant. Photographie : Marten Geertsema, 2001. Source : Marten Geertsema, ministère des Forêts de la C.-B., 2002.



FIG. 6 – Avalanche de débris du Boxing Day dans la vallée de White River, en décembre 1997, Montserrat, Antilles. Les masses de débris atteignant la mer avec des vitesses de l'ordre de $50 - 100 \text{ ms}^{-1}$ peuvent générer des tsunamis comme cela a été observé à Montserrat pendant l'évènement du Boxing Day. Photo Steve Sparks.

nécessite l'étude de deux phases : la phase d'initiation et la phase de propagation. L'étude de ces deux phases fait appel à deux communautés assez différentes, les mécaniciens des sols en ce qui concerne la stabilité des pentes et les mécaniciens des fluides pour la phase de propagation. Mes travaux concernent essentiellement la phase de propagation. Je me suis plus particulièrement attachée au développement, à la validation, aux limites et à l'application de modèles numériques d'avalanches sur une topographie réaliste. Le but de ces recherches a été de mieux comprendre et interpréter la géomorphologie des surfaces terrestres et planétaires liée aux dépôts d'effondrements gravitaires ainsi que d'apporter des outils d'évaluation des risques.

Mon activité s'est située à la frontière entre l'analyse mathématique, la simulation numérique et la confrontation avec les observations issues d'expériences de laboratoire ou de données de terrain. Cette situation particulière m'a permis de mettre en évidence les développements mathématiques nécessaires pour décrire les observations et de souligner les limites de certains modèles communément utilisés en géophysique. Ces travaux ont conduit à des avancées importantes dans la modélisation des écoulements géophysiques.

Pour développer des modèles d'avalanches applicables à la description d'écoulements réels sur des topographies complexes, il est nécessaire d'utiliser des approximations pour diminuer le temps de calcul. Les écoulements étant généralement minces, l'approximation la plus utilisée est l'approximation d'ondes longues qui consiste à effectuer un développement asymptotique en fonction d'un rapport d'aspect considéré comme petit. Mais la présence d'une topographie complexe rend ce développement extrêmement compliqué. Si plusieurs tentatives ont été menées pour prendre en compte la complexité de la topographie dans le cadre de l'approximation d'ondes longues, jusqu'à maintenant personne n'avait réussi à développer ces équations pour une topographie arbitraire. Nous y sommes parvenus en collaboration avec les mathématiciens du DMA, grâce d'une part aux travaux analytiques

essentiellement développés par François Bouchut, DMA mais également à travers de nombreuses discussions permettant de donner une direction générale aux développements effectués et de cerner les contraintes imposées par les observations. Nous avons donc établi des équations du mouvement prenant en compte tous les termes de la matrice des courbures habituellement négligés arbitrairement ; elles sont écrites dans un repère cartésien et l'approximation d'ondes longues est appliquée dans le repère lié à la pente. Ce modèle mathématique représente un pas important dans la description des écoulements minces sur une topographie complexe et a des implications dans l'étude d'autres écoulements minces comme les coulées de boues, les glissements sous-marins, les coulées de laves ou encore les rivières.

Dans les systèmes auxquels je me suis intéressée, il existe des zones d'écoulement et des zones dites sèches où l'épaisseur de l'écoulement devient nulle comme au niveau du front. Au niveau de la transition entre zone fluide et zone sèche les équations changent de nature et leur résolution numérique nécessite l'utilisation de méthodes particulières. D'autre part, l'étude des avalanches pose des problèmes spécifiques car les écoulements granulaires ont, contrairement aux fluides, la capacité de s'arrêter avec une surface libre non horizontale. En collaboration avec les mathématiciens du DMA et de l'INRIA, nous avons réussi à résoudre tous ces problèmes et à mettre au point un code qui est et sera utilisé pour de nombreuses applications futures.

Dans le déroulement de ce travail collectif, mon rôle a été d'utiliser et d'adapter les meilleures méthodes numériques disponibles à un instant donné pour mettre en évidence des problèmes inhérents aux équations et aux codes numériques classiquement utilisés. Les problèmes soulevés par les études que j'ai menées en simulant de manière la plus précise possible de nombreuses observations expérimentales ou de terrain bien choisies ont été à la base des développements analytiques et numériques originaux décrits ci-dessus. J'ai par exemple mis en évidence le fait que les équations initialement proposées par Savage et Hutter et massivement utilisées ne permettaient pas de décrire les états d'équilibre de la masse granulaire au repos.

Dans ce cadre, j'ai été tout naturellement amenée à m'intéresser à la validation des lois de comportement des matériaux granulaires proposées dans la littérature. Le problème fondamental rencontré dans ce domaine est l'absence de lois de comportement bien établies pour relier le tenseur des contraintes aux grandeurs macroscopiques ou à leur gradient. En effet, si le comportement microscopique, c'est à dire l'interaction entre les grains, est assez bien connu, on ne sait pas actuellement relier le niveau microscopique au niveau macroscopique. Il n'est d'ailleurs pas impossible que cette relation, s'il y en a une, ne soit pas locale. Les spécialistes de la physique des milieux granulaires ont proposé de telles relations, en particulier dans le cadre des modèles d'ondes longues. Un modèle très utilisé est basé sur une loi de type Coulomb où le coefficient dépend des grandeurs macroscopiques comme la vitesse et la hauteur de l'écoulement.

Une méthode possible pour tester ces lois de comportement est d'analyser leur conséquence sur l'écoulement. C'est la voie que j'ai choisie en simulant numériquement à l'aide de différentes lois de comportement des expériences de laboratoire bien contrôlées impliquant des matériaux simples comme des billes de verre. J'ai rassemblé dans ce manuscrit une série de simulations que j'ai effectuées dans des conditions variées comme l'écoulement d'un milieu granulaire sur un plan incliné, l'effondrement d'une colonne granulaire, un écoulement sur une rupture de pente... Ces simulations montrent qu'avec une loi donnée, il est possible de représenter correctement un certain nombre d'observations mais qu'aucune des lois proposées ne permet, dans des conditions raisonnables, d'expliquer l'ensemble des observations. Ce résultat peut être lié aux modèles numériques que j'utilise qui, basés sur l'approximation d'ondes longues, représentent mal la dynamique verticale. Pourtant, il semble

que cette constatation s'applique aux simulations effectuées à l'aide de modèles différents, montrant que la détermination d'une loi de comportement pour les matériaux granulaires reste largement une question ouverte.

Pourtant, l'urgence sociale de l'évaluation des risques liés à ces effondrements ne permet pas d'attendre d'avoir des modèles parfaits pour s'attaquer à ce problème. J'ai donc appliqué les codes développés à l'évaluation des risques en particulier aux Antilles en simulant un tsunami généré par une avalanche potentielle sur l'île de Montserrat. Il s'avère que les modèles développés sont capables de fournir un ordre de grandeur correct des principales caractéristiques de ces événements catastrophiques. Mais les prévisions restent incertaines comme le montrent les différentes simulations que j'ai effectuées qui exigent d'introduire des paramètres rhéologiques très différents pour reproduire les observations, paramètres qu'il s'avère actuellement impossible de déterminer a priori. Ainsi il reste encore beaucoup de travail à faire pour affiner la précision des modèles.

Mon travail a été mené dans le cadre de collaborations avec de nombreux chercheurs qui seront systématiquement soulignées dans ce manuscrit. Mes recherches ont été financées par plusieurs ACI citées dans la description des résultats obtenus concernant les divers aspects développés, tant en géophysique, mathématique, analyse numérique, et physique. Ces études ont conduit à la réalisation de 2 thèses ainsi qu'à la participation à 2 autres thèses, 1 Diplôme de Recherche Technologique et à l'encadrement de 3 post-doctorats et de 6 stages de Master.

2 Contexte scientifique

Pour appréhender la dynamique et l'arrêt d'une masse rocheuse sur les reliefs naturels, des approches empiriques ont été développées, en particulier pour caractériser un dépôt en fonction des conditions initiales de la masse déstabilisée. La mobilité d'une avalanche est en général mesurée par le rapport entre la longueur parcourue par l'avalanche et son altitude initiale [Legros, 2002]. Des modèles numériques plus physiques que les lois d'échelle empiriques peuvent être développés, même si la complexité naturelle décourage toute tentative consistant à décrire avec précision l'ensemble des processus physiques entrant en jeu. En effet, il est encore illusoire de vouloir simuler un écoulement gravitaire naturel sur une topographie complexe en décrivant le comportement de chaque particule tout en respectant la polydispersité observée et la forte hétérogénéité des matériaux et des éventuels fluides mis en jeu. L'idée est de fournir des outils qui sont assez simples et peu coûteux en temps de calcul pour pouvoir être adaptés à la simulation d'événements réels mais qui contiennent assez de physique pour reproduire le comportement moyen d'une masse granulaire dans un contexte naturel. De tels modèles permettent de faire le lien entre l'échelle du laboratoire et l'échelle du terrain en testant la pertinence des lois d'échelle et des lois de comportement mises en évidence expérimentalement sur des matériaux et une topographie simplifiés en simulant des effondrements réels sur des topographies complexes et en comparant les résultats avec des données de terrain.

Le développement de modèles d'effondrement de masse granulaire dans un contexte naturel nécessite de surmonter plusieurs problèmes de nature très différente impliquant des études mathématiques, numériques, physiques, mécaniques et géologiques. Un point fondamental consiste à identifier les bonnes hypothèses permettant d'une part de simplifier le phénomène naturel complexe, et d'autre part de diminuer le temps de calcul pour pouvoir appliquer le modèle sur des topographies réalistes. Ces hypothèses peuvent concerner la dynamique de l'écoulement et sa géométrie ou encore le comportement mécanique du matériau mis en jeu. L'autre point important est de maîtriser les approximations

pour pouvoir valider les modèles et déterminer leur limite d'application. En effet, hormis sa justification théorique, les critères de qualité d'un modèle sont également liés aux résultats qu'il permet d'obtenir, à sa cohérence interne et à sa facilité d'utilisation.

La description du comportement mécanique des milieux granulaire constitue la plus grande limitation des modèles. En effet, si le comportement d'un milieu granulaire est assez bien compris à l'échelle de l'interaction entre grains (échelle appelée microscopique), leur comportement à l'échelle macroscopique¹ est très mal maîtrisé. Même le système physique le plus simple constitué de billes de verre s'écoulant sur un plan incliné reste encore mal décrit dans les régimes d'écoulement s'écartant de l'écoulement stationnaire uniforme, en particulier dans les régimes de transition entre un comportement statique et un comportement fluide. En effet, les milieux granulaires ont la capacité de se comporter soit comme un solide soit comme un fluide : comme un solide, un tas de sable peut rester au repos avec une surface libre non-horizontale ; comme un fluide, il a la capacité de s'écouler en se déformant. A l'heure actuelle aucune description du comportement des milieux granulaires au voisinage de cette transition statique/mobile n'est reconnue comme universelle ce qui rend très difficile la modélisation des phases de déstabilisation ou d'arrêt ainsi que certaines configuration d'écoulements où une partie du matériau se fige. L'état des connaissances en physique et mécanique ne permet donc pas de décrire ces processus même s'ils semblent jouer un rôle important dans les écoulements naturels. La capacité du matériau granulaire à passer d'un état statique à un état mobile est au coeur des phénomènes de d'érosion/déposition, où des dépôts préexistants initialement au repos peuvent entraînés par la masse en écoulement alors qu'une partie des grains initialement en mouvement se dépose sur les pentes.

Sachant que le comportement microscopique des milieux granulaires est relativement bien compris, une approche possible consiste à utiliser la modélisation par éléments discrets. Ces modèles décrivent la dynamique de chaque grain en explicitant les interactions grain/grain. Les travaux effectués à l'aide de tels modèles prennent généralement en compte une taille de grains quasi-uniforme ce qui constitue une hypothèse très forte compte tenu de la polydispersité et de l'hétérogénéité des grains présents dans les écoulements réels (figure 3). Il n'est pas simple de prendre en compte la taille réelle des particules d'abord parce qu'en général la distribution de taille n'est pas connue et évolue dans le temps, et à cause du temps de calcul prohibitif que nécessiterait la prise en compte de toutes les particules constituant le milieu naturel.

C'est pourquoi les problèmes réels sont généralement abordés en utilisant l'approche continue. L'observation d'un certain nombre d'écoulements géophysiques à la surface de la Terre comme l'écoulement de glaciers, les avalanches de débris ou de neige, les rivières ou les laves montre qu'en général l'épaisseur de ces écoulements H est petite par rapport à leur étendue le long de la pente L (figures 7, 8, 9, 10). Il est donc possible d'utiliser l'hypothèse de la couche mince qui consiste à faire un développement asymptotique des équations du mouvement par rapport à un rapport d'aspect $a = H/L$ considéré comme petit. Cette hypothèse de couche mince (encore appelée ondes longues) est à la base des modèles actuellement utilisés pour simuler ces différents écoulements dans leur contexte naturel. Pour diminuer le temps de calcul, les équations du mouvement sont moyennées dans l'épaisseur conduisant à négliger les fluctuations verticales par rapport aux variations dans la direction de l'écoulement. Le modèle décrit alors l'évolution d'un milieu effectif de hauteur h ayant une vitesse moyenne u . Bien qu'extrêmement simplifiée, cette approche, initialement proposée par *Savage and Hutter* [1989], a permis de reproduire des phénomènes très complexes observés en laboratoire et sur

¹L'échelle macroscopique correspond à celle d'un volume contenant un nombre suffisant de grains pour, qu'à cette échelle, le matériau puisse être considéré comme homogène



FIG. 7 – Glacier dans les Dry Valleys, Antarctique montrant l'écoulement d'une couche de glace de fine épaisseur par rapport à son extension le long de la pente.

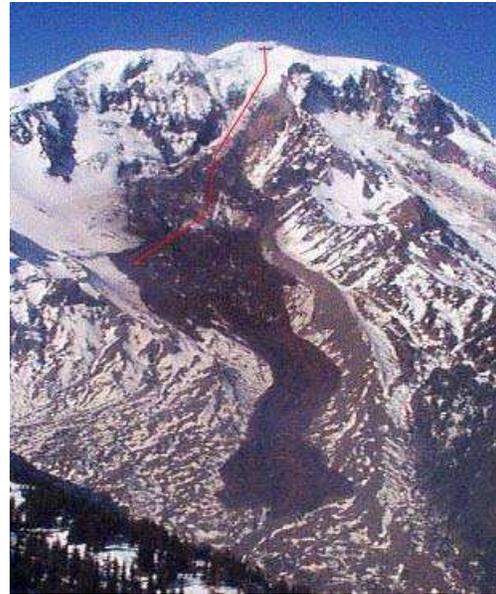


FIG. 8 – Avalanche de débris montrant l'écoulement du milieu granulaire chenalisé par une vallée dont l'épaisseur est petite par rapport à son extension le long de la pente.

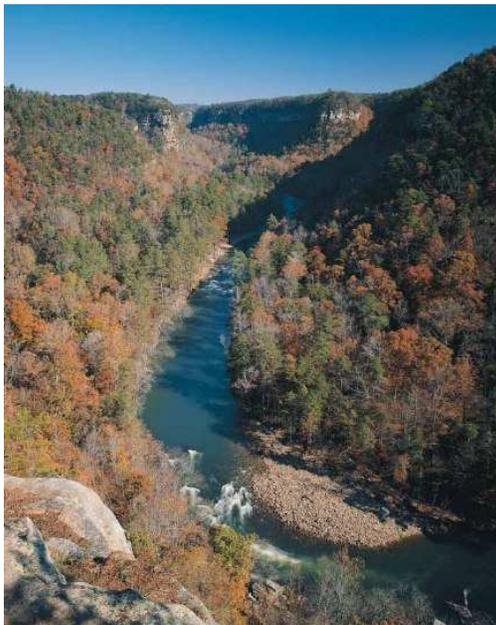


FIG. 9 – Ecoulement d'une rivière ayant créé son propre chenal sur une pente. La hauteur d'eau est petite par rapport aux dimensions du lit.



FIG. 10 – Ecoulement de lave en fusion chenalisé par de la lave refroidie. L'épaisseur de la lave en écoulement est petite par rapport aux dimensions du chenal.

le terrain [e. g. *Iverson and Denlinger*, 2001 ; *Naaïm et al.*, 1997 ; *Pastor et al.*, 2002 ; *McDougall and Hungr*, 2004 ; *Pouliquen and Forterre*, 2002 ; *Mangeney-Castelnau et al.*, 2003 ; *Pitman et al.*, 2003 ; *Denlinger and Iverson*, 2004 ; *Iverson et al.*, 2004]. Par contre la description rigoureuse de la topographie 2D dans le cadre de l'approximation d'onde longue est longtemps restée une question ouverte dont l'intérêt dépasse largement le cadre de l'étude des avalanches.

L'application de l'approximation de couche mince aux écoulements granulaires pose un problème spécifique. En effet, les quantités étant moyennées dans l'épaisseur, il est nécessaire de spécifier une loi de comportement du milieu effectif². Cet exercice demande, en plus du changement d'échelle microscopique/macrosopique, un nouveau changement d'échelle permettant de passer de l'échelle du comportement local à celle du comportement du milieu effectif. Plusieurs approches ont été proposées dans la littérature. La première, qui est à la base de tous les autres développements, a été proposée par *Savage and Hutter* [1989]. Elle consiste à supposer un comportement de type Coulomb pour le matériau granulaire aussi bien dans la masse qu'au niveau de l'interaction grain/substrat basal. A partir de cette hypothèse et en supposant une relation linéaire entre les contraintes normales le long de la pente et la contrainte normale perpendiculaire à la pente, les valeurs moyennes des contraintes ont pu être spécifiées. Ces hypothèses conduisent à des contraintes normales anisotropes. Le modèle proposé fait intervenir un angle de friction interne (interaction grain/grain) et un angle de friction basal (interaction grains/substrat) considérés comme constants. Cette loi de comportement a été testée sur différentes expériences de laboratoire mais la généralisation rigoureuse de cette loi à 3D n'a été effectuée que très récemment par *Denlinger and Iverson* [2004]. Cette loi utilise le critère de plasticité de Coulomb, qui semble s'appliquer à l'échelle de l'interaction entre grains, pour retrouver les valeurs moyennes des contraintes. Or, d'après les modèles mécaniques de changement d'échelle, il est bien connu que les lois de comportement à l'échelle locale et à l'échelle globale ont des formes différentes. Appliqué au cas des écoulements granulaires, cela signifierait que dans le cas où la loi de Coulomb s'appliquerait pour décrire le contact entre deux grains, une loi de forme différente est attendue pour décrire le comportement effectif du milieu granulaire. Une telle loi de comportement se construit en tenant compte des hétérogénéités de contrainte dans le matériau granulaire.

D'autres formulations ont été proposées en cherchant, à partir des équations déjà intégrées, à trouver une relation empirique pour le coefficient de friction basal permettant de reproduire des observations expérimentales³ [*Pouliquen*, 1999]. Dans cette approche, les contraintes normales sont supposées isotropes (friction interne négligée) et le coefficient de friction dit basal est supposé dépendre de la vitesse et de la hauteur de l'écoulement. Cette relation empirique a été établie à partir d'expériences de laboratoire d'écoulements stationnaires sur plan incliné par *Pouliquen* [1999] et *Pouliquen et Forterre* [2002]. L'existence effective d'une anisotropie des contraintes d'une part et la pertinence d'un coefficient de friction qui dépendrait de la hauteur et de la vitesse de l'écoulement d'autre part, restent controversés [*Prochnow et al.*, 2000 ; *Pouliquen and Forterre*, 2002].

Malgré l'étendue des incertitudes dans ce domaine, il est intéressant d'évaluer le domaine d'applicabilité des lois ou relations empiriques proposées actuellement dans la littérature, hors du contexte dans lequel elles ont été développées. En effet, chacune de ces lois a été validée dans des configurations bien particulières. La simulation numérique d'une large gamme d'expériences explorant des régimes d'écoulement différents de ceux pour lesquels ces lois ont été établies ainsi que la comparaison des résultats numériques obtenus en fonction des différentes lois introduites dans le modèle est nécessaire

²Le milieu effectif représente ici l'épaisseur de grains

³*Pouliquen* [1999] a mis en évidence l'existence d'écoulements stationnaires uniformes sur un plan incliné pour plusieurs angles d'inclinaison de la pente

pour avoir une idée des limites d'application de ces lois même s'il est certainement difficile de différencier l'effet des différents comportements des approximations effectuées dans les modèles de couche mince. Cela peut se faire en comparant les résultats obtenus à partir de l'approximation de couche mince avec ceux issus de modèles discrets dans des configurations simples mais faisant intervenir des régimes dynamiques non-stationnaires. La simulation numérique permettant d'avoir accès à toutes les forces mises en jeu (ou termes contribuant au bilan d'énergie), l'intérêt d'une telle comparaison est de pouvoir analyser l'influence de chacune des approximations faites dans les modèles concernant aussi bien les simplifications liées à la dynamique et à la géométrie qu'au comportement mécanique de la masse. La pertinence d'une telle comparaison requiert des approximations maîtrisées, passant par des développements mathématiques rigoureux et une résolution numérique respectant toutes les exigences requises pour aboutir à un schéma consistant. L'étude de l'influence des lois de comportements introduites dans les modèles sur les résultats numériques permet également de mettre en évidence des effets caractéristiques de chaque loi qui peuvent ensuite être vérifiés expérimentalement ou sur le terrain. De plus, la souplesse des modèles numériques pouvant facilement intégrer des topographies complexes ou des géométries différentes est un outil intéressant pour donner des pistes d'investigation en particulier pour le développement d'expériences de laboratoire. Finalement, s'il n'est pas toujours facile de proposer un mécanisme permettant d'expliquer les observations faites sur le terrain ou en laboratoire, la simulation numérique permet de mettre en évidence plus simplement les ingrédients qui, dans le modèle, permettent de reproduire les processus simulés.

Une dernière difficulté de taille est de passer de l'échelle du laboratoire à l'échelle du terrain. L'application de modèles numériques à l'étude des avalanches naturelles sur une topographie complexe a commencé il y a une dizaine d'année en grande partie grâce au développement des méthodes numériques et à la performance toujours croissante des moyens de calculs. Les premières applications des modèles d'avalanches basés sur des techniques numériques adaptées à la résolution des équations hyperboliques caractéristiques de ce type d'écoulement se sont basées sur les équations proposées par *Savage and Hutter* [1989] [*Naaïm et al.*, 1997 ; *Heinrich et al.*, 1999a ; *Mangeney et al.*, 2000b]. De nombreuses applications ont été faites par la suite sur des types d'écoulements gravitaires différents allant des avalanches de débris et coulées pyroclastiques en milieu volcanique aux avalanches rocheuses en milieu montagneux [e. g. *Heinrich et al.*, 1999a, 2000, *Patra et al.*, 2005 ; *Kelfoun and Druitt*, 2005 ; *Pirulli et al.*, 2006]. Si ces simulations permettent d'obtenir des résultats raisonnables, rien ne permet de justifier le choix des paramètres de calcul. De plus, le domaine de variation des paramètres ajustables pour les différentes simulations n'a pas été suffisamment étudié. La relation entre ces paramètres et ceux obtenus en simulant des expériences de laboratoire reste également une question ouverte. La variabilité des paramètres ajustés peut être liée à une quantité phénoménale de processus naturels négligés dans les modèles numériques et dans les expériences de laboratoire comme la présence d'eau, de gaz ou d'air, la polydispersité du matériau naturel, les processus d'érosion/déposition... S'il est difficile de tirer des conclusions à partir de simulations de tel ou tel évènement obtenues en ajustant les paramètres du modèle, il est plus contraignant de reproduire des structures morphologiques fines observées sur le terrain ou en laboratoire ainsi que des lois d'échelles obtenues en faisant varier les caractéristiques de l'écoulement comme la géométrie initiale de la masse déstabilisée ou la topographie sous-jacente. Un exemple est la structure de type levées/chenal observées sur certains dépôts d'écoulements non-confinés. Cette morphologie particulière a été observée aussi bien sur des glissements sur Terre comme les coulées de ponces (figure 11) que sur les avalanches martiennes (figure 12) [*Mashiyama and Kurita*, 2003 ; *Miyamoto et al.*, 2004]. La présence de ces levées a été d'abord interprétée comme impliquant la présence d'eau lors de l'emplacement, mais il s'est avéré que les écoulements granulaires secs pouvaient générer de telles morphologies [*Félix and Thomas*,



FIG. 11 – Coulées de ponces générées par les écoulements pyroclastiques sur le volcan Lascar au Chili en 1993. Les différents lobes ou doigts granulaires apparaissant sur la photo sont en réalité constitués chacun d'un chenal central bordé par des levées latérales sub-parallèles. Photo Anne Mangeney.

2004]. Ainsi la capacité d'un modèle à reproduire les structures morphologiques fines observées sur les dépôts ou les lois d'échelles constitue un indicateur original quant à la validité des approximations faites dans les modèles et à la nécessité d'invoquer tel ou tel phénomène pour expliquer les observations. De plus, le développement des mesures satellitaires qui constitue une véritable révolution par l'étendue de leur couverture spatiale et par leur haute résolution, permet d'obtenir un grand nombre de données sur les structures morphologiques observées sur les dépôts d'effondrement sur Terre et sur les autres planètes telluriques (figure 13).

Dans ce mémoire, j'exposerais la démarche que j'ai suivie, les solutions que j'ai proposées pour faire face aux différents problèmes posés par la modélisation des effondrements gravitaires, ainsi que les questions qui sont ressorties des différents résultats obtenus. Dans le paragraphe 3, je présenterais les problèmes mathématiques et numériques posés par le développement de modèles numériques consistants et rigoureux décrivant l'écoulement d'une masse granulaire sur une topographie complexe. J'exposerais les solutions que j'ai développées en collaboration avec les mathématiciens et numériciens du DMA et de l'INRIA. Je décrirais la solution analytique que j'ai établie pour tester les modèles. Je présenterais ensuite dans le paragraphe 4 les différentes approches que j'ai suivies pour valider les modèles et je détaillerais la comparaison entre le modèle d'ondes longues et les simulations par éléments discrets pour évaluer les limites de l'approche continue. Dans le paragraphe 5, je ferais une synthèse des approches numériques et des comparaisons avec des expériences de laboratoire qui m'ont permis d'apporter une contribution à la compréhension du comportement des milieux granulaires, de cerner les limites des modèles utilisés et de proposer des champs d'investigation pour mieux tester les modèles. Dans le paragraphe 6, je présenterais les études numériques qui, en faisant le lien entre l'échelle du laboratoire et l'échelle du terrain m'ont amenées à proposer des explications concernant

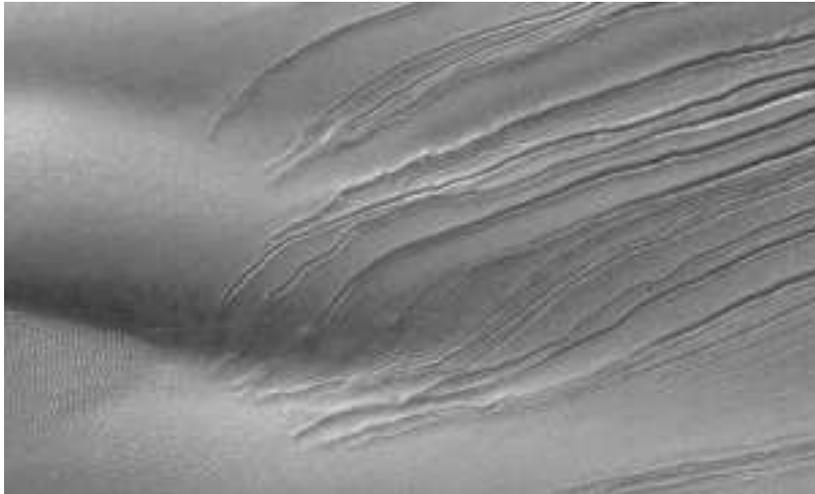


FIG. 12 – Levées le long des ravines observées sur Mars. Ces ravines sont caractérisées par une morphologie de type levées/chenal avec des bords latéraux surélevés et un chenal central d'altitude inférieure à la topographie avoisinante. Photo satellite Nicolas Mangold.

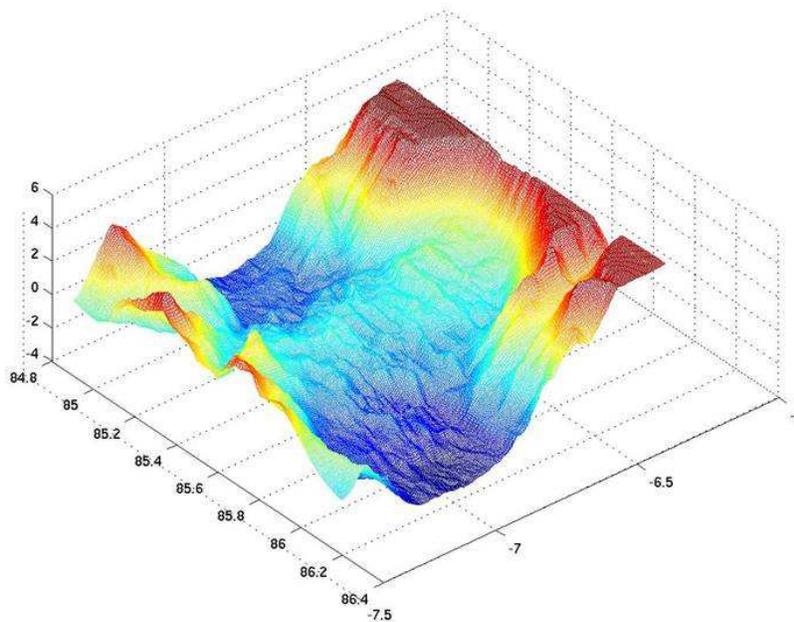


FIG. 13 – Modèle Numérique de Terrain d'un glissement de terrain dans le Canyon de Valles Marineris sur Mars reconstruit à partir des données topographiques MOLA, et des images satellites (Viking, THEMIS, MOC). MNT Quaty Quentin.

les mécanismes mis en jeu et les lois d'échelle observées lors d'effondrements réels. De plus, j'évoquerais des pistes permettant d'extraire des informations sur la dynamique de l'écoulement à partir de l'analyse des dépôts sur le terrain. Finalement, je présenterai les applications faites aux différents stades de développement des modèles à l'évaluation des risques d'avalanche et de tsunamis associé aux Antilles, à l'étude d'avalanches passées au Canada et en Suisse. J'analyserais les résultats obtenus sur ces cas réels à la lumière des conclusions obtenues grâce à l'étude du comportement des milieux granulaires à l'échelle du laboratoire.

3 Développement théorique et numérique

Contrats ATIP (2000-2002) et ACI Nouvelles Interfaces avec les Mathématiques (2003-2005)

3.1 Approximation d'ondes longues sur une topographie complexe

Collaboration avec François Bouchut, Benoît Perthame, DMA, Marie-Odile Bristeau, INRIA, thèse de Marina Pirulli en co-tutelle avec Claudio Scavia, Politecnico, Turin

Mon travail théorique a essentiellement consisté à décrire les équations d'écoulement d'un fluide géophysique sur une topographie quelconque de manière consistante avec l'approximation d'ondes longues (i. e. couche mince), basée sur l'existence d'un petit rapport d'aspect $a = H/L$, où H est l'épaisseur caractéristique de l'écoulement et L son étendue le long de la pente. Pour des écoulements naturels sur de fortes pentes (rivières de montagnes, écoulement de lave, avalanches de neige et de débris, glaciers...), l'hypothèse de couche mince n'est valable que dans un repère lié à la topographie. Pour obtenir les équations de couche mince, il faut partir des équations de Navier-Stokes incompressibles avec un terme de gravité, en ajoutant des conditions aux limites à la surface libre et sur la topographie. Un deuxième pas consiste à intégrer les équations dans la direction de la normale à la topographie. Finalement, un développement asymptotique par rapport au rapport d'aspect a est effectué.

Les problèmes associés à ce type de développement sont liés à la cohérence des approximations faites où les termes de courbure de la topographie doivent être calculés de manière consistante avec l'approximation d'ondes longues. De plus, des considérations géométriques non triviales doivent être utilisées pour le choix du repère et éventuellement pour le calcul des projections de la gravité. Finalement, les équations résultant de ces approximations doivent vérifier un certain nombre de conditions comme la préservation des équilibres au repos où des termes, apparaissant comme négligeables dans les régimes pleinement développés, jouent un rôle dans des régimes proches de l'arrêt. Ce problème soulève une question de fond. En effet, l'approximation de couche mince peut être vérifiée par un écoulement pleinement développé même si les conditions initiales, lors de la déstabilisation, ou finales, lors de l'arrêt, s'éloignent des conditions nécessaires pour la validité de cette approximation ou nécessitent de prendre en compte des termes négligeables dans le régime pleinement développé. Ce type de problème se pose tout naturellement dans l'étude d'écoulement complexes fortement non-stationnaires où les régimes explorés par l'écoulement peuvent être très différents.

Pour établir les équations de couche mince, il est possible soit de choisir un repère curviligne lié à la topographie (X, Y, Z) , soit d'appliquer de manière subtile une rotation des équations pour faire un aller et retour entre un repère cartésien fixe (x, y, z) et une approximation faite en chaque point

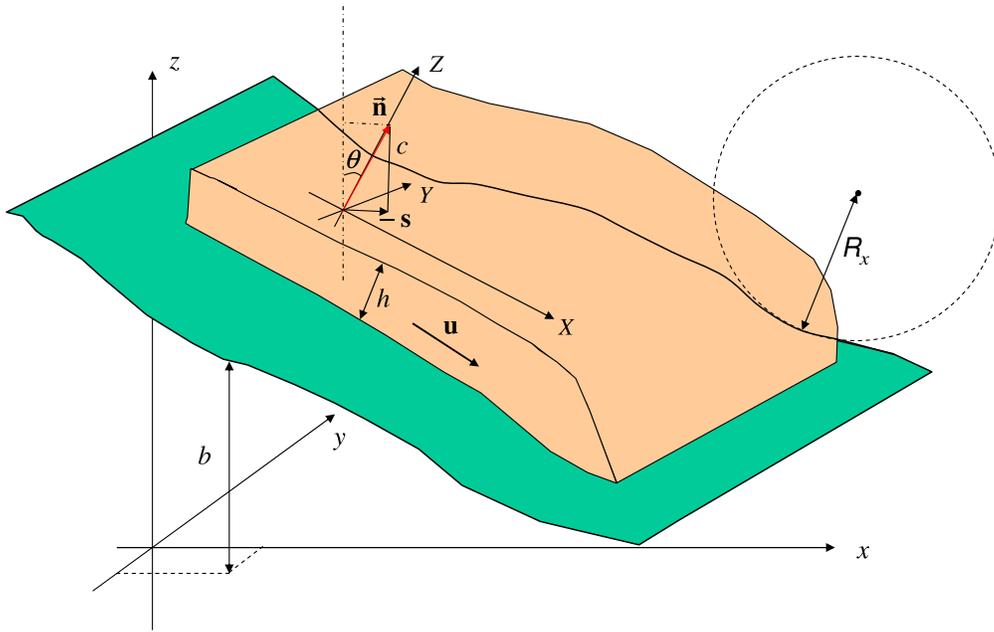


FIG. 14 – Référentiel et variables utilisés dans le modèle. Le modèle calcule l'évolution dans le temps et dans l'espace de l'épaisseur h et de la vitesse u . Les équations peuvent être développées dans un repère cartésien (x, y, z) ou dans un repère lié à la topographie (X, Y, Z) . La topographie est repérée par la fonction $b(x, y)$.

dans le repère lié à la topographie (figure 14). Si les développements permettant d'aboutir aux équations d'ondes longues dans un repère lié à la pente ou dans un repère fixe sont relativement simples à mener sur une topographie 1D, ils deviennent extrêmement laborieux dans le cas d'une topographie 2D. En effet, dans ce cas, le développement des équations fait apparaître des termes impliquant les composantes de la matrice de courbure de la topographie considérée, rendant très complexe l'analyse d'échelle nécessaire pour simplifier les équations. Ces difficultés ont empêché, jusqu'à très récemment, l'obtention des équations d'ondes longues pour l'écoulement d'une masse sur une topographie 2D.

Dans les premiers modèles d'avalanche, les équations étaient systématiquement développées dans un repère lié à la topographie [Savage and Hutter, 1989]. Les équations utilisées provenaient d'une généralisation approximative des équations 1D (équations intégrées sur l'épaisseur h perpendiculairement à la pente) obtenues par [Savage and Hutter, 1989] pour une topographie 1D décrite par la fonction $b(x)$ (figure 14) :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial X} = \gamma_X g - K \frac{\partial}{\partial X} (g \gamma_Z h) - \mu \left(g \gamma_Z + \frac{u^2}{\mathcal{R}_x} \right) \frac{u}{|u|}, \quad (1)$$

où $u(X) = \frac{1}{h} \int_0^h U(X, Z) dZ$ est la vitesse moyennée dans l'épaisseur dans le repère lié à la pente (X, Z) , U étant la vitesse 2D locale. Les termes $\gamma_X g$ et $\gamma_Z g$ représentent les projections de la gravité respectivement dans la direction tangente à la topographie X et dans la direction normale à la topographie Z . Dans le cas d'une topographie 1D, $\gamma_X = \sin \theta$ et $\gamma_Z = \cos \theta$, où θ est l'angle entre la direction verticale et la normale à la topographie. Le rayon de courbure \mathcal{R}_x est représenté sur la figure 14 et défini par

$$\frac{1}{\mathcal{R}_x} = \frac{\partial^2 b}{\partial x^2}. \quad (2)$$

Les termes de gauche de l'équation (1) représentent les forces⁴ d'inertie, le premier terme du second membre est lié à la gravité et le second terme au gradient de pression, sachant que l'approximation d'onde longue conduit à une pression hydrostatique $p = \rho g (h - Z)$, où ρ la masse volumique du matériau considéré. Le matériau étant incompressible la masse volumique ρ est constante et se simplifie dans les équations.

Ces équations ont été obtenues en supposant un comportement de type Coulomb de la masse granulaire où $\mu = \tan \delta$ est le coefficient de friction et δ l'angle de friction basal. Le coefficient de friction μ est soit constant soit dépendant des variables de l'écoulement (h, u) selon les lois de comportement proposées. Le coefficient K est lié à l'anisotropie des contraintes normales σ_{ii} , $i = X, Y$, où σ est le tenseur des contraintes. K dépend de l'angle de friction interne ϕ et de l'angle de friction basal δ (v. paragraphe 5). La loi de Coulomb est une loi à seuil qui prend en compte la capacité d'un matériau à rester au repos au dessous d'un certain seuil de contrainte σ_c et à se déformer au-dessus de ce seuil. Cette loi impose une contrainte de cisaillement qui s'oppose en direction à la vitesse (troisième terme dans l'équation (1)) et dont la norme est proportionnelle à la contrainte normale $\sigma_{ZZ}(Z = 0)$ à la base de la couche (ici σ_{ZZ} à la base est égal à la pression hydrostatique $p = \rho gh$) et au coefficient de friction μ . Le terme faisant intervenir u^2/\mathcal{R}_x s'apparente à une force centrifuge. Son effet est d'accélérer la masse granulaire au-dessus d'une bosse du relief et de la décélérer quand elle se trouve dans un creux. Dans le cas d'une topographie 1D, seul le rayon de courbure \mathcal{R}_x dans la direction de variation de la topographie doit être pris en compte. La généralisation à une topographie quelconque a conduit de nombreux auteurs à introduire deux rayons de courbures \mathcal{R}_i définis par

$$\frac{1}{\mathcal{R}_i} = \frac{\partial^2 b}{\partial i^2}, \quad i = x, y. \quad (3)$$

Pourtant pour une topographie 2D quelconque $b(x, y)$, le tenseur des courbures \mathcal{H} impliquant des termes croisés doit être pris en compte

$$\mathcal{H} = c^3 \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 b}{\partial x^2} & \frac{\partial^2 b}{\partial x \partial y} \\ \frac{\partial^2 b}{\partial x \partial y} & \frac{\partial^2 b}{\partial y^2} \end{pmatrix} \quad (4)$$

où $c = \cos \theta$. La normale \vec{n} à la topographie 2D est définie par⁵

$$\vec{n} = \left(-\frac{\nabla_{\mathbf{x}} b}{\sqrt{1 + \|\nabla_{\mathbf{x}} b\|^2}}, \frac{1}{\sqrt{1 + \|\nabla_{\mathbf{x}} b\|^2}} \right) \equiv (-\mathbf{s}, c) \quad (5)$$

où $\nabla_{\mathbf{x}}$ est le vecteur gradient dans le plan cartésien (x, y, z) (figure 14). La généralisation simpliste des équations 1D a conduit également à calculer de manière erronée les projections du terme de gravité dans le repère lié à la topographie en supposant simplement $\gamma_X = \sin \theta_X$ et $\gamma_Y = \sin \theta_Y$, où θ_X et θ_Y représentent l'angle entre les direction X et Y du repère lié à la pente avec l'horizontale [Naaïm et al., 1997 ; Heinrich et al., 2001]. Pourtant, dans le cas d'une topographie 2D, pour calculer proprement les projections de la gravité, il faut déterminer la direction de plus grande pente, projeter cette direction sur le plan tangent à la topographie et projeter de nouveau cette direction sur les deux axes X et Y [Pirulli, 2005]. Hutter et ses collaborateurs ont cherché à développer les équations d'ondes longues sur des topographies de plus en plus complexes de manière plus rigoureuse [Pudasaini et al., 2005].

⁴Dans ce manuscrit nous parlerons de forces même si les termes décrits sont en réalité des accélérations

⁵Dans nos notations, les vecteurs 3D sont notés $\vec{}$ alors que les vecteurs 2D sont écrits en gras

C'est seulement très récemment, que nous avons pu proposer un modèle de couche mince valable pour une topographie quelconque.

J'ai participé aux différents stades de développement des modèles d'ondes longues sur une topographie quelconque. Dans le cadre de mon post-doctorat, j'ai généralisé les équations de *Savage and Hutter* [1989] développées pour une topographie 1D à une topographie 2D. Le modèle développé (appelé dans la suite modèle CEA) était l'un des premiers utilisés pour simuler des avalanches sur une topographie réelle mais, comme dans le modèle développé par *Naaim et al.* [1997], les termes liés à la gravité et à la topographie n'étaient pas calculés rigoureusement. Pourtant ces équations continuent d'être utilisées dans un certain nombre de modèles [e. g. *Heinrich et al.*, 2002 ; *Le Friant et al.*, 2003]. Une projection rigoureuse du terme de gravité dans le cadre d'équations exprimées dans un repère lié à la topographie a été réalisée dans le cadre de la thèse de Marina Pirulli et introduite dans le modèle cinétique (RASH^{3D}).

En analysant précisément le déroulement de la phase d'arrêt en fonction de la topographie sous-jacente et des conditions de frottement, j'ai mis en évidence un autre problème qui était jusque là passé inaperçu : l'état d'équilibre au repos n'est pas vérifié dans les équations proposées par *Savage and Hutter* [1989]. Pour une masse s'écoulant sur une pente décroissant de manière exponentielle et pour un angle de friction fort, un effet intéressant est observé : l'avant de la masse s'arrête très rapidement sur la pente dès que celle-ci diminue alors que l'arrière, soumise à une gravité plus forte reste au-dessus du seuil de Coulomb σ_c et se comporte donc comme un fluide. Bloquée par la masse arrêtée à l'avant, cette masse fluide ne peut s'écouler et relaxe sa surface libre comme l'eau d'une rivière derrière un barrage. Ce type de phénomène conduit à des dépôts avec des surfaces quasi-horizontales en amont, dont la stabilité ne tient qu'à la masse arrêtée à l'aval. Outre l'intérêt qu'apporte ce type de comportement s'il s'avère correspondre à une réalité de terrain, cette étude nous a permis de constater que l'équilibre dit d'un lac au repos n'était pas vérifié dans les équations de *Savage and Hutter* et co-auteurs. En effet, avec ces équations, une masse fluide initialement au repos avec une surface horizontale sur une topographie variable en espace ne reste pas au repos. Cette constatation nous a conduit à proposer de nouvelles équations en rajoutant un terme jusque là négligé pour assurer les équilibres d'une masse au repos [*Bouchut et al.*, 2003].

Après avoir mis en évidence ces différents problèmes nous avons cherché, dans le cadre d'une collaboration entre mathématiciens du Département de Mathématiques et Applications, ENS, Paris et géophysiciens de l'IPGP, à proposer des équations prenant en compte une topographie complexe de manière consistante avec les approximations faites dans les modèles et vérifiant les états d'équilibres au repos. Les équations résultantes sont décrites dans *Bouchut and Westdickenberg* [2004] et appliquées à la modélisation des écoulements non-confinés par *Mangeney et al.* [2005, 2006]. Les équations proposées peuvent être écrites dans un système de coordonnées arbitraires pour un écoulement mince sur une topographie avec un petit rayon de courbure. L'idée globale est de développer les équations dans un repère horizontal/vertical fixe avec l'approximation d'onde longue imposée dans le repère tangent à la topographie. Le tenseur des courbures est pris en compte avec toutes ses composantes contrairement aux études précédentes ne faisant intervenir que deux rayons de courbures (e. g. *Iverson et al.* [2001], *Mangeney et al.* [2003], *Pitman et al.* [2003]). Les équations s'écrivent dans le système de coordonnées cartésien horizontal/vertical (x, y, z) :

$$\partial_t (h/c) + \nabla_{\mathbf{x}} (h\mathbf{u}') = 0 \quad (6)$$

$$\begin{aligned}
\partial_t \mathbf{u}' + c \mathbf{u}' \cdot \nabla_{\mathbf{x}} \mathbf{u}' &= \frac{1}{c} (\mathbf{s} \mathbf{s}^t - \text{Id}) \nabla_{\mathbf{x}} (g(hc + b)) \\
&= \\
-\frac{1}{c} \left(\mathbf{u}'^t \mathcal{H} \mathbf{u}' \right) \mathbf{s} + \frac{1}{c} (\mathbf{s}^t \mathcal{H} \mathbf{u}') \mathbf{u}' - \frac{g \mu c \mathbf{u}'}{\sqrt{c^2 \|\mathbf{u}'\|^2 + (\mathbf{s} \cdot \mathbf{u}')^2}} \left(1 + \frac{\mathbf{u}'^t \mathcal{H} \mathbf{u}'}{g c} \right) &+
\end{aligned} \tag{7}$$

Le signe + signifie la partie positive d'une quantité $x_+ = \max(0, x)$. Pour arriver à écrire les équations du mouvement dans la forme relativement simple (7), il faut faire un changement de variable. Le choix d'un changement de variable astucieux permettant d'écrire des équations dans une forme simple est en soi un pas important dans le développement des modèles. Ici, une vitesse 2D définie dans le plan tangent \mathbf{u}' , qui n'est pas exactement la vitesse physique⁶ \mathbf{u} , a été introduite [Bouchut and Westdickenberg, 2004]. Plus précisément, le vecteur vitesse \mathbf{u} a deux composantes (u, v) dans le plan tangent à la topographie (X, Y) et trois composantes (u_x, u_y, u_z) dans le repère cartésien ; le vecteur $\mathbf{u}' = (u', v')$ dans le plan tangent à la topographie est défini par

$$\begin{aligned}
c u'_x &= u_x, \\
c u'_y &= u_y, \\
\mathbf{s} \cdot \mathbf{u}' &= u_z.
\end{aligned} \tag{8}$$

Notons que pour un écoulement 1D, la vitesse \mathbf{u}' est égale à la vitesse physique \mathbf{u} . Dans le cas 1D, l'équation du mouvement dans la direction x donnée par 7 est équivalente à l'équation (1) si l'on fait le changement de variable $X = x/c$.

La viscosité étant supposée petite et la friction étant supposée indépendante du gradient de déformation, les équations obtenues à partir du développement asymptotique au premier ordre ne font intervenir que des dérivées d'ordre 1. Le système d'équation (6) et (7) est hyperbolique ce qui signifie entre autres que l'information peut être transportée le long de lignes caractéristiques qui sont des trajectoires possibles pour les ondes qui se propagent dans le milieu. Le caractère hyperbolique de ces équations a été exploité pour proposer un modèle analytique présenté dans le paragraphe 3.5.

Le système d'équation (6) et (7) est une approximation d'ordre $\mathcal{O}(a^3)$ pour l'équation de conservation de la masse et d'ordre $\mathcal{O}(a^2)$ pour l'équation des vitesses quand le rapport d'aspect $a \rightarrow 0$, des équations de Navier-Stokes incompressibles à surface libre avec une viscosité ν et un coefficient de friction de Coulomb μ . Les équations sont obtenues sous les hypothèses $\nu = \mathcal{O}(a^2)$, $\mu = \mathcal{O}(\nu/a)$, et $\mathcal{H} = \mathcal{O}(a)$. Dans les autres modèles proposés dans la littérature, basés sur les équations de Hutter et collaborateurs, le développement asymptotique, dans lequel la viscosité n'apparaît pas, conduit à $\mu = \mathcal{O}(\sqrt{a})$. Pour les milieux naturels, le coefficient de friction typique des matériaux considérés est de l'ordre de 0.5 et n'est donc pas forcément de l'ordre de a pour des écoulements caractérisés par des petits rapports d'aspect. Dans l'approche de Hutter, l'hypothèse $\mu = \mathcal{O}(\sqrt{a})$ permet de négliger les contraintes de cisaillement dans le plan perpendiculaire à la topographie, ce qui n'est pas vérifié dans un certain nombre de configurations de l'écoulement comme pour les écoulements auto-chenalisés (v. paragraphe 5.2). La question de la validité de l'approximation d'ondes longues se pose dans les cas où, soit le rapport d'aspect n'est pas petit ($a = \mathcal{O}(1)$), soit le coefficient de friction est grand par rapport au rapport d'aspect. La confrontation quantitative des simulations numériques avec des expériences de laboratoire ou des simulations discrètes représente un moyen de cerner les limites de ces approximations et éventuellement de donner des pistes pour des développements mieux adaptés à la description de certains types d'écoulements.

⁶La vitesse physique est dans le plan tangent à la topographie à cause les approximations de couche mince où la vitesse perpendiculaire à la topographie est négligeable par rapport à la vitesse tangente à la topographie.

Le modèle prend en compte différents termes⁷ appelés forces dans la suite du manuscrit. Les termes (9), (10), (11), (12), (13) et (14) sont les analogues 2D (3D intégré dans la direction perpendiculaire à la topographie) des termes 1D intervenant dans l'équation (1). Le terme u^2/\mathcal{R}_x intervenant dans l'équation (1) est remplacé par le terme non-linéaire quadratique $\mathbf{u}^t \mathcal{H} \mathbf{u}$ dans l'équation 2D. Ce terme quadratique et le terme (13) proviennent du terme d'accélération convective $\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}$ dans les équations 3D de Navier-Stokes et sont liés aux changements de géométrie de la topographie. Ils ont une forme similaire à la force centrifuge d'une particule tournant dans un potentiel central. Je ferais référence à ces forces dans la suite du manuscrit en les définissant comme l'accélération temporelle,

$$\mathbf{f}_a = \partial_t \mathbf{u}, \quad (9)$$

la force d'inertie

$$\mathbf{f}_i = c \mathbf{u} \cdot \nabla_x \mathbf{u}, \quad (10)$$

la force de gravité

$$\mathbf{f}_g = \frac{1}{c} (\mathbf{s} \mathbf{s}^t - \text{Id}) g \nabla_x b, \quad (11)$$

la force de pression

$$\mathbf{f}_p = \frac{1}{c} (\text{Id} - \mathbf{s} \mathbf{s}^t) \nabla_x (ghc), \quad (12)$$

la force créée par la courbure

$$\mathbf{f}_c = -\frac{1}{c} (\mathbf{u}'^t \mathcal{H} \mathbf{u}') \mathbf{s} + \frac{1}{c} (\mathbf{s}^t \mathcal{H} \mathbf{u}') \mathbf{u}', \quad (13)$$

et la force de friction

$$\mathbf{f}_f = -\frac{g\mu c \mathbf{u}'}{\sqrt{c^2 \|\mathbf{u}'\|^2 + (\mathbf{s} \cdot \mathbf{u}')^2}} \left(1 + \frac{\mathbf{u}'^t \mathcal{H} \mathbf{u}'}{gc} \right)_+, \quad (14)$$

sachant que la force d'inertie réelle est la somme des forces (9) et (10). Cette nomenclature est introduite dans le but d'évaluer le rôle de chacun des termes de l'équation comme cela est fait dans le paragraphe 5.6.1. Si toutes les forces, sauf la force de friction, sont écrites dans le membre de gauche de l'équation (7), il est possible de définir la somme des forces appelées motrices (toutes les forces sauf la friction qui représente une dissipation)

$$\mathcal{F} = \mathbf{f}_a + \mathbf{f}_i - \mathbf{f}_g - \mathbf{f}_p - \mathbf{f}_c. \quad (15)$$

Cette force est utilisée pour traiter numériquement le terme de friction de Coulomb. (v. paragraphe 3.3.2).

3.2 Bilan des hypothèses liées à l'approximation de couche mince

Il est important de bien garder à l'esprit que ces forces ont été obtenues après intégration des équations du mouvement. Elles gèrent l'évolution d'un point $M(x, y)$ de l'espace caractérisé par une vitesse $\mathbf{u}(x, y)$ correspondant à la vitesse moyenne d'une colonne de matériau et par une quantité scalaire $h(x, y)$ qui représente l'épaisseur de la colonne sur laquelle les équations ont été moyennées. Le développement classique des équations de couche mince est basé sur des hypothèses fortes qui conduisent à

⁷ayant la dimension d'une accélération dans la formulation non conservative (7) des équations du mouvement

- supposer que les fluctuations verticales sont faibles ce qui conduit entre autres à supposer que toute la colonne de grains est en mouvement,
- ignorer les contraintes de cisaillement dans la direction perpendiculaire à la topographie,
- supposer un profil de vitesse quasi-uniforme (i. e. la fluctuation de la vitesse dans la direction de la normale à la topographie est considérée comme étant petite),
- supposer que la vitesse dans la direction normale à la topographie w est petite par rapport aux composantes de la vitesse dans le plan tangent à la topographie (u, v) ,
- supposer que la pression est hydrostatique donc que l'accélération verticale est négligeable par rapport à l'accélération de la pesanteur.

Comme nous le décrirons plus précisément dans le paragraphe 5, ces hypothèses sont violées dans de nombreuses configurations d'écoulements observés aussi bien sur le terrain qu'en laboratoire. La question est de savoir jusqu'à quel point la violation de ces hypothèses rend inacceptables les simulations basées sur l'approximation LWA.

La force de friction (14), qui est généralement considérée comme la friction basale, résulte de l'intégrale sur l'épaisseur (entre $Z = 0$ et $Z = h$ dans un repère lié à la topographie) de la dérivée de la contrainte de cisaillement τ_{XZ}

$$\frac{1}{h} \int_0^h \frac{\partial \tau_{XZ}}{\partial Z} dZ = \frac{1}{h} (\tau_{XZ|Z=h} - \tau_{XZ|Z=0}). \quad (16)$$

Le cisaillement au niveau d'une surface libre étant nul, la valeur moyenne de la dérivée de la contrainte de cisaillement τ_{XZ} sur la colonne est représentée par la valeur du cisaillement basal dans les équations. Ainsi, l'interprétation de ce terme, une fois les équations intégrées, n'est pas évidente, ce terme pouvant également être considéré comme s'appliquant sur la colonne de grain et non seulement à sa base. En effet, le fait même d'intégrer les équations, c'est à dire de supposer que l'évolution du point M peut être calculée à partir des valeurs moyennes des différents termes, constitue en soit une approximation sur le comportement à l'intérieur de la masse (peu de fluctuations verticales, ...).

Ces différentes hypothèses seront analysées dans le paragraphe 4 à la lumière de simulations d'étalement de colonnes granulaires à partir d'un code d'éléments discrets.

3.3 Méthodes numériques

Collaboration avec François Bouchut, Benoît Perthame, DMA, Marie-Odile Bristeau, INRIA, post-doctorat Sudahkar Yernini

En dehors de la pertinence des développements mathématiques et des hypothèses faites, la qualité d'un modèle dépend fortement de la cohérence de la méthode numérique utilisée ainsi que de la rapidité des calculs. Dans le but d'évaluer précisément l'importance de chacun des termes intervenant dans les modèles, il est nécessaire d'avoir des schémas précis afin de discerner l'effet des termes du second ordre des artéfacts liés à la dissipation numérique. De plus, le développement de codes rigoureux d'un point de vue cohérence numérique permet d'avoir un outil de référence pour tester la validité des méthodes numériques moins élaborées utilisées pour la simulation des effondrements gravitaires.

Les équations d'ondes longues décrivant la dynamique des avalanches sont des équations hyperboliques non-linéaires. Un aspect fondamental de ces lois de conservation non-linéaires est que des discontinuités ou chocs peuvent être générés spontanément même à partir de données initiales continues et doivent donc être traitées numériquement. Dans le cas des avalanches, les chocs peuvent être les

surges observés dans certains écoulements ou encore être liés à la déstabilisation initiale ou à l'interaction de l'écoulement avec le relief. De nombreux phénomènes sont décrits par ce type d'équations comme la dynamique des gaz compressibles (équations d'Euler) pour des applications en aérodynamique, astrophysique et plus généralement dans les champs d'application où il y a propagation d'ondes. Ainsi les développements conceptuels liés à la résolution des équations hyperboliques dépassent le cadre de l'étude des avalanches. Les méthodes numériques dites de volumes finis se sont avérées extrêmement utiles pour modéliser un large spectre de phénomènes et sont la base de la résolution des modèles d'avalanches actuels. La différence entre les codes numériques réside dans le calcul des flux aux interfaces des volumes finis. J'ai développé, validé et appliqué des schémas numériques de plus en plus élaborés pour répondre aux différentes exigences liées à la résolution des équations régissant l'écoulement des avalanches sur une topographie complexe. Les problèmes essentiels concernent

- la description des chocs
- la préservation d'une hauteur positive
- l'existence de zones sèches, c'est à dire où $h = 0$
- la préservation des états d'équilibre au niveau discret

3.3.1 Schéma de type Godounov

Le premier schéma que j'ai utilisé est basé sur une méthode de capture de chocs du type Godounov. A partir d'un code développé au CEA décrivant la dynamique des gaz compressibles, j'ai développé un code numérique résolvant les équations régissant l'écoulement des avalanches [Mangeney *et al.*, 2000a] que j'ai utilisé pour modéliser des avalanches aux Antilles [Mangeney *et al.*, 1999 ; Heinrich *et al.*, 1999 ; Mangeney *et al.*, 2000b]. Ces applications ont été parmi les premières simulations d'avalanches effectuées à partir de méthodes numériques de capture de choc. Le schéma s'est avéré très robuste et stable quand je l'ai confronté à la solution analytique présentée dans le paragraphe 3.5. Par contre, ce type de schéma traite mal les zones sèches ($h = 0$). En effet, à cet endroit les équations perdent leur hyperbolicité, empêchant de définir la vitesse des ondes au niveau du contour de la masse. Une hauteur artificielle doit alors être introduite dans tout le domaine pour stabiliser les calculs. Le front et plus généralement le contour de la masse risquent donc d'être mal traités numériquement. Si des traitements numériques existent pour résoudre ce problème [Denlinger and Iverson, 2001 ; Tai *et al.*, 2002], ils sont lourds à implémenter et nécessitent un temps de calcul important.

3.3.2 Schéma cinétique

Une alternative très astucieuse est le schéma cinétique. Il est intrinsèquement capable de traiter le vide (i. e. les zones sèches) et est approprié pour gérer les solutions discontinues. Ce schéma est basé sur la description du comportement microscopique du système pour définir des flux numériques macroscopiques aux interfaces d'une maille aux éléments finis. L'introduction d'une densité de particules fictives permet de transformer les équations macroscopiques en une simple équation d'advection de cette densité microscopique. L'astuce de ce schéma est de discrétiser cette équation d'advection permettant d'obtenir facilement un schéma qui a les bonnes propriétés. Le choix d'une forme analytique simple de la densité de particule permet de relier analytiquement les quantités microscopiques aux quantités macroscopiques et de déduire de la discrétisation microscopique un schéma consistant pour résoudre les équations macroscopiques. En partant d'un code basé sur un schéma cinétique développé

à l'INRIA pour modéliser l'écoulement des rivières, j'ai modifié les équations et la méthode numérique pour résoudre les équations régissant l'écoulement d'un milieu granulaire sur une topographie complexe. Ce code qui a été développé sur un maillage aux éléments finis par *Audusse et al.* [2000], est particulièrement bien adapté pour décrire des topographies complexes, permettant de raffiner le maillage dans les zones de forte variation du relief.

L'originalité de la méthode que j'ai développée réside dans le traitement de la friction. La prise en compte de la loi de Coulomb dans les modèles pose des problèmes numériques à cause de la discontinuité des vitesses due à l'existence d'un seuil. En effet, si la somme des forces motrices par unité de surface (gravité, inertie, gradient de pression) est à la contrainte seuil, alors le matériau s'arrête, sinon le matériau s'écoule et la contrainte (frictionnelle) prend une valeur définie par la loi de comportement de Coulomb. Le traitement implicite de la friction est reconnu comme étant nécessaire pour résoudre correctement le problème. J'ai utilisé une méthode de projection sur le domaine des contraintes admissibles définies par la loi de Coulomb pour déterminer la valeur de la contrainte au temps $(n + 1)$. Un premier pas consiste à calculer les flux au temps $(n + 1)$ sans prendre en compte la friction. La somme des forces motrices par unité de surface \mathcal{F} définie par 15 et calculée à partir des flux au temps $(n + 1)$ est alors comparée à la contrainte seuil σ_c conduisant soit à l'arrêt de la masse si $\mathcal{F} < \sigma_c$ ($\mathbf{u}^{n+1} = \mathbf{0}$), soit à une contrainte au temps $(n + 1)$ définie par la loi de Coulomb si $\mathcal{F} > \sigma_c$ [*Mangeney-Castelnau et al.*, 2003].

L'application des codes cinétiques pour simuler le comportement des milieux granulaires pose un problème spécifique. Etant développés pour des problèmes de mécanique des fluides, les modèles cinétiques classiques ne permettaient pas à une masse en écoulement de s'arrêter avec des gradients de surface non nuls. En effet, avec la forme particulière de la densité de particules fictives introduite dans ces modèles, les perturbations se propagent à la vitesse des ondes $c = \sqrt{gh}$, même si le fluide est au repos car la "température" associée à cette densité de particules n'est pas nulle. Les perturbations liées au gradient de la surface libre génèrent des flux et l'écoulement ne s'arrête pas tant que sa surface libre n'est pas horizontale. Dans le cas des milieux granulaires, l'observation montre qu'en dessous d'un certain seuil de contrainte, les perturbations dues au gradient de surface libre ne se propagent plus et la masse reste au repos. Pour décrire ce comportement dans le cadre du schéma cinétique, j'ai associé une "température" nulle à la masse granulaire si la somme des forces motrices par unité de surface est en dessous du seuil de Coulomb à travers l'introduction d'une distribution de particules du type Dirac. Ainsi selon que les forces motrices aboutissent à une contrainte au dessus ou en dessous du seuil de Coulomb, une densité de particules fictives différente est utilisée pour la description du comportement microscopique [*Mangeney-Castelnau et al.*, 2003]. Dans ce schéma, la transition fluide/solide caractéristique des milieux granulaires est introduite explicitement.

3.3.3 Reconstruction hydrostatique et schéma respectant les équilibres

Mais, comme nous l'avons montré d'un point de vue mathématique dans le paragraphe précédent, il est nécessaire qu'un modèle respecte les états d'équilibres au repos. Or, même si le modèle mathématique respecte ces états, la discrétisation ne permet pas toujours de les préserver. De plus, la compatibilité de ces états avec la modélisation numérique de la loi de friction n'est pas triviale. Une étroite collaboration avec François Bouchut, DMA, nous a permis de mettre en évidence tous ces problèmes et de proposer des solutions. Suite à ces discussions, les méthodes développées par François Bouchut ont pu être adaptées à la résolution des équations régissant l'écoulement d'une avalanche sur une topographie 2D [*Bouchut*, 2004 ; *Mangeney-Castelnau et al.*, 2005, 2006]. Ce modèle (TOP^{aval})

est basé sur une méthode de reconstruction hydrostatique [Audusse *et al.*, 2004] couplé à un traitement numérique de la friction qui respecte les états d'équilibre⁸. TOP^{aval} est relativement peu coûteux en temps de calcul et résout toutes les difficultés numériques posées par ce type de problèmes tout en vérifiant une inégalité d'entropie discrète, et en donnant des calculs stables (sans oscillations) pour tout type de données [Bouchut, 2004].

3.4 Bilan des codes développés

La précision des codes développés m'a permis de simuler de nombreuses expériences de laboratoire (paragraphe 5) et des effondrements réels (paragraphe 6.2). Les résultats numériques obtenus avec le dernier modèle, le plus rigoureux tant du point de vue mathématique que numérique, sont actuellement comparés aux résultats obtenus avec d'autres codes faisant appel à des techniques numériques moins évoluées et décrivant la topographie de manière simplifiée. De plus, les codes développés sont actuellement utilisés pour la simulation d'évènements réels sur des topographies complexes dans un but d'évaluation des risques ou d'étude géomorphologique. Les caractéristiques des codes développés et leur utilisation actuelle est répertoriée dans le tableau suivant

Modèle	Gravité	Topographie	Méthode numérique	Utilisation
CEA	projection erronée	partiellement prise en compte	mauvais traitement des zones sèches et des états d'équilibres	dans une version modifiée au CEA et à l'IPGP par l'équipe de volcanologie
RASH ^{3D}	projection correcte	partiellement prise en compte	traitement correct des zones sèches et mauvais traitement des états d'équilibres	au Politecnico Turin pour l'évaluation des risques liés aux éboulements rocheux
TOP ^{aval}	correcte	rigoureusement prise en compte	bons états d'équilibre et traitement correct des zones sèches	à l'IPGP dans le cadre de la thèse d'Adrien Bon (modélisation d'avalanches sur Terre) et du Master d'Antoine Lucas (modélisation d'effondrements sur Mars)

3.5 Solution analytique pour tester les modèles

Collaboration avec Philippe Heinrich et Roger Roche, CEA/DAM

Pour pouvoir vérifier les modèles numériques et avoir une idée de la structure de la solution, j'ai développé une solution analytique des équations à une dimension (1) dans le cas simplifié d'une rupture de barrage sur un plan incliné (figure 15).

Cette solution a été définie dans le cas où la pente du plan est supérieure à l'angle de frottement ainsi l'écoulement ne s'arrête pas sur le plan [Mangeney *et al.*, 2000a]. Pour obtenir la solution, j'ai exploité le caractère hyperbolique des équations pour lesquelles des quantités constantes se déplacent le long de lignes caractéristiques. J'ai utilisé la méthode appelée *des caractéristiques* en m'inspirant

⁸Les schémas préservant les états d'équilibre au niveau discret sont classiquement appelés *well-balanced*

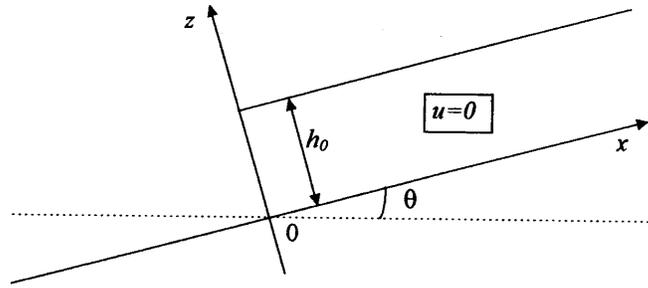


FIG. 15 – Géométrie initiale de la rupture de barrage à $t_0 = 0$ s. Une hauteur constante de matériau d'épaisseur $h = h_0$ est lâchée au temps t_0 sur un plan incliné d'un angle θ par rapport à l'horizontale.

de la démarche suivie par *Stocker* [1957] pour étudier la propagation des ondes dans l'eau. Cette méthode consiste, à l'aide d'un changement de variable, à transformer les équations du mouvement en des équations de transport de certaines quantités le long de lignes caractéristiques. En intégrant analytiquement ces équations, j'ai obtenu une solution analytique simple donnant la vitesse du fluide, la vitesse de propagation des ondes, et la hauteur d'un écoulement mince soumis à une friction de type Coulomb sur un plan incliné.

Cette solution analytique m'a permis de tester les différents modèles numériques que j'ai développés [*Mangeney et al.*, 2000a ; *Mangeney-Castelnau et al.*, 2003 ; *Mangeney-Castelnau et al.*, 2005]. Cette solution a servi à la validation d'autres modèles numériques d'avalanche [e. g. *Iverson et al.*, 2004, *Kelfoun and Druitt*, 2005] (figure 16).

4 Validation et limites des modèles

Contrats ATIP (2000-2002) et ACI Nouvelles Interfaces avec les Mathématiques (2003-2005) Collaboration avec Lydie Staron et John Hinch, DAMPT, Cambridge, et Dmitri Volfson et Lev Tsimring, INLS, UCSD, San Diego

Comment peut-on vérifier la validité des hypothèses de couche mince (appelée dans la suite LWA pour Long Wave Approximation) ? Dans le cas des écoulements granulaires, il n'existe pas de modèles continus 3D convaincants permettant de décrire correctement le comportement du milieu à l'échelle locale. L'étude de la validité de l'approximation LWA est incertaine car les erreurs liées à l'approximation se confondent avec celles liées à la description du comportement du milieu granulaire. Il n'est donc pas possible, comme pour un fluide visqueux, de comparer les résultats d'un modèle LWA avec ceux obtenus à partir d'un modèle résolvant les équations complètes de Navier-Stokes comme j'ai pu le faire pendant dans ma thèse sur l'écoulement des glaces polaires [*Mangeney and Califano*, 1998].

Actuellement, l'approche la plus fondamentale est la modélisation par éléments discrets (DM pour Discrete Modelling), qui incorpore la dynamique des grains dans un milieu d'épaisseur finie. Les variables macroscopiques peuvent être calculées en fonction du comportement microscopique à l'échelle de l'interaction grain/grain qui est relativement bien connue. La modélisation par éléments discrets est donc un excellent candidat pour permettre de tester les limites des modèles LWA.

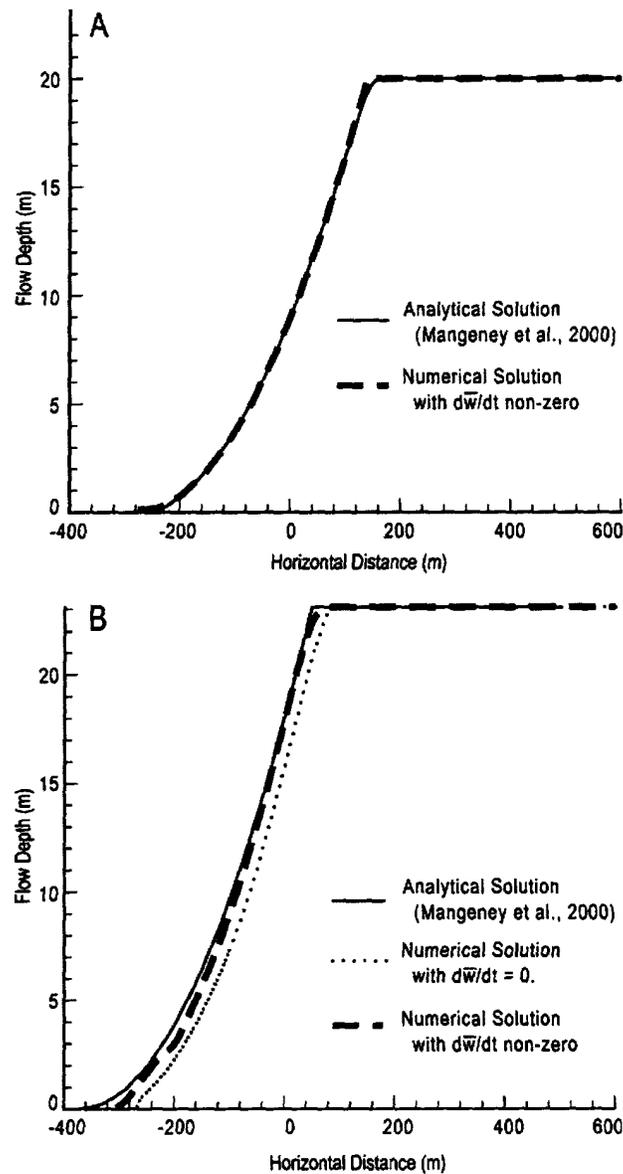


FIG. 16 – Comparaison entre la solution analytique développée par *Mangeney et al.* [2000a] et les résultats numériques du modèle de *Denlinger and Iverson* [2004] (figure 4 issue de *Denlinger and Iverson* [2004]). L'épaisseur h calculée numériquement et analytiquement est représentée (A) pour une rupture de barrage d'un réservoir contenant un matériau fluide ($\delta = 0^\circ$) sur un plan horizontal ($\theta = 0^\circ$) au temps $t = 10$ s après la rupture et (B) pour une rupture de barrage d'un réservoir contenant un matériau granulaire caractérisé par un angle de friction basal $\delta = 20^\circ$ sur un plan de pente $\theta = 30^\circ$ au temps $t = 15$ s après la rupture. L'objectif de cette comparaison est d'évaluer le rôle de l'accélération verticale dw/dt introduite dans un modèle de couche mince.

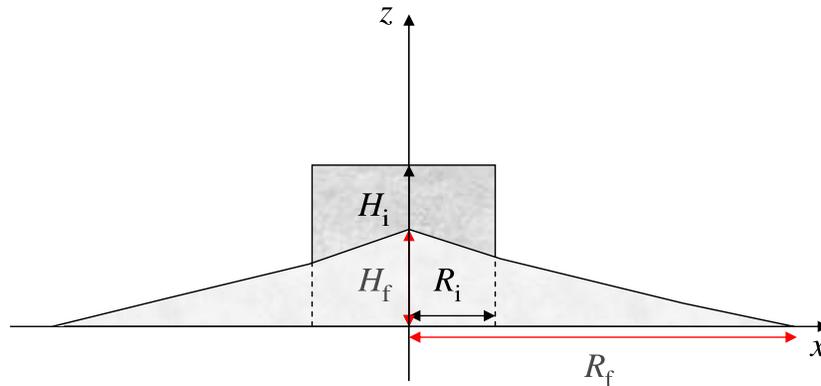


FIG. 17 – Schéma des expériences consistant à lâcher une colonne de grains de hauteur initiale H_i et de rayon initial R_i sur un plan horizontal. Une fois la masse arrêtée, le dépôt est repéré par son extension le long du plan R_f (longueur de runout) et sa hauteur maximale H_f .

4.1 Comparaison modèle discret/modèle continu

Nous avons cherché à étudier les limites de l'approximation de couche mince détaillées dans le paragraphe 3.2 dans le cas d'effondrements de colonnes de grains sur un plan horizontal (figure 17) en augmentant le rapport d'aspect de la masse initiale $a = H_i/R_i$ où H_i et R_i sont respectivement la hauteur et le rayon de la colonne granulaire initiale. Le but a été de se placer aux limites d'applicabilité de cette approximation. Nous avons vérifié chacune de ces hypothèses en cherchant à évaluer laquelle de ces hypothèses était principalement responsable des limites du modèle continu LWA quand le rapport d'aspect de la masse initiale devient important. L'identification d'hypothèses mal adaptées permet de donner des directions pour des développements asymptotiques futurs correspondant mieux à certains types d'écoulements. Les simulations discrètes ont été menées dans une configuration 2D par Lydie Staron, DAMPT, Cambridge à l'aide d'un code de dynamique des contacts [Staron and Hinch, 2005] et dans le cas 3D par Dmitri Volfson, INLS, UCSD, à l'aide d'un code de dynamique moléculaire [Volfson et al., 2003]. Cette comparaison préliminaire est détaillée ci-dessous. Les conclusions tirées de la comparaison entre les simulations LWA et DM sont similaires que ce soit dans des configurations 2D ou 3D. Les simulations discrètes montrées ici sont issues des simulations effectuées par Lydie Staron (2D).

Pour comparer de manière pertinente les simulations obtenues en faisant varier le rapport d'aspect, il est nécessaire de ne pas ajuster à chaque simulation le coefficient de friction μ introduit dans le modèle continu LWA si le paramètre μ_m décrivant la friction grain/grain dans le modèle DM reste constant. La procédure a donc consisté à ajuster le coefficient de friction sur une simulation obtenue à partir du modèle DM basée sur un coefficient de friction grain/grain $\mu_m = 0.5$ pour le rapport d'aspect $a = 0.9$. Le coefficient obtenu $\mu = 0.65$ est alors utilisé pour toutes les autres simulations quelle que soit la géométrie de la masse initiale.

4.1.1 Comparaison des profils d'épaisseur

Pour des petits rapports d'aspect ($a < 0.7$), l'évolution dans le temps et les dépôts calculés avec le modèle LWA (avec $\mu = 0.65$) et le modèle DM (avec $\mu_m = 0.5$) sont en très bon accord comme ceci avait été mis en évidence en comparant le modèle LWA avec des expériences de laboratoire

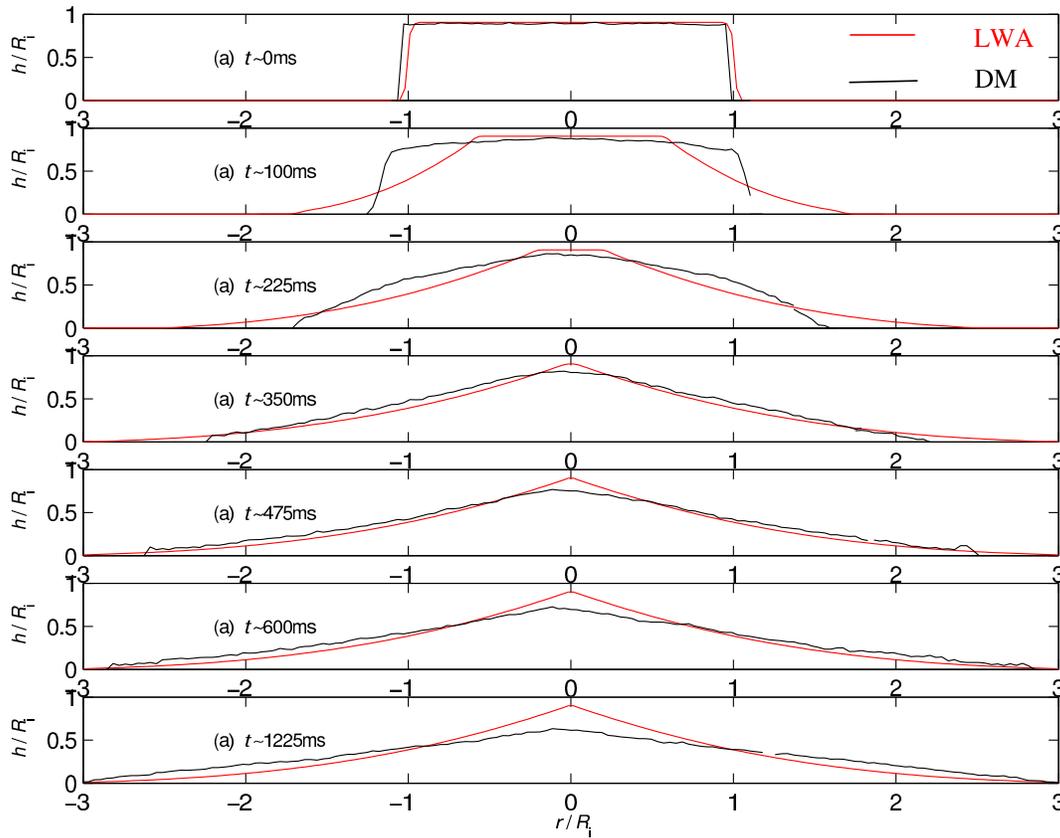


FIG. 18 – Comparaison de l'évolution temporelle des profils de hauteur normalisés h/R_i au cours de l'étalement 2D d'une masse granulaire calculée à partir du modèle continu LWA et du modèle discret DM pour un rapport d'aspect $a = 0.9$ calculés avec un coefficient de friction grain/grain $\mu_m = 0.5$. Le coefficient de friction $\mu = 0.65$ utilisé dans le modèle LWA a été ajusté pour retrouver l'étendue du dépôt R_f calculé à l'aide du modèle DM. Dans le modèle LWA, la masse granulaire s'arrête à $t_f \sim 600$ ms, alors que dans le modèle discret le front s'arrête à peu près au même instant, mais la forme du tas évolue encore pendant plusieurs centaines de ms.

[Mangeney-Castelnau *et al.*, 2005]. Par contre, pour des rapports d'aspects plus grands $a > 0.7$, des différences apparaissent entre les résultats du modèle LWA et du modèle DM (figure 18). Ces différences concernent essentiellement la première et la dernière phase de l'étalement. En effet, pendant la première moitié de l'écoulement ($0 < t < t_f/2$, avec t_f le temps d'arrêt du front), la masse calculée avec le modèle LWA s'étale beaucoup plus rapidement que la masse calculée à partir du modèle DE. Dans la période intermédiaire (entre $t = 350$ ms et $t = 600$ ms sur la figure 18), l'évolution calculée par les deux modèles est en bon accord. Par contre, une fois le front arrêté, la masse calculée par le modèle LWA s'arrête très rapidement alors que celle calculée par le modèle DM continue à évoluer. Le comportement durant la phase d'arrêt est discuté dans le paragraphe 5.3.2 en comparant les simulations LWA avec des expériences de laboratoire. Le dépôt obtenu dans les deux simulations a une étendue comparable R_f mais sa forme diffère d'un modèle à l'autre. Même si la différence entre le dépôt calculé à partir du modèle LWA et du modèle DM augmente plus le rapport d'aspect augmente (figure 19), l'étendue de la masse R_f est très bien reproduite quelque soit le rapport d'aspect en utilisant le même coefficient de friction. Il est intéressant de remarquer que dans un but d'évaluation des risques c'est essentiellement ce paramètre qui importe, plus que la forme du dépôt. La question est :

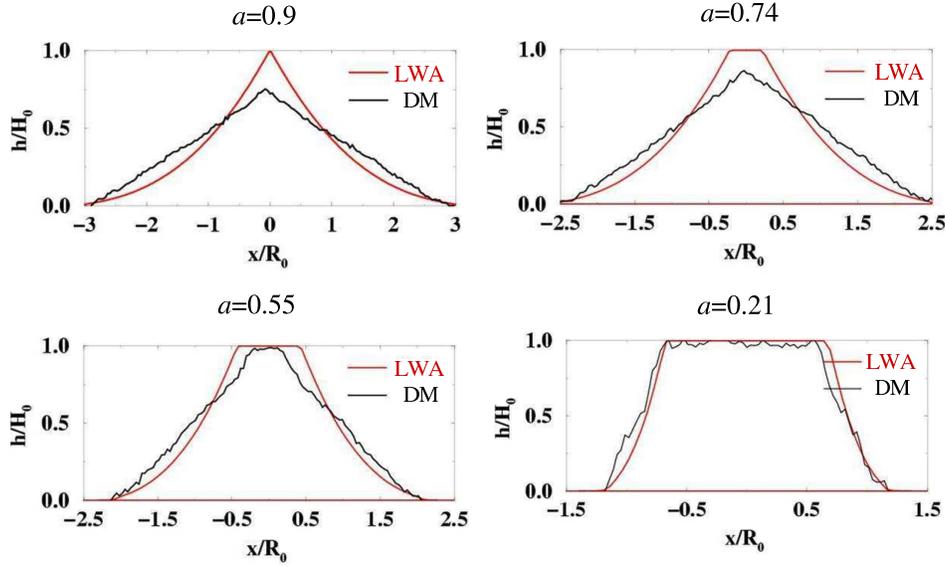


FIG. 19 – Comparaison des profils de hauteur des dépôts laissés sur le plan après l'étalement 2D d'une colonne granulaire calculés à partir du modèle LWA et du modèle DM pour différents rapports d'aspect a de la colonne initiale ($a = 0.9$, $a = 0.74$, $a = 0.55$, $a = 0.21$). Les simulations LWA et DM ont été effectuées respectivement avec le même coefficient de friction $\mu = 0.65$ et $\mu_m = 0.5$ que celui utilisé dans les simulations présentées sur la figure 18.

quelle est l'hypothèse qui est la plus sensible à l'augmentation du rapport d'aspect ?

4.1.2 Interface statique/mobile

Les expériences et simulations discrètes montrent l'existence d'une interface entre grains statiques et grains mobiles (figure 20). Cette transition statique/mobile n'est évidemment pas prise en compte dans les modèles LWA, où toute la colonne de grains est supposée en mouvement. Mais la question ici est de savoir si cette hétérogénéité verticale est plus marquée quand le rapport d'aspect augmente. Les simulations par éléments discrets montrent que, même pour des petits rapports d'aspect où les simulations obtenues avec un modèle LWA sont en bon accord avec les simulations DM et les expériences de laboratoire, la présence d'une interface statique/mobile est très marquée (figure 20). Cette hétérogénéité verticale ne semble pas s'accroître quand le rapport d'aspect a augmente.

4.1.3 Profil de vitesse

Dans le processus d'intégration, une hypothèse sur le profil vertical de la vitesse horizontale $U_x(z)$, où U_x est la composante horizontale de la vitesse non intégrée, est généralement faite pour calculer le terme d'inertie (profil linéaire, constant, exponentiel). La plupart des modèles supposent un profil de vitesse constant dans la direction perpendiculaire à la pente (écoulement bouchon) [e.g. Gray et al., 1999]. Bouchut et al. [2003] et Bouchut and Westdickenberg [2004] ont montré que les équations d'ondes longues peuvent être obtenues sans hypothèse aussi restrictive sur le profil de vitesse. L'idée est de raisonner, non plus sur la valeur moyenne de la vitesse, mais sur la vitesse à mi-hauteur de la masse granulaire $U_x(h/2)$. Dans ce cas, pour des profils de vitesse constant ou linéaire dans

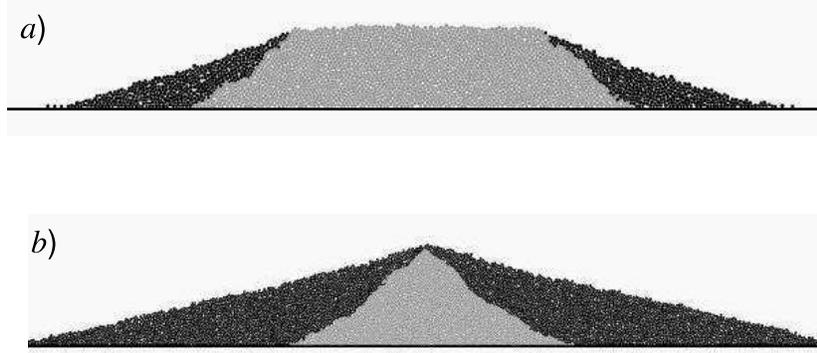


FIG. 20 – Grains dits mobiles (noirs) dont le déplacement cumulé est supérieur au diamètre de grain d au cours de l’écoulement et grains dits statiques (gris) dont le déplacement cumulé est inférieur au diamètre de grain d au cours de l’écoulement. La figure (a) est obtenue pour un rapport d’aspect $a = 0.37$ et la figure (b) pour $a = 0.9$. Le coefficient de friction microscopique utilisé dans les simulations est $\mu_m = 1$. Figure Lydie Staron.

l’épaisseur, il est toujours possible d’écrire $U_x(h/2) = u$, où u est la valeur moyenne de la vitesse sur l’épaisseur. Un développement asymptotique des équations montre qu’en raisonnant sur la vitesse à mi-hauteur $U_x(h/2)$, il est possible de retrouver les équations de couche mince en supposant simplement que le profil de vitesse vérifie $U_x(h/2) = u + \mathcal{O}(a)$, avec a petit. D’autre part, les expériences de laboratoire et les simulations discrètes montrent que le profil de vitesse varie au cours de l’écoulement. L’analyse du profil de vitesse calculé grâce aux simulations discrètes ne montre pas un changement fondamental de la forme du profil de vitesse $U_x(z)$ quand le rapport d’aspect a augmente. Les hypothèses faites sur le profil de vitesse lors de l’intégration des équations ne semblent donc pas être le facteur limitant à l’application du modèle LWA à des rapports d’aspects importants.

4.1.4 Rapport entre vitesse verticale et vitesse horizontale

Dans le modèle LWA, seule la vitesse horizontale moyennée sur la verticale u est calculée, la vitesse verticale w (perpendiculaire à la topographie) étant considérée comme négligeable. Pour évaluer le rôle de cette approximation nous avons calculé le rapport entre la vitesse verticale et la vitesse horizontale à partir du modèle DM. Plus précisément, des valeurs moyennes de la vitesse horizontale \bar{u} et de la vitesse verticale \bar{w} sur l’ensemble des grains ont été calculées à chaque instant et le rapport \bar{w}/\bar{u} a été évalué pour plusieurs valeurs du rapport d’aspect a . Il apparaît que le rapport \bar{w}/\bar{u} diminue avec le rapport d’aspect et ceci quelque soit le temps auquel il est évalué. La présence de vitesses verticales non négligeables par rapport aux vitesses horizontales n’est donc visiblement pas responsable des limitations de l’approche LWA quand le rapport d’aspect augmente.

4.1.5 Pression hydrostatique

Dans l’approximation LWA l’accélération verticale est négligée par rapport à la gravité ce qui conduit à supposer la pression hydrostatique. En calculant l’accélération verticale $\partial w/\partial t$ moyennée sur l’ensemble des grains à un instant donné, nous avons montré que celle-ci augmente significativement quand le rapport d’aspect augmente. Cette augmentation est particulièrement marquée aux premiers instants de l’effondrement. Par exemple pour $a = 0.9$, l’accélération verticale représente 20% de

l'accélération de la gravité. Plus le rapport d'aspect augmente, plus l'effondrement s'apparente à une chute libre et la valeur de la pression et de son gradient horizontal diminue. Ce résultat montre que les modèles LWA surestiment les forces motrices liées au gradient de pression (i. e. au gradient de surface libre). Ainsi l'approximation hydrostatique semble être le facteur principal limitant l'application du modèle quand le rapport d'aspect augmente ($a > 0.8$). Le fait que l'écoulement soit moins bien simulé pendant les premiers instants (figure 18), quand justement l'accélération verticale joue un rôle important, corrobore ces résultats.

4.2 Pistes pour de nouveaux développements asymptotiques

La limitation principale liée à l'utilisation des modèles LWA pour des rapports d'aspects de l'ordre de 1 est liée à l'importance du terme d'accélération verticale négligé dans les modèles. Un modèle de type LWA proposé par *Larrieu et al.* [2005] permet de retrouver le comportement de la masse pour des rapports d'aspects plus élevés en remplaçant la partie supérieure de la colonne de grains par un flux de masse vertical déduit des simulations discrètes. Si ce modèle ne peut actuellement pas être appliqué à des écoulements géophysique réels car aucune expression générale n'est proposée pour le flux vertical, il montre que l'approximation LWA peut être étendue de manière astucieuse pour pouvoir prendre en compte l'accélération verticale. Une autre approche proposée par *Iverson and Denlinger* [2004] vise à introduire l'accélération verticale dans les modèles LWA. Même si cette accélération n'est pas introduite de manière rigoureuse, elle a le mérite de mettre en évidence l'influence de ce terme dans le cas d'un écoulement sur des topographies complexes. Ces résultats offrent de nouvelles perspectives de développement de l'approximation d'ondes longues à des ordres supérieurs comme cela a été fait pour des écoulements visqueux [*Mangeney and Califano*, 1998]. La prise en compte des effets non-hydrostatiques permettrait d'étendre considérablement le champ d'application des modèles LWA en particulier à la simulation d'effondrements de falaises impliquant parfois des masses initiales déstabilisées caractérisées par des rapports d'aspects élevés.

5 Comportement des milieux granulaires

Contrat ACI Jeunes Chercheurs (2005-2007) dirigée par Philippe Claudin en collaboration avec le LPMMH, LMDH, LPS(ENS)

Au-delà de l'hypothèse d'ondes longues, l'hypothèse sur la loi de comportement introduite dans les modèles est un des facteurs principaux conditionnant la validité du modèle et ses limites d'application. Si les développements mathématiques et numériques actuels permettent de répondre aux problèmes posés par le développement des équations d'ondes longues sur une topographie complexe et à leur résolution numérique, les connaissances en physique ne fournissent que peu d'éléments pour décrire proprement le comportement des milieux granulaires dans des régimes non-stationnaires. De plus, des formulations moyennées rigoureuses décrivant le comportement de milieux granulaires effectifs qui pourraient être introduites dans les modèles LWA font défaut. Les écoulements naturels sont pourtant très éloignés de l'écoulement stationnaire uniforme sur un plan incliné pour lequel des relations empiriques ont été proposées [Pouliquen, 1999]. En effet, les phases d'initiation et d'arrêt jouent un rôle important dans la dynamique d'un écoulement naturel. De plus l'effet de la topographie perturbe significativement l'écoulement. Lors de l'écoulement, une partie du matériau peut se déposer sur les pentes mettant en évidence la co-existence de grains en écoulement et de grains statiques au sein d'un même évènement. La co-existence de zones statiques et de zones mobiles peut également être observée lors d'écoulements non-chenalisés par la topographie sous-jacente ou encore durant les phases d'arrêt et de déstabilisation de la masse initiales. Pourtant, actuellement aucune théorie reconnue ne permet de décrire de manière rigoureuse cette transition et encore moins pour un écoulement sur une topographie complexe. Dans ce contexte la validation des modèles passe par l'utilisation de lois de comportement empiriques déterminées dans des régimes très particuliers et dont le domaine d'application est a priori limité. Malgré les limites évidentes de ces lois et de leur utilisation dans des régimes sortant largement du cadre où elles ont été établies, une des questions importante est d'évaluer la capacité d'un modèle basé sur ces lois de comportement à reproduire un certain nombre d'observations expérimentales ou de terrain. Vue l'étendue des incertitudes concernant la description du comportement des milieux granulaires, les modèles LWA prenant en compte ces lois simples peuvent être vu comme des outils empiriques plus élaborées que des relations simples reliant la longueur de runout⁹ à la hauteur initiale de la masse déstabilisée. Ces outils, pour être appliqués de manière contrôlée, doivent être calibrés sur des expériences de laboratoire et leur capacité à reproduire certaines caractéristiques du comportement moyen des milieux naturels doit être évaluée.

La simulation d'expériences de laboratoire dans des régimes variés et l'étude de la sensibilité du modèle à la loi de comportement introduite permet d'évaluer les limites des lois proposées. Mais, grâce à la possibilité d'accéder à toutes les grandeurs physiques prises en compte dans le modèle et à l'équilibre des forces en action, l'analyse des résultats numériques fourni également des indications sur les développements expérimentaux et théoriques nécessaires pour pouvoir mieux reproduire numériquement certains types d'écoulements et pour évaluer les limites d'applications des lois de comportement proposées. Un des points importants qui a motivé le choix des expériences à modéliser a été de séparer au maximum les effets liés à la topographie des effets liés au comportement de la masse granulaire décrit dans les modèles. De plus, la volonté de cerner la capacité des modèles à reproduire différents régimes m'a conduit à simuler des expériences d'écoulements stationnaires uniformes confinés par de murs latéraux sur plan incliné, l'étalement fortement non-stationnaire d'une colonne granulaire sur un plan horizontal, l'écoulement d'une masse granulaire non-confinée sur un plan incliné conduisant

⁹longueur maximum atteinte par l'avalanche

à des écoulements auto-chenalisés et l'écoulement de masses granulaires sur des topographies complexes. Ces expériences touchent toutes des aspects caractéristiques des écoulements naturels parfois confinés dans des vallées, parfois s'écoulant librement sur une pente, parfois suivant des chemins complexes imposés par la topographie sous-jacente, parfois d'effondrant sur des pentes quasi-horizontales. Une attention particulière a été portée au déroulement de la phase d'arrêt au cours de laquelle se développent des zones de grains statiques et des zones de grains mobiles. Finalement, une étude plus fine, faisant appel à des simulations par éléments discrets est présentée, montrant la complexité du comportement d'un tas granulaire au voisinage de la transition statique/mobile. Ces études ont été menées en gardant comme but d'en déduire des informations sur les écoulements naturels.

Dans les simulations, deux approches proposées dans la littérature ont été adoptées pour décrire le comportement d'un écoulement granulaire. Avant de présenter ces approches, il est important de rappeler que dans les modèles 3D comme par exemple les modèles basés sur les équations de Navier Stokes, il existe des conditions aux limites à la base et à la surface du matériaux ; dans les modèles LWA utilisés ici, toutes les quantités sont intégrées dans l'épaisseur et en particulier le terme de friction peut être considéré comme agissant sur l'ensemble de la masse (v. paragraphe 3.2 pour plus de détails).

L'approche généralement utilisée en géophysique est celle initialement proposée par *Savage and Hutter* [1989]. Elle est à l'origine de tous les développements futurs concernant les bilans de quantités intégrées sur la verticale. La loi proposée consiste à supposer un coefficient de friction basal $\mu = \tan \delta$ constant et un coefficient de angle de friction interne Φ qui intervient dans le facteur de proportionnalité entre les contraintes normales [*Savage and Hutter*, 1989] exprimées dans un repère lié à la topographie. Dans le cas 1D, les contraintes normales s'écrivent

$$\sigma_{XX} = K \sigma_{ZZ}, \quad (17)$$

avec

$$K = \begin{cases} K_{act}, & \partial u / \partial X \geq 0 \\ K_{pas}, & \partial u / \partial X < 0, \end{cases} \quad (18)$$

et

$$K_{act/pas} = \frac{2}{\cos^2 \phi} \left(1 \mp \sqrt{1 - \frac{\cos^2 \phi}{\cos^2 \delta}} \right) - 1. \quad (19)$$

Les contraintes normales sont donc anisotropes et dépendent de l'état de compression/dilatation du matériau en écoulement. Ces hypothèses sont issues de la loi de comportement de Coulomb très utilisée en mécanique des sols [voir Hutter et collaborateurs]. Si des études numériques basées sur les éléments discrets montrent que pour un écoulement stationnaire sur un plan incliné, les contraintes normales sont isotropes ($\sigma_{XX} = \sigma_{YY} = \sigma_{ZZ} = P$) [*Ertas et al.*, 2001], l'existence de contraintes anisotropes dépendant de l'état de déformation du milieu pour un écoulement plus complexe reste une question ouverte.

La deuxième approche est basée sur la mise en évidence d'une loi empirique établie à partir d'expériences de laboratoire. Ces expériences consistent à étudier le comportement d'un milieu granulaire en écoulement à angle et flux imposé : un flux constant est imposé à l'amont du plan par un système de type guillotine (figure 21). Ces expériences ont mis en évidence l'existence d'écoulements stationnaires uniformes dans une certaine gamme d'angles d'inclinaison du plan. Une fois l'écoulement stationnaire établi, la vitesse u et l'épaisseur h sont mesurées. Enfin, la guillotine est fermée et la hauteur du dépôt h_{stop} est mesurée. Les résultats expérimentaux montrent que, pour des billes de verre,

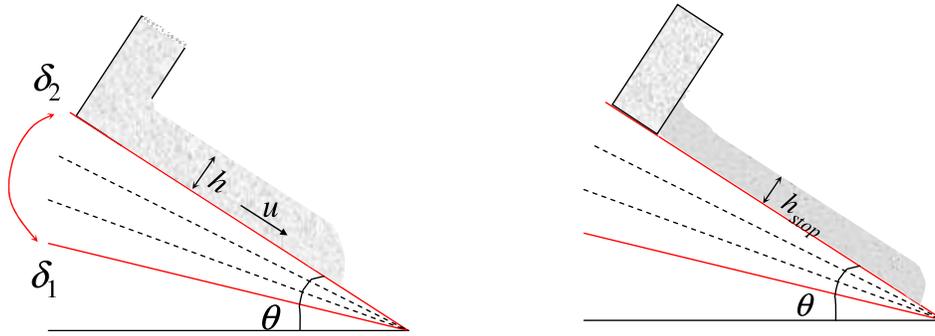


FIG. 21 – Expérience d’écoulement de milieux granulaires sur un plan incliné menée par *Pouliquen* [1999]. Pour établir la relation empirique $\mu(h, u)$, des écoulements stationnaires uniformes sont générés par un flux d’alimentation de grains à l’amont du plan pour différents angles d’inclinaisons (figure de gauche). La fonction $h_{stop}(\theta)$ caractérisant l’épaisseur de la couche de grains restant sur le plan une fois l’alimentation coupée en fonction de la pente du plan intervient dans la loi de comportement (figure de droite).

dans la gamme d’angles d’inclinaisons et pour les tailles de billes considérées [*Pouliquen*, 1999]

$$\frac{u}{\sqrt{gh}} = \beta \frac{h}{h_{stop}}, \quad (20)$$

où $\beta = 0.136$. Les coefficients intervenant dans la relation linéaire entre le nombre de Froude $Fr = u/\sqrt{gh}$ et la hauteur normalisée h/h_{stop} dépendent du matériau considéré. Le nombre de Froude est un nombre sans dimension qui mesure l’effet de la gravité, c’est à dire, dans le cas étudié, le rapport entre la vitesse du milieu et la vitesse de phase des ondes de gravité.

Se basant sur ces observations *Pouliquen* [1999] en a déduit que pour un écoulement stationnaire uniforme sur un plan incliné, la friction compense la gravité et que le coefficient de friction dépend de la vitesse et de la hauteur de l’écoulement. En utilisant les bilans donnés par les équations de couche mince développées par *Savage and Hutter* [1989] et en considérant des contraintes normales isotropes ($K = 1$), une loi d’évolution du coefficient de friction peut être déduite :

$$\mu(u, h) = \tan \delta_1 + (\tan \delta_2 - \tan \delta_1) \exp\left(-\beta \frac{h}{d} \frac{\sqrt{gh}}{u}\right), \quad (21)$$

où δ_1 , δ_2 , β et d dépendent du matériau considéré et peuvent être mesurés expérimentalement. Le paramètre d , de l’ordre du diamètre moyen des grains, est une échelle de longueur caractérisant la loi de comportement. Il est important de réaliser que cette relation empirique a été établie à partir d’équations intégrées avec le cortège d’hypothèses décrit dans le paragraphe 3.2. Si la loi d’échelle (20) ne peut être remise en question, la question de savoir si le coefficient de friction dépend réellement de la vitesse et du nombre de Froude reste ouverte. Un coefficient de friction variable serait-il nécessaire si par exemple toutes les contraintes de cisaillement dans le milieu granulaire et au niveau de l’interaction grains/parois étaient prises en compte de manière consistante ? Une autre question posée concerne la validité de cette relation empirique dans les régimes transitoires.

Faute de loi de comportement plus complète, la relation empirique (21) peut être introduite dans les modèles LWA pour modéliser l’écoulement de la masse dans tous les régimes. Mais cette loi n’est définie que pour des nombres de Froude supérieurs à β . Dans le régime où $Fr < \beta$, dit régime métastable, aucune loi empirique n’a été proposée.

Dans le régime métastable, le comportement des milieux granulaires est encore moins bien connu. Dans ce régime, le matériau peut soit rester au repos soit s'écouler s'il est soumis à une petite perturbation [Jaeger *et al.*, 1989 ; Daerr and Douady, 1999]. Le comportement métastable est observé pour des écoulements sur des pentes d'inclinaison $\theta \in [\theta_r, \theta_a]$, où θ_r et θ_a sont respectivement les angles de repos et d'avalanche du matériau considéré. L'angle d'avalanche correspond à l'angle pour lequel un tas de grains s'écoule alors que l'angle de repos correspond à l'angle auquel le matériau granulaire s'arrête de nouveau. La description de ce régime est fondamentale pour comprendre la phase d'initiation et plus généralement les comportements à faibles nombres de Froude. Sans connaître le comportement dans le régime métastable, Pouliquen and Forterre [2002] proposent une expression du coefficient de friction valable pour tous les nombres de Froude, obtenue en raccordant de manière *ad-hoc* le comportement à $Fr > \beta$ au comportement à $Fr = 0$. En effet, pour une masse à l'arrêt le coefficient de friction dit statique est plus grand que le coefficient de friction dit dynamique agissant pendant l'écoulement. La relation 21 étendue aux régimes de faible nombre de Froude peut être représentée par une surface dans l'espace $(Fr, h/h_{stop}, \mu)$ (figure 22). Cette représentation montre que dans la partie de la loi obtenue à partir d'expériences d'écoulements stationnaires uniformes sur un plan incliné ($Fr > \beta = 0.136$), le coefficient de friction augmente quand le nombre de Froude augmente et quand la hauteur diminue. D'autre part, à $Fr = 0$, le coefficient de friction est plus élevé que celui obtenu pour $Fr = \beta$. Entre ces deux valeurs, le raccordement *ad-hoc* conduit à un coefficient de friction qui reste à peu près constant quand le nombre de Froude diminue et augmente brutalement au voisinage de $Fr = 0$.

Une des questions est de savoir, pour un type d'écoulement donné, si le trajet dynamique des points de l'écoulement explore cette partie *ad-hoc* de la loi empirique. Si l'on se place en un point fixé de l'espace, les propriétés de l'écoulement varient au cours du temps, donc $(Fr, h/h_{stop}, \mu)$ varient simultanément. C'est l'ensemble de ces points, calculés au cours du temps en un point M fixé d'un plan de longueur L et de largeur W , qui sont représentés par les lignes pointillées roses, noires et blanches sur la figure 22 pour différentes positions sur le plan et différents flux d'alimentation. Cette représentation permet d'avoir une idée de la partie de la loi explorée par l'écoulement au cours du temps. Les trajets dynamiques des points M sont calculés dans le cas de simulations d'écoulements stationnaires uniformes sur plan incliné : deux des points sont situés au milieu du plan ($x = L/2, y = W/2$) mais correspondent à des flux d'alimentation différents Q_0 et $Q_1 = 2Q_0$ (lignes blanches et roses) et un des points est situé près de l'alimentation (ligne noire). En prenant comme exemple le trajet dynamique du point $M_1(L/2, W/2)$ au milieu du plan, représenté par des symboles blancs sur la figure pour un flux d'alimentation Q_0 , il apparaît qu'au début de l'écoulement, après l'arrivée du front granulaire, l'épaisseur h augmente et le nombre de Froude Fr diminue jusqu'à atteindre un état stationnaire représenté par l'extrémité de la courbe en forme d'épingle (h/h_{stop} maximum). Une fois l'alimentation coupée, le plan se vidange et l'épaisseur diminue ainsi que le nombre de Froude jusqu'à l'arrêt complet de la masse. C'est évidemment durant la phase d'arrêt que la partie *ad-hoc* de la loi est explorée montrant l'intérêt de l'étude de cette phase comme moyen indirect d'extraire des informations sur la partie métastable du comportement du milieu granulaire. Cette figure montre une certaine stabilité du comportement durant la phase d'arrêt indépendamment du flux d'alimentation initial. En effet, dans la partie métastable, le trajet du point M_1 au sein d'un écoulement correspondant à un flux d'alimentation deux fois plus important $Q_1 = 2Q_0$ rejoint le trajet du point M_1 au sein d'un écoulement alimenté par un flux Q_0 .

La vérification expérimentale de ce type de comportement pourrait donner des pistes pour développer des relations empiriques plus pertinentes dans ces régimes à faible nombre de Froude. Il est bien évident que le comportement durant la phase d'arrêt et plus généralement dans les régimes métastables

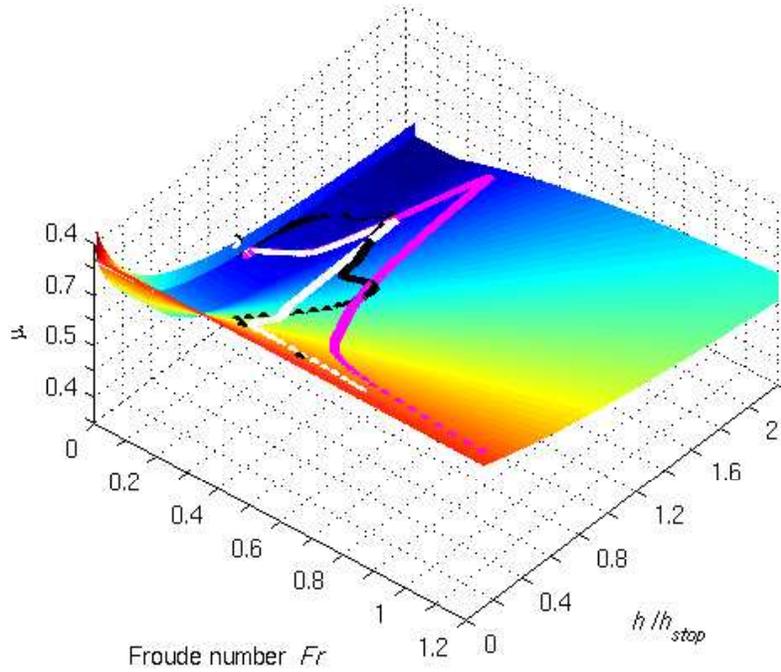


FIG. 22 – Coefficient de friction $\mu(Fr, h/h_{stop})$ défini par la relation empirique de *Pouliquen et Forterre* [2002] en fonction du nombre de Froude et de la hauteur normalisée h/h_{stop} pour un écoulement confiné. Les symboles blancs et violets représentent respectivement le trajet dynamique d'un point situé au milieu du plan $M_1(L/2, W/2)$ pour des flux d'alimentation $Q_0 = 2 \times 10^{-4} \text{m.s}^{-2}$ et $Q_1 = 2Q_0$ et les symboles noirs correspondent au trajet dynamique d'un point M_2 situé près de l'alimentation pour un flux Q_0 .

est très complexe et fait intervenir des hétérogénéités verticales avec des zones de grains statiques et des zones de grains mobiles qui ne sont pas décrites par les modèles LWA. Pourtant, l'étude de cette phase à partir des modèles LWA peut donner des pistes à des développements expérimentaux futurs contribuant aux recherches nécessaires pour pouvoir développer une théorie permettant de prendre en compte la transition statique/mobile des milieux granulaires dans des modèles effectifs de type LWA.

Les différentes études que j'ai menées ont participé à l'effort collectif effectué pour tester ou questionner les lois de comportement proposées dans la littérature pour décrire le comportement des milieux granulaires. J'ai volontairement appliqué les lois proposées dans des configurations différentes de celles dans lesquelles elles ont été établies. J'ai systématiquement cherché à évaluer les forces dominantes permettant d'expliquer la dynamique et la morphologie des écoulements observés et porté une attention particulière à la phase d'arrêt. Une étude plus poussée du comportement métastable a été réalisée à l'aide de simulations par éléments discrets.

5.1 Ecoulement confiné sur plan incliné

J'ai simulé numériquement l'expérience décrite dans le paragraphe précédent (figure 21) en introduisant successivement les relations empiriques proposées par *Pouliquen* [1999] et *Pouliquen and Forterre* [2002] dans les modèles LWA (le modèle $RASH^{3D}$ et le modèle TOP^{aval}). La question est d'évaluer si le modèle est capable de converger vers les bons états stationnaires sachant que la relation

a

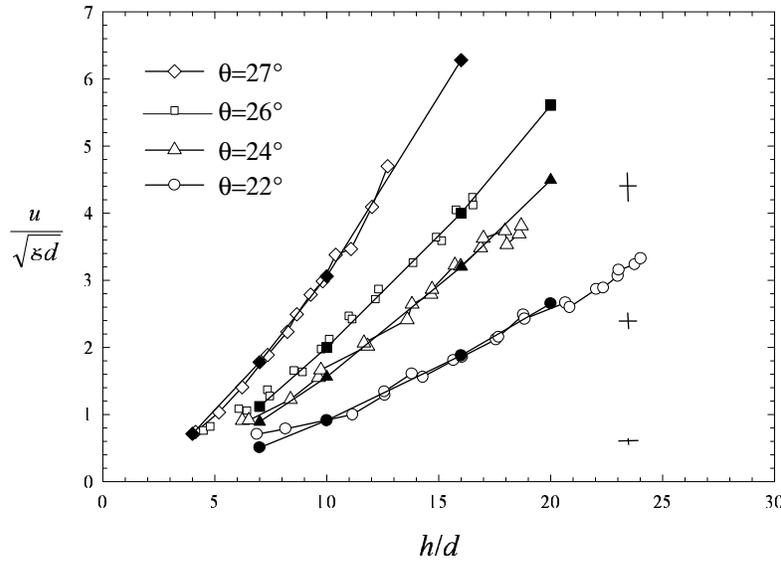


FIG. 23 – Vitesse sans dimension $u\sqrt{gd}$ en fonction de h/d pour différents angles d’inclinaison, d étant le diamètre des grains pour différents angles d’inclinaisons. Les résultats expérimentaux de *Pouliquen* [1999] sont représentés par des symboles blancs et les résultats numériques par des symboles pleins.

empirique introduite n’est a priori pas valable pour décrire les états transitoires. J’ai imposé des conditions aux limites de flux constant et de hauteur constante à l’amont d’un plan incliné pour différentes valeurs de l’inclinaison et de la hauteur de l’écoulement. Les simulations numériques montrent que la description des états transitoires par la loi établie pour les régimes stationnaires conduit aux bons états stationnaires (figure 23), suggérant l’extension possible de cette loi pour décrire les états transitoires. Pourtant, ce point reste à vérifier en comparant précisément l’évolution vers l’état stationnaire observée expérimentalement et numériquement. Ce résultat est en accord avec les simulations faites par *Forterre et Pouliquen* [2002] sur l’étalement d’une masse granulaire sur un plan incliné. Pour évaluer l’effet d’une anisotropie des contraintes ces auteurs ont introduit une valeur de K différente de 1 dans les équations. Les résultats obtenus sont meilleurs si les contraintes sont considérées comme isotrope, c’est à dire si $K = 1$. Il est difficile de tirer des conclusions définitives de ces simulations car la base de la description de l’anisotropie des contraintes proposée par Hutter et collaborateurs dépend de l’état de déformation du milieu (compression/dilatation) qui n’a pas été prise en compte dans les simulations de *Forterre et Pouliquen* [2002].

Un autre test important concerne la capacité du modèle numérique à reproduire le dépôt observé même si le comportement du milieu granulaire dans la phase d’arrêt est mal décrit. Les différents modèles ont pourtant permis, une fois l’alimentation coupée (condition aux limites $h = 0$ à l’amont du plan dans le modèle numérique), de retrouver la bonne épaisseur du dépôt h_{stop} (figure 24). La comparaison entre le déroulement de la phase d’arrêt observée expérimentalement et calculée numériquement permettrait d’aller plus loin dans la validation ou l’étude des limites de la description empirique du comportement à faible nombre de Froude.

Plusieurs conclusions peuvent être tirées de cette étude selon le but recherché. Si l’on cherche à en déduire des informations sur le comportement des milieux granulaires, une première conclusion est que les modèles numériques peuvent tout à fait suivre des chemins très différents de la réalité pour

$b,$

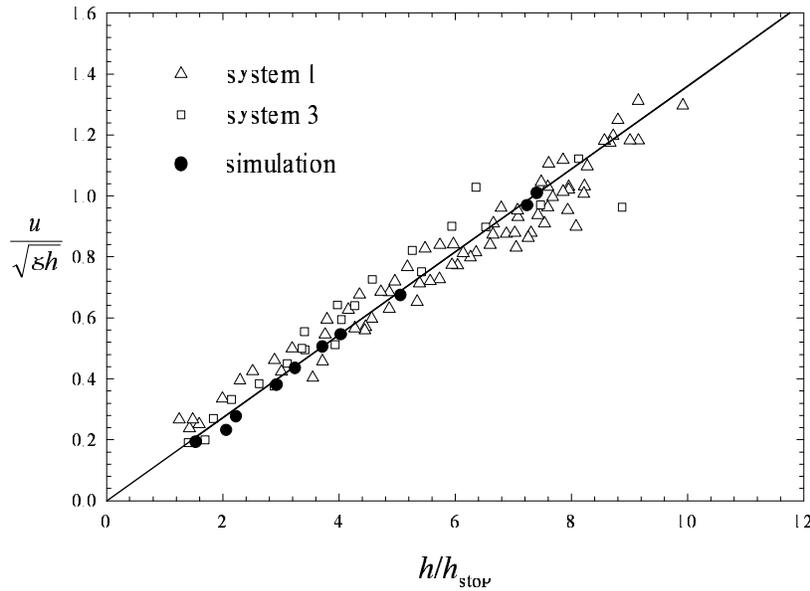


FIG. 24 – Nombre de Froude u/\sqrt{gh} en fonction de $h/h_{stop}(\theta)$ pour différents angles d'inclinaison. Les résultats expérimentaux de Pouliquen [1999] sont représentés par des symboles blancs et les résultats numériques par des symboles pleins.

atteindre les bons états stationnaires. En effet, ce n'est pas parce qu'on obtient un dépôt de hauteur h_{stop} que le comportement durant la phase d'arrêt est bien reproduit sachant qu'en particulier les processus complexes de propagation d'interfaces entre grains statiques et grains mobiles n'est pas prise en compte. Par contre, si l'on cherche à mettre en évidence une loi empirique capable de reproduire les caractéristiques principales d'un écoulement (une valeur raisonnable de sa vitesse moyenne et sa hauteur au cours du temps et la forme de son dépôt), la conclusion est que la loi proposée est adaptée à la description d'écoulements uniformes confinés sur un plan incliné générés par une alimentation constante, depuis leur génération jusqu'à l'arrêt de la masse. C'est ce deuxième but qui est poursuivi ici et dans toutes les études présentées dans ce paragraphe, sachant qu'actuellement aucune formulation basée sur des considérations physiques plus élaborées n'est disponible. Au-delà de cet aspect fondamental, la simulation de cette expérience fournit un excellent test pour les modèles numériques, permettant de valider leur convergence vers les bons états stationnaires et leur capacité à bien traiter la phase d'arrêt en retrouvant un dépôt d'épaisseur h_{stop} .

5.2 Écoulement non-confiné, dépôt de type levées-chenal

Collaboration avec Nathalie Thomas, ISUTI, Marseille, François Bouchut, DMA, et Marie-Odile Bristeau, INRIA

Le confinement latéral de la masse dans la configuration décrite dans le paragraphe précédent joue un rôle important dans la dynamique de l'écoulement [Taberlet et al., 2003]. L'étude d'un écoulement non-confiné permet d'explorer un régime très différent. Non-confiné, un écoulement granulaire généré par une alimentation constante sur un plan incliné se comporte de manière beaucoup plus complexe

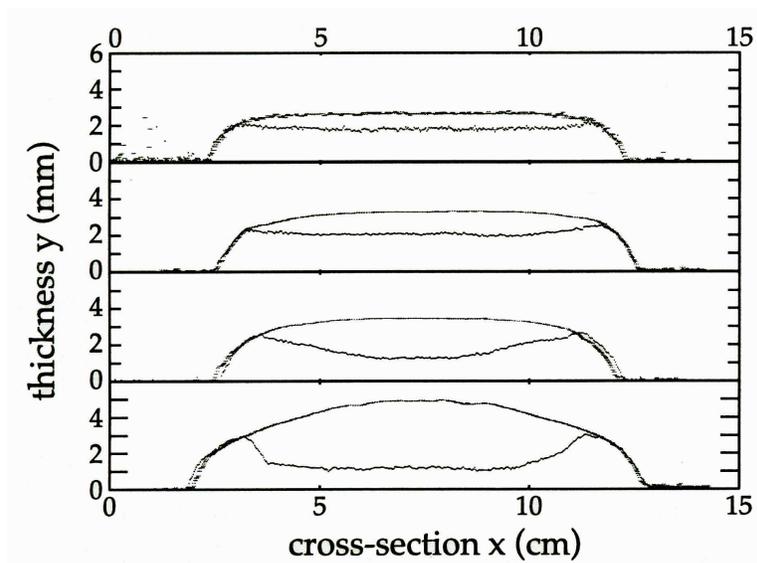


FIG. 25 – Dépôt de type levées/chenal obtenu expérimentalement pour des écoulements non-confinés générés par une alimentation constante de billes de verre sur un plan incliné en fonction du degré de polydispersité du matériau considéré, qui augmente du haut vers le bas : 100% de billes de 150-250 μm ; 2% de billes de 70-110 μm 96% de billes de 150-250 μm , et 2% de billes de 300-400 μm ; 5% de billes de 70-110 μm 90% de billes de 150-250 μm , et 5% de billes de 300-400 μm ; 7% de billes de 45-90 μm , 7% de billes de 70-110 μm , 72% de billes de 150-250 μm , 7% de billes de 300-400 μm et 7% de billes de 425-600 μm . Figure issue de *Félix and Thomas* [2004].

que s'il est confiné entre deux murs. Les observations de terrain et les expériences de laboratoire montrent qu'un lobe à bords sub-parallèles se développe le long de la pente et laisse un dépôt de type levées-chenal dont les caractéristiques dépendent de la pente sous-jacente. Cette morphologie dépend fortement de la polydispersité du matériau mis en jeu [Félix and Thomas, 2004]. Suite aux expériences de Nathalie Thomas (IUSTI, Marseille) la question de savoir si un tel comportement pouvait être observé pour des particules mono-disperses restait en suspens (figure 25).

En me basant sur l'expérience de laboratoire développée par Félix and Thomas [2004], j'ai simulé un écoulement granulaire sur un plan incliné de 2.2 m de long et 40 cm de large avec une alimentation constante à l'amont du plan et un débit $Q_0 = 8.10^{-6} \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$ correspondant à un débit massique de 12 g.s^{-1} si l'on considère des billes de masse volumique $\rho = 2500 \text{ kg.m}^{-3}$ et une compacité $\phi \sim 0.6$. Le modèle numérique s'est avéré capable de reproduire qualitativement la capacité d'un écoulement granulaire à bords libres à s'auto-chenaliser et à produire un dépôt de type levées/chenal (figure 26). Le comportement simulé numériquement est qualitativement similaire au comportement observé expérimentalement avec 3 phases (figure 27) :

- le passage du front suivi d'un élargissement du lobe,
- un écoulement quasi-stationnaire formé d'un écoulement central bordé par des épaules quasi-statiques,
- la formation d'un dépôt de type levées/chenal, une fois l'alimentation coupée.

Nous avons ainsi montré que les modèles LWA couplés à la loi de comportement proposée par Forterre et Pouliquen, [2002] sont capables de générer des écoulements auto-chenalisés et la morphologie particulière de leur dépôt sans avoir besoin d'invoquer la polydispersité du matériau mis en jeu. De plus, la forme quasi-horizontale de la surface libre durant l'écoulement et la forme des levées sont bien reproduites par le modèle. Ces expériences pourraient donc être extrêmement utiles pour tester l'effet des relations introduites dans les modèles LWA pour décrire la polydispersité du matériau mis en jeu [Thornton et al., 2006].

Un critère important permettant d'évaluer la pertinence d'un modèle est sa capacité à reproduire les lois d'échelles observées expérimentalement ou sur le terrain. En analysant les résultats numériques obtenus sur la simulation d'écoulements auto-chenalisés, nous avons mis en évidence une loi d'échelle reliant la largeur du chenal central en écoulement w_f (inférieure à la largeur totale du lobe w), l'épaisseur h_{stop} du chenal central du dépôt, la vitesse moyenne u dans le chenal central et l'épaisseur h d'écoulement [Mangeney et al., 2006] :

$$\frac{w_f}{w_s} = \frac{Q}{Q_0} \left(\frac{h}{h_{stop}} \right)^{-5/2} \quad (22)$$

où w_s est une largeur caractéristique reliée au flux initial alimentant l'écoulement Q_0

$$w_s = \frac{h_{stop}}{\beta\sqrt{g}} Q_0 h_{stop}^{-5/2}. \quad (23)$$

Le flux le long de la pente Q au niveau de l'écoulement développé est très proche du flux initial Q_0 une fois l'écoulement établi car le flux transverse est rapidement de deux ordres de grandeur plus petit que le flux le long de la pente. On obtient donc une relation reliant la largeur d'écoulement du chenal central à l'épaisseur d'écoulement

$$\frac{w_f}{w_s} = \left(\frac{h}{h_{stop}} \right)^{-5/2}. \quad (24)$$

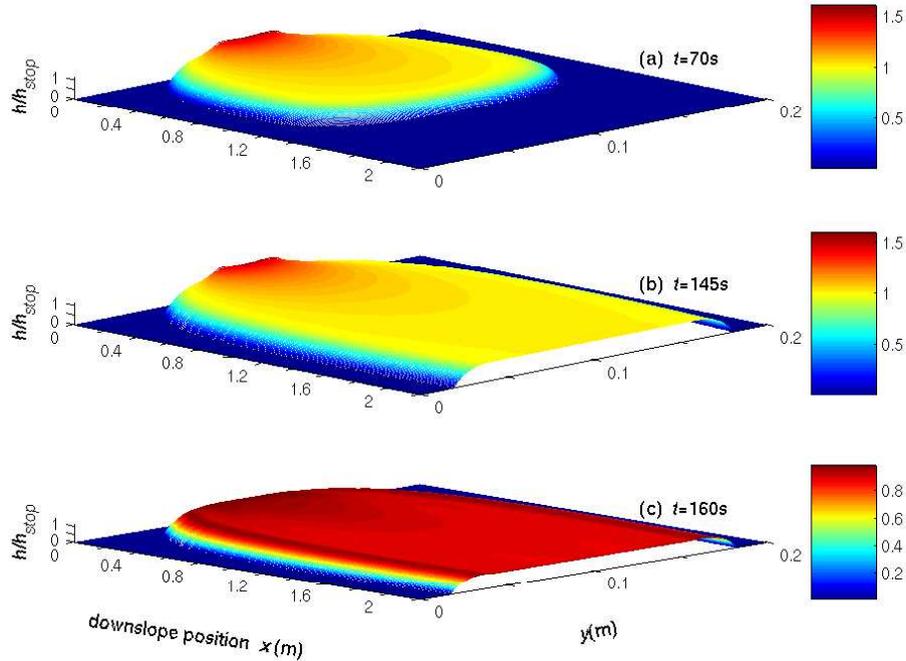


FIG. 26 – Simulation numérique montrant (a), (b) la création d'un écoulement auto-chenalisé et (c) la formation du dépôt de type levées/chenal. Les couleurs correspondent aux valeurs de l'épaisseur normalisée par h_{stop} .

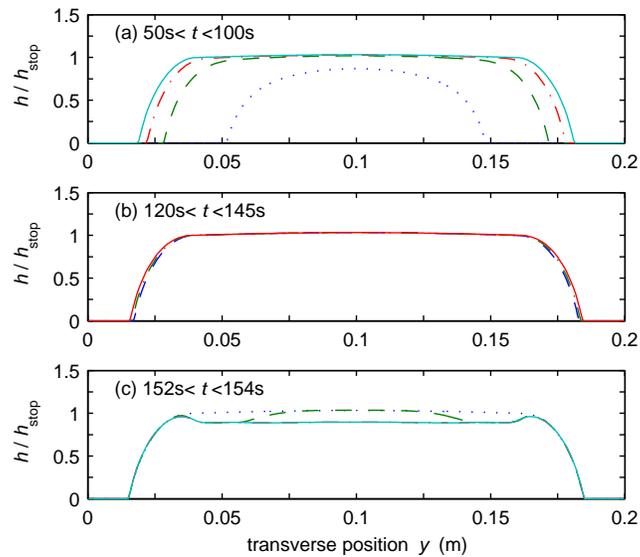


FIG. 27 – Evolution au cours du temps des profils transverse de l'épaisseur de la couche de grains $h(y)/h_{stop}$ durant l'écoulement d'un lobe non-confiné. Les différents traits sur chaque figure correspondent à différents temps par ordre croissant : traits pointillés, tirets, tirets-pointillés, pleins. La figure (a) correspond au régime transitoire, la figure (b) à l'écoulement établi avec un chenal central en écoulement et des bords (ou épaules) quasi-statiques sur les côtés, et la figure (c) montre la vidange du chenal central après fermeture de l'alimentation conduisant au dépôt de type levées/chenal.

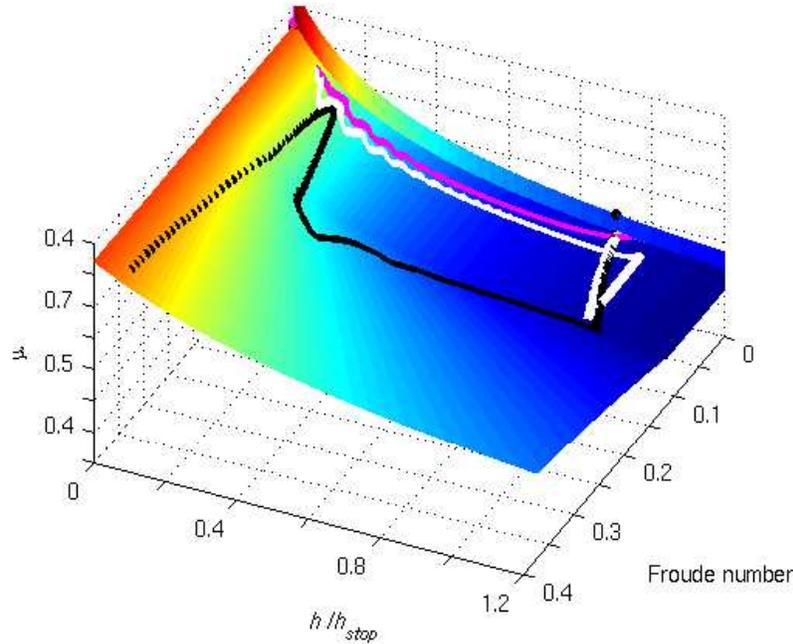


FIG. 28 – Coefficient de friction $\mu(Fr, h/h_{stop})$ défini par la loi de *Pouliquen et Forterre* [2002] en fonction du nombre de Froude et de la hauteur normalisée h/h_{stop} pour un écoulement non-confiné. La ligne pointillée noire représente le trajet dynamique d'un point N_1 situé au milieu du plan dans le chenal central, la ligne pointillée violette le trajet d'un point N_2 situé au sein des épaules quasi-statiques, la ligne pointillée blanche correspond à un point N_3 initialement situé à la frontière entre les épaules quasi-statiques et le chenal central.

Ce travail ne constitue évidemment qu'un premier pas car de nombreux problèmes restent en suspens : peut-on reproduire ces écoulements avec d'autres lois de comportement comme celle proposée par Hutter et collaborateurs ? Que donne la comparaison quantitative entre simulations numériques et expériences ? Quel est le rôle de la transition statique/mobile dans la dynamique de ces écoulements et dans la morphologie de leur dépôt ?

L'outil numérique permettant d'accéder à toutes les grandeurs physiques calculées dans le modèle comme les forces mises en jeu, le coefficient de friction calculé, etc., une analyse plus poussée des résultats permet de mettre en évidence quelles parties de la loi de comportement déduite de la relation (21) étendue aux faibles nombres de Froude sont explorées par l'écoulement. De plus, dans le cadre du modèle, il est possible de proposer des mécanismes conduisant à la formation des structures observées. Comme dans le cas de l'écoulement d'un milieu granulaire confiné sur un plan incliné (figure 22), un capteur a été placé au centre du plan $N_1(L/2, W/2)$ où L est la longueur du plan et W sa largeur. La ligne noire sur la figure 28 représente l'évolution au cours du temps des variables $(\mu, Fr, h/h_{stop})$ au point N_1 . Le trajet dynamique du point N_1 sur la loi de comportement définie par la surface colorée $\mu(Fr, h/h_{stop})$ montre que très rapidement le nombre de Froude en ce point est à peu près constant alors que l'épaisseur de la masse augmente. L'évolution du coefficient de friction au point N_1 dépend donc essentiellement de l'épaisseur h , la vitesse augmentant proportionnellement à \sqrt{gh} (figure 28). Finalement, l'écoulement dans le chenal central atteint un régime quasi-stationnaire représenté par le point d'épaisseur maximale sur la figure 28. Une fois l'alimentation coupée, la phase d'arrêt explore le régime métastable et l'épaisseur ainsi que le nombre de Froude diminuent. D'autre

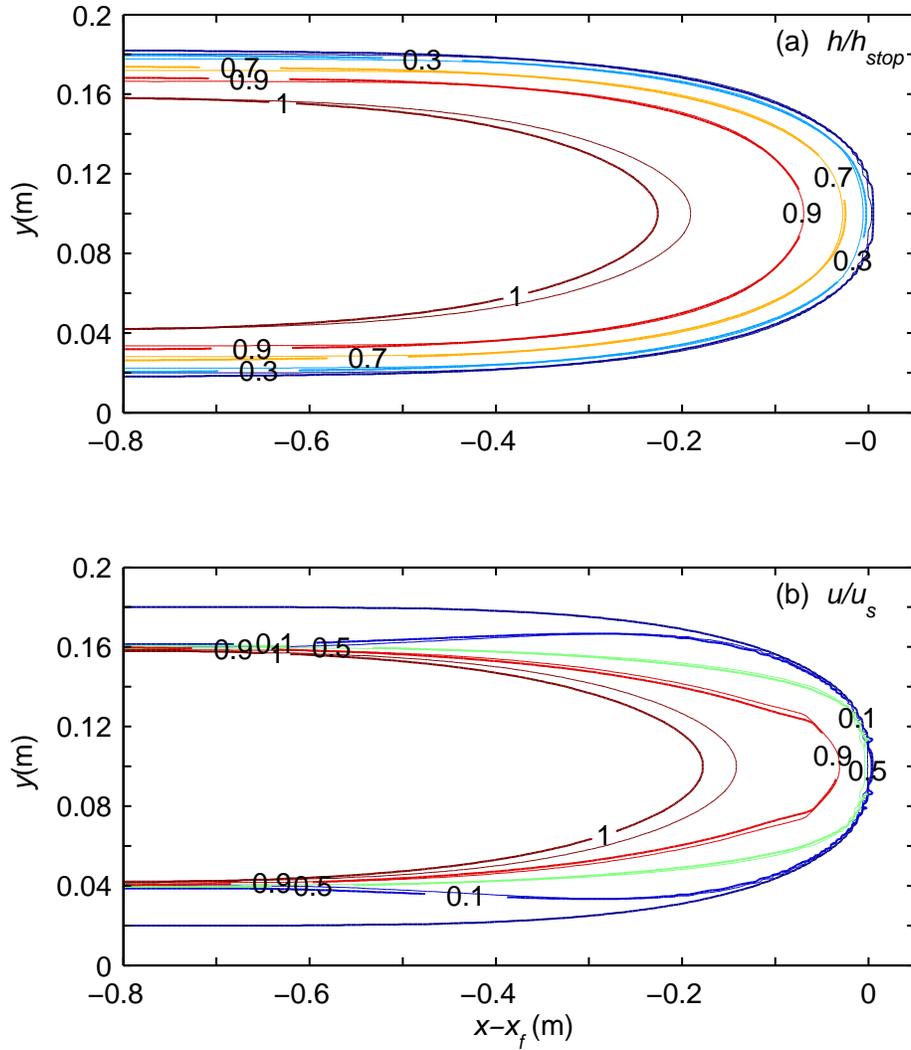


FIG. 29 – Vue de dessus de la zone frontale du lobe granulaire. Le contour du lobe frontal est représenté à 2 instants différents $t_1 = 90$ s (traits fins) et $t_2 = 115$ s (traits épais) dans un repère lié au front ($x = x_f$). Les isovaleurs de (a) l'épaisseur normalisée h/h_{stop} et (b) la vitesse le long de la pente normalisée u/u_s , où $u_s = \beta\sqrt{gh_{stop}}$ sont représentées à l'instant t_1 (traits fins) et t_2 (traits épais). Les traits fins et épais se superposent sur la figure montrant l'état stationnaire atteint par le front.

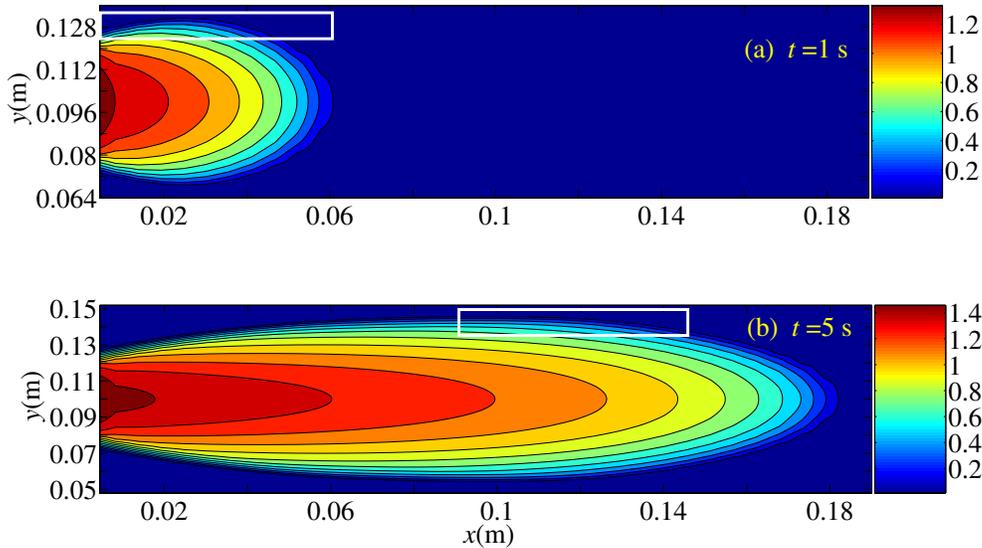


FIG. 30 – Vue de dessus de la zone frontale du lobe granulaire. Isovaleurs de l'épaisseur h/h_{stop} du lobe à $t = 1$ s, et à $t = 5$ s. Un zoom sur les zones encadrées en blanc est représenté sur la figure 31.

part, le trajet dynamique d'un point N_2 situé dans les épaules latérales quasi-statiques et représenté par la ligne pointillée violette sur la figure 28, explore exclusivement la partie métastable de la loi de comportement. La forme de la loi de comportement dans le régime métastable devrait donc significativement influencer la morphologie des zones quasi-statiques et donc des levées.

Un intérêt important de cette étude a été de montrer que l'analyse de la forme de ces épaules quasi-statiques et donc de la morphologie des levées s'avère une voie intéressante pour étudier la loi de comportement dans ce régime.

Grâce à l'analyse des forces mises en jeu dans le modèle, nous avons pu proposer une explication pour la formation d'écoulements auto-chenalisés. Les simulations montrent que la forme et la vitesse du front atteignent un état stationnaire (figure 29). En effet, en se plaçant dans un référentiel lié au front, et en représentant les isovaleurs de l'épaisseur à différents instants, il apparaît que ces isovaleurs se superposent montrant que la forme du front reste la même au cours du temps. Ceci est également vrai pour les vitesses. De plus, les simulations montrent que les zones quasi-statiques se forment derrière le front le long de son passage sur le plan. En effet, juste derrière le front, le vecteur vitesse change de direction : au centre du lobe, la direction de la vitesse correspond à la ligne de plus grande pente alors que le vecteur vitesse s'oriente de plus en plus vers la direction transverse quand on se rapproche des bords latéraux de l'écoulement (figures 30 et 31). Nous avons montré que cette rotation est due à la compétition entre la force de gravité, la force de gradient de pression et la force de friction. Plus précisément, en se rapprochant des bords latéraux, l'augmentation de la force de friction due à la diminution de l'épaisseur est plus importante que l'augmentation de la force motrice due au gradient de la surface libre $\partial h/\partial y$. Cet équilibre entraîne une diminution des vitesses transverses quand on se rapproche des bords latéraux de l'écoulement. Cette diminution est encore plus forte pour la composante des vitesses dans la direction de plus grande pente car cette fois, quand on se rapproche des bords, la force motrice due au gradient de la surface libre $\partial h/\partial x$ reste à peu près constant alors que la friction augmente à cause de la diminution de l'épaisseur. Ces deux effets conduisent à une

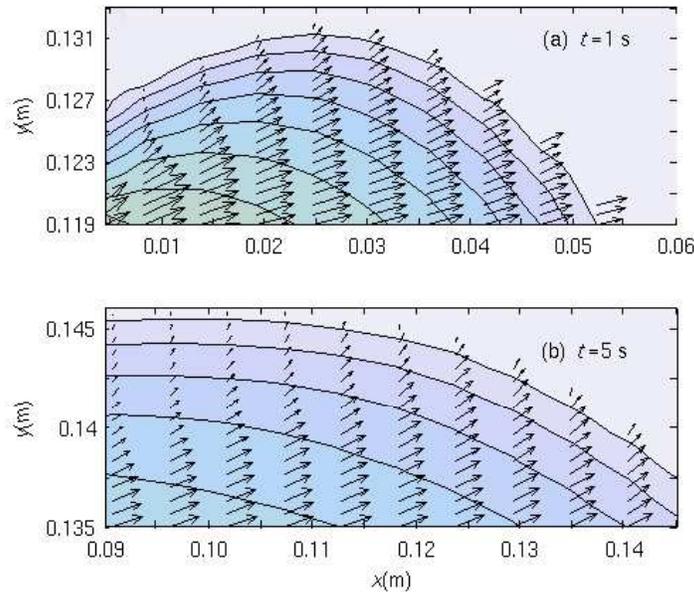


FIG. 31 – Vue de dessus de la zone frontale du lobe granulaire. Zoom sur les zones encadrées en blanc sur la figure 30. Isovaleurs de l'épaisseur h/h_{stop} (10 isovaleurs) et vecteurs représentant la vitesse \mathbf{u} en pluri, (a) juste derrière le front à $t = 1 \text{ s}$, et (b) une dizaine de centimètres en amont à $t = 5 \text{ s}$.

diminution de la valeur absolue de la vitesse quand on se rapproche des bords latéraux associée à une rotation du vecteur vitesse de la direction de plus grande pente vers la direction transverse créant des zones quasi-statiques derrière le front. Ainsi, au moins dans le cadre de notre modèle, la dynamique du front et la dépendance de la friction avec la hauteur semblent être responsables de la création de zones quasi-statiques et par conséquent, après l'arrêt de l'alimentation, de la morphologie en levées-chenal de l'écoulement. Il faut s'attendre à ce que l'équilibre réel soit modifié par l'existence de contraintes de cisaillement perpendiculaires au plan incliné en particulier à la frontière entre zone en écoulement et zone quasi-statiques. Ces contraintes sont en effet négligées dans les modèles LWA. Une grande avancée des développements LWA consisterait à prendre en compte ces contraintes qui jouent certainement un rôle important dans la dynamique des écoulements auto-chenalisés. Même si qualitativement, le processus peut rester le même, les prédictions quantitatives seront forcément affectées par la prise en compte de cette dissipation. De plus, rien ne dit que la loi proposée par Hutter et collaborateurs ne permette pas de reproduire les écoulements auto-chenalisés avec un autre équilibre des forces. Ce type de simulations permettraient d'enrichir de manière importante l'étude comparative des effets des différentes lois proposées dans la littérature.

5.3 Effondrement de colonnes granulaires

Collaboration avec Eric Lajeunesse et Jean-Pierre Vilotte, IPGP et François Bouchut, DMA

Les effets complexes mis en évidence lors d'écoulements auto-chenalisés suggèrent d'étudier une configuration d'écoulement non-stationnaire plus simple. L'effondrement de colonnes granulaires sur un plan horizontal constitue une des expériences les plus simples où la topographie (au minimum

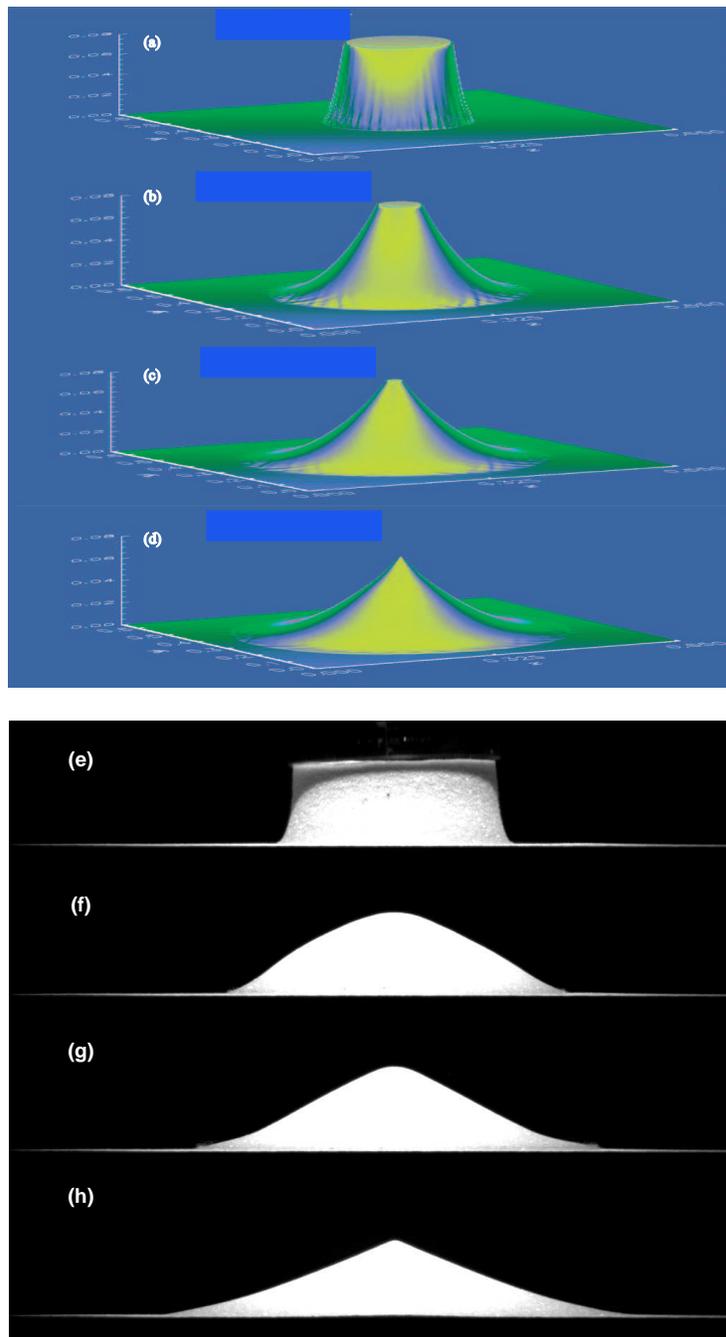


FIG. 32 – Simulation numérique (a-d) et résultats expérimentaux (e-h) correspondant au temps $t = 15$ ms (a) et (e), $t = 75$ ms (b) et (f), $t = 120$ ms (c) et (g), et au moment du dépôt (d) et (h), montrant l'effondrement d'une colonne granulaire de rapport d'aspect $a = 0.8$. Les couleurs ne correspondent qu'à l'éclairage imposée dans les figures (a-d).

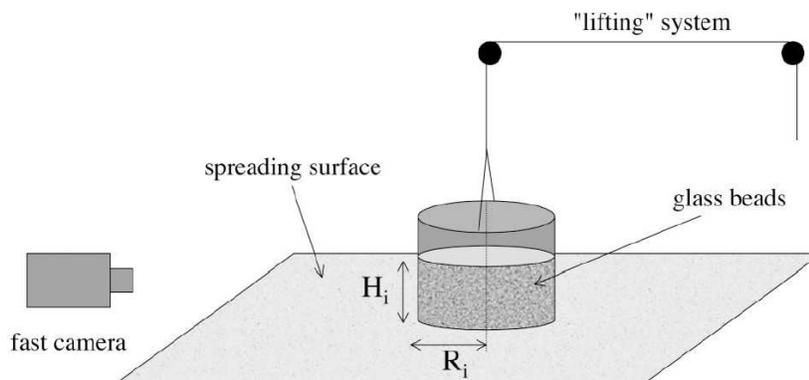


FIG. 33 – Schéma du dispositif expérimental. Un cylindre contenant une colonne de grains de rapport d'aspect $a = H_i/R_i$ est brusquement soulevé par une poulie. La masse granulaire s'étale sur un plan incliné, filmée par une caméra rapide.

l'angle d'inclinaison du plan) ne joue pas. Pourtant ce n'est que très récemment que plusieurs études parallèles aussi bien expérimentales que numériques ont été menées dans ce sens. L'idée originale a été d'effectuer de nombreuses expériences en faisant varier les paramètres géométriques de la masse mise en jeu et les caractéristiques frictionnelles du matériau et du support sur lequel la masse s'étale. Avec Eric Lajeunesse, IPGP, nous avons eu l'idée d'étudier les effondrements de colonnes granulaires à la fois expérimentalement et numériquement.

5.3.1 Expérience de laboratoire

J'ai participé aux expériences de laboratoire développées par Eric Lajeunesse à l'IPGP, consistant à laisser s'effondrer une masse granulaire cylindrique de hauteur initiale H_i et de rayon R_i sur un plan horizontal (figure 33). L'essentiel des expériences ont été effectuées avec des billes de verre de diamètre $d = 350 \pm 50 \mu\text{m}$ pour lesquelles l'angle de repos θ_r et l'angle d'avalanche θ_a ont été estimés en mesurant les variations de la pente d'un tas de grains construit en laissant tomber doucement des billes d'une faible hauteur au-dessus du tas. Les angles trouvés sont $\theta_r \simeq 21^\circ$ et $\theta_a \simeq 29^\circ$. Les profils de la masse pendant l'étalement sont mesurés à l'aide d'une caméra rapide jusqu'à l'arrêt [Lajeunesse *et al.*, 2004]. Les mêmes expériences ont été menées parallèlement en Angleterre par Lube *et al.* [2004] et Balmforth and Kerswell [2005]. De nombreuses expériences ont été réalisées en faisant varier le volume et le rapport d'aspect de la colonne de grains initiale $a = H_i/R_i$ (figure 17). Le paramètre important s'est avéré être, non pas le volume, mais le rapport d'aspect de la masse déstabilisée. En effet, trois régimes d'écoulement ont été mis en évidence en fonction du rapport d'aspect de la masse initiale. Les résultats de ces expériences montrent que la vitesse et l'épaisseur de la masse en écoulement, normalisées par les bonnes variables, dépendent uniquement du rapport d'aspect de la masse initiale. De plus, il apparaît que la longueur de runout (le rayon final du dépôt) et la forme du dépôt dépendent peu des propriétés du substratum (lisse ou rugueux, rigide ou érodable) et de la taille des billes pour de petits rapports d'aspect (figure 34). Cette figure montre que les propriétés physiques du matériau granulaire et du substratum affectent essentiellement la forme du dépôt et non son extension, cette influence augmentant avec le rapport d'aspect. Cette dépendance augmente avec le rapport d'aspect mais la distance de runout et la vitesse normalisées ne dépendent pas des propriétés du substratum et de la taille des billes, mais seulement du rapport d'aspect a .

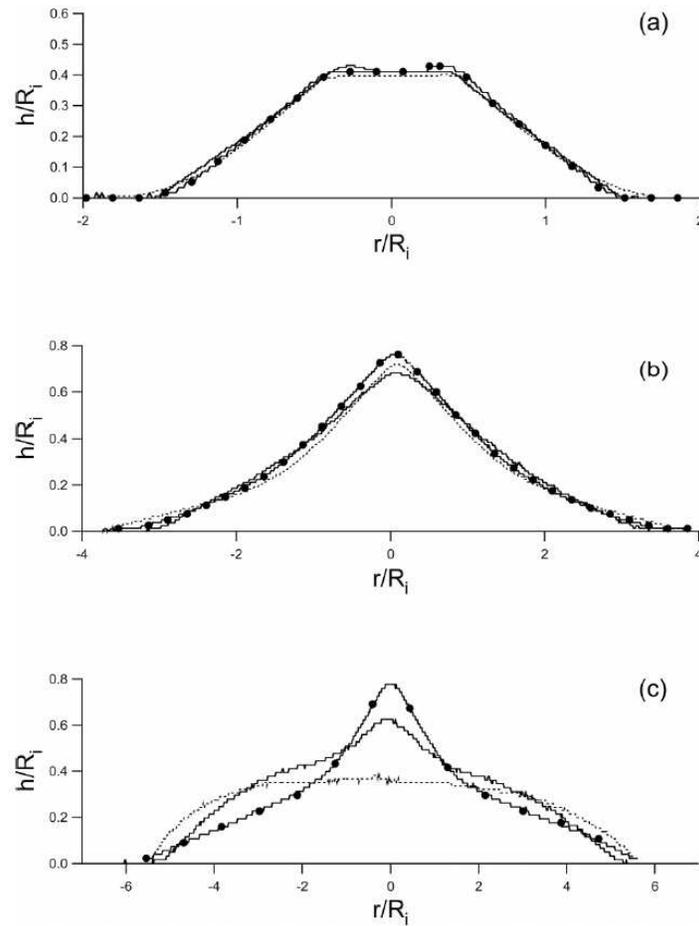


FIG. 34 – Profil de hauteur du dépôt normalisé h/R_i en fonction du rayon du tube R_i . (a) $a=0.41$, (b) $a=1.95$, (c) $a=6.2$. Les traits pleins avec des cercles correspondent à l'étalement d'une masse de billes de verre de diamètre $d = 350\mu\text{m}$ sur du papier de verre de rugosité $\lambda = 540\mu\text{m}$, les traits pleins correspondent à un substrat en papier de verre avec des billes de diamètre $d = 1150\mu\text{m}$, et les pointillés à un substrat en bois et des billes de diamètre $d = 350\mu\text{m}$.

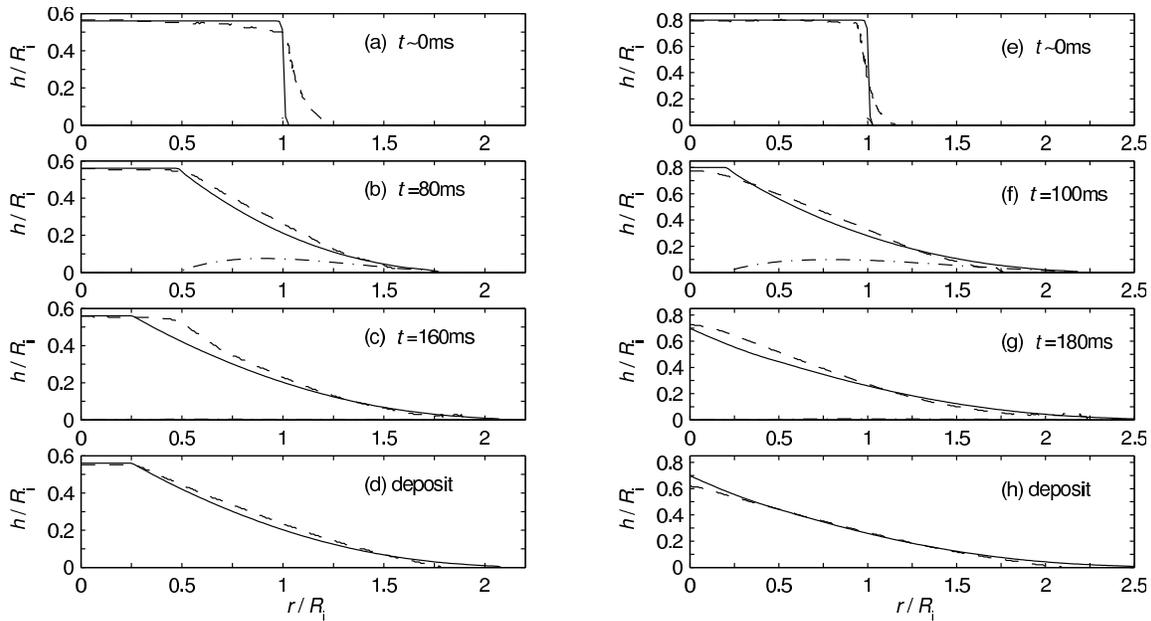


FIG. 35 – Comparaison entre simulations basées sur le modèle LWA et expériences d’effondrement granulaires pour (a-d) un rapport d’aspect $a = 0.56$ et un rayon initial $R_i = 70.5$ mm, (e-h) un rapport d’aspect $a = 0.8$ et un rayon initial $R_i = 70.5$ mm. Les profils de hauteur simulés numériquement $h(r/R_i, t)/R_i$ en fonction du rayon normalisé sont représentés en traits pleins alors que les profils expérimentaux sont représentés par des tirets. Les flux $hu(r/R_i, t)/(R_i\sqrt{gH_i})$ calculés numériquement sont ajoutés sur la figure en tirets-pointillés. Les simulations sont effectuées avec un angle de friction $\delta = 32^\circ$.

5.3.2 Simulation numérique

Ces expériences de laboratoire ont permis de tester les modèles LWA dans des configurations non-stationnaires et aux limites des hypothèses inhérentes à l’approximation d’ondes longues (v. paragraphe 4). Comme dans tout modèle empirique, il est nécessaire de calibrer les paramètres du modèle pour comparer les résultats numériques avec les expériences, même si, idéalement, la prise en compte de paramètres mesurables indépendamment, constitue un des objectifs du développement de modèles empiriques. Dans le cas de modèles impliquant des paramètres ajustables, un critère de qualité est d’utiliser un minimum de paramètres. Dans cette optique, une loi de Coulomb simple avec un coefficient de friction constant ($\mu = \tan \delta$) est utilisée. Le modèle LWA a été calibré pour reproduire l’extension du dépôt obtenu expérimentalement pour un rapport d’aspect $a = 0.56$ (figure 35) donnant un angle de friction $\delta = 32^\circ$. L’angle de friction empirique est donc de l’ordre de l’angle d’avalanche $\delta \simeq \theta_a + 3$. Par contre, une fois calibré sur une expérience, la pertinence du modèle est jugée par sa capacité à simuler d’autres expériences impliquant le même matériau et le même substrat mais dans des configurations différentes. Plusieurs simulations ont donc été faites en faisant varier le volume et le rapport d’aspect de la masse initiale. La figure 35 (e-h) montre que la simulation d’une expérience de laboratoire d’étalement d’une masse de rapport d’aspect initial $a = 0.8$ (traits pleins), différente de celle sur laquelle l’angle de friction a été calibré, est également en très bon accord avec les résultats expérimentaux (tirets) sans ajustement supplémentaire du coefficient de friction. Ainsi, malgré les hypothèses fortes faites dans le modèle LWA en particulier concernant les hétérogénéités verticales liées à l’apparition d’une couche de grains statiques à la base de l’écoulement (cf. paragraphe 4), cet

outil numérique empirique contient suffisamment d'informations pour reproduire les caractéristiques principales de l'évolution du profil de la colonne au cours du temps ainsi que la morphologie du dépôt pour des rapports d'aspects assez petits ($a < 0.7 - 0.8$) avec seulement un paramètre ajustable.

Une des questions importante soulevée par cette étude est de comprendre pourquoi les modèles LWA capturent la dynamique moyenne des effondrements pour $a < 0.7 - 0.8$ alors que l'hétérogénéité verticale n'est pas prise en compte. Ces résultats sont-ils simplement liés au choix du coefficient de friction empirique rentré dans le modèle ? Si c'est le cas, cela signifierait qu'il est possible d'ajuster les simulations sur une expérience pour un rapport d'aspect donné pour pouvoir simuler les expériences quelque soit le rapport d'aspect. Cette hypothèse serait corroborée par les résultats des simulations discrètes montrant que l'hétérogénéité verticale ne change pas fondamentalement quand on augmente le rapport d'aspect (v. paragraphe 4).

Pour évaluer le l'effet sur les résultats de la loi de comportement introduite dans le modèle, nous avons également modélisé ces effondrements en utilisant la loi empirique proposée par *Pouliquen and Forterre* [2002]. L'utilisation de cette loi ne permet pas d'obtenir d'aussi bons résultats en particulier concernant la forme du dépôt. Comme dans le cas d'un angle de friction constant, pour reproduire les expériences, il est nécessaire de prendre en compte des angles de friction de plusieurs degrés supérieurs aux valeurs expérimentales. De plus, en normalisant les vitesses et les hauteurs intervenant dans le coefficient de friction, il apparaît que cette loi dépend de H_i/d , où d est de l'ordre du diamètre des grains, donc globalement du nombre de grains présents verticalement dans la colonne initiale :

$$\mu(\|\tilde{\mathbf{u}}\|, h) = \tan \delta_1 + (\tan \delta_2 - \tan \delta_1) \exp\left(-\beta \frac{H_i}{d} \frac{\tilde{h}\sqrt{\tilde{h}}}{\|\tilde{\mathbf{u}}\|}\right), \quad (25)$$

où les variables \tilde{f} sont sans dimension. Ainsi cette loi introduit une dépendance des résultats en fonction de la hauteur de la colonne contredisant les expériences qui montrent une dépendance uniquement en fonction du rapport d'aspect initial de la masse [*Mangeney-Castelnau et al.*, 2005]. Ces différents résultats suggèrent qu'une bonne paramétrisation de la friction dans le cas d'effondrement de colonnes granulaires consiste à prendre en compte un coefficient de friction constant contrairement aux cas d'écoulements sur plan inclinés. A partir des simulations issues du modèle LWA, il est difficile de tirer des conclusions définitives car il est possible de se demander si ce n'est pas le fait de ne pas prendre en compte la présence de zones statiques et de zones mobiles qui, artificiellement, pour une raison complexe, conduit à de meilleurs résultats en utilisant un coefficient de friction constant.

Les simulations par éléments discrets (DM) semblent conforter l'hypothèse d'un coefficient de friction effectif constant dans ce type d'écoulements [*Staron and Hinch*, 2005]. En effet, en définissant le coefficient de friction effectif μ_{eff} comme le coefficient de friction moyen auquel est soumis une colonne de grains depuis la déstabilisation jusqu'à l'arrêt de la masse, les simulations discrètes aboutissent à une valeur constante de ce coefficient, qui ne dépend pas du rapport d'aspect de la masse. Le calcul de μ_{eff} est effectué en supposant que la totalité de l'énergie est dissipée par le travail des forces de frottement sur la longueur parcourue par le centre de masse [*Staron and Hinch*, 2006].

Nous avons cherché à comparer le coefficient de friction effectif μ_{eff} calculé à partir d'un modèle DM à celui introduit dans le modèle LWA μ . Le coefficient de friction effectif calculé à partir du modèle DM dépend du coefficient de friction microscopique μ_m entre deux grains (paramètre d'entrée du modèle DM). Pour trouver l'équivalent de ce coefficient effectif pour le modèle LWA, le coefficient de friction μ a été calibré pour retrouver l'extension du dépôt obtenu pour un angle de friction microscopique μ_m donné. En comparant les fonctions $\mu(\mu_m)$ et $\mu_{eff}(\mu_m)$, il apparaît que ces coefficients de

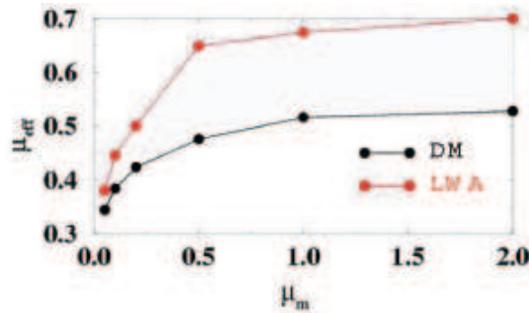


FIG. 36 – Coefficient de friction macroscopique μ_{eff} calculé à partir de simulations par un modèle DM de l'étalement 2D d'une masse granulaire par Lydie Staron en fonction du coefficient de friction microscopique μ_m utilisé dans le modèle DM (symboles rouges) et coefficient de friction empirique μ introduit dans le modèle LWA pour reproduire l'extension du dépôt calculé à partir du modèle DM pour un angle de friction microscopique μ_m donné (symboles noirs).

friction macroscopiques évoluent qualitativement de la même manière en fonction du coefficient de friction microscopique (figure 36). Une saturation de ces fonctions quand le coefficient de friction microscopique augmente est observée dans les deux approches. Par contre, il est nécessaire d'introduire dans le modèle LWA un coefficient de friction μ supérieur à son équivalent calculé par le modèle DM μ_{eff} pour obtenir les mêmes extensions (runout). Ceci est dû à l'hypothèse de pression hydrostatique qui, comme nous l'avons décrit au paragraphe 4 surestime les forces motrices.

5.4 Isotropie ou anisotropie des contraintes normales ?

Collaboration avec Marina Pirulli et Claudio Scavia, Politecnico, et Marie-Odile Bristeau, INRIA

Une grande polémique subsiste concernant la loi de comportement proposée par *Savage and Hutter* [1989] et généralement utilisée en géophysique. Cette loi suppose une anisotropie des contraintes normales selon les conditions de déformations. Cette loi fait intervenir plusieurs valeurs possibles du coefficient K reliant la contrainte longitudinale à la contrainte normale (équation (17)). Dans les équations du mouvement K apparaît devant le terme de gradient de surface libre (v. équation (1)) et prend les valeurs définies par (19) pour un écoulement 1D. Dans le cas 2D, K peut prendre quatre valeurs correspondant à la possibilité d'avoir une compression ou une dilatation dans la direction de l'écoulement ou dans la direction transverse. Telle qu'elle a été proposée dans les articles de *Hutter and co.*, cette loi n'est pas invariante par rotation et dépend des directions des axes du système de coordonnées. Pour palier à ce problème, d'autres formulations ont été proposées décrivant un comportement anisotrope ne dépendant que de l'état de dilatation ou de compression global du tas granulaire. Dans ce cas, selon le signe de la divergence des vitesses, deux valeurs seulement du coefficient k sont possibles, ne permettant pas de distinguer la déformation dans la direction de l'écoulement et dans la direction transverse. L'effet de l'anisotropie des contraintes consiste à renforcer la force motrice due au gradient de pression (lié au gradient de surface libre) dans le cas d'un matériau soumis à une compression. C'est le cas par exemple dans la direction de l'écoulement quand la pente sous-jacente diminue fortement. Au contraire, dans le cas d'une dilatation du matériau en écoulement, comme c'est le cas sur un plan suffisamment incliné, l'anisotropie induit une diminution de la force motrice due au gradient de pression dans la direction de l'écoulement.



FIG. 37 – Gauche : Expérience de laboratoire menée par *Gray et al.* [1999] (figure McDougall) ; droite : expérience de laboratoire développée par *McDougall and Hungr* [2004]. Photo McDougall, University of British Columbia.

5.4.1 Topographie avec changement de pente

Dans le cadre de la thèse de Marina Pirulli, nous avons simulé des expériences menées par *Gray et al.* [1999] pour évaluer l'effet de l'hypothèse d'anisotropie des contraintes sur le comportement de la masse [*Pirulli et al.*, 2006]. Ces expériences de laboratoire consistent à lâcher une calotte granulaire sur une topographie inclinée et partiellement confinée débouchant sur un plan horizontal (37 gauche). Nous avons comparé les résultats numériques obtenus en prenant en compte ou non l'anisotropie des contraintes normales. L'effet de l'anisotropie induit une décélération du front le long du plan incliné et une accélération quand la masse atteint la zone de convergence puis le plan horizontal (figure 38). L'étude que nous avons menée montre que, dans le cadre de cette loi de comportement anisotrope, il est important d'introduire un comportement différent en fonction du gradient de vitesses suivant chaque direction et pas seulement en fonction du signe de la divergence. En effet, quand la masse atteint le plan horizontal elle subit une déformation en compression dans la direction de l'écoulement car la pente diminue, alors que l'absence de confinement latéral dans cette zone lui permet d'être dans un état de dilatation dans la direction transverse (figure 38). La compression le long de la pente l'emportant en valeur absolue sur la dilatation transverse, le signe de la divergence est négatif et la masse peut s'étaler plus rapidement dans toutes les directions. Cela a un effet positif sur la longueur de runout qui atteint la valeur mesurée expérimentalement, mais cet effet conduit à un étalement beaucoup trop important dans la direction transverse. Dans une loi anisotrope faisant intervenir quatre valeurs de K selon les états de déformation dans les deux directions, l'état de dilatation transverse aurait conduit à réduire l'expansion transverse tout en augmentant l'expansion longitudinale et ainsi à se rapprocher des observations expérimentales. Il semble ainsi nécessaire de proposer une loi de comportement anisotrope invariante par rotation mais prenant en compte des états de compression et de dilatation directionnels. Une telle loi a été récemment proposée par *Denlinger and Iverson* [2004]. Reste à savoir si d'autres types de loi à seuil que la loi de Coulomb seraient mieux adaptées au comportement d'un milieu granulaire en écoulement.

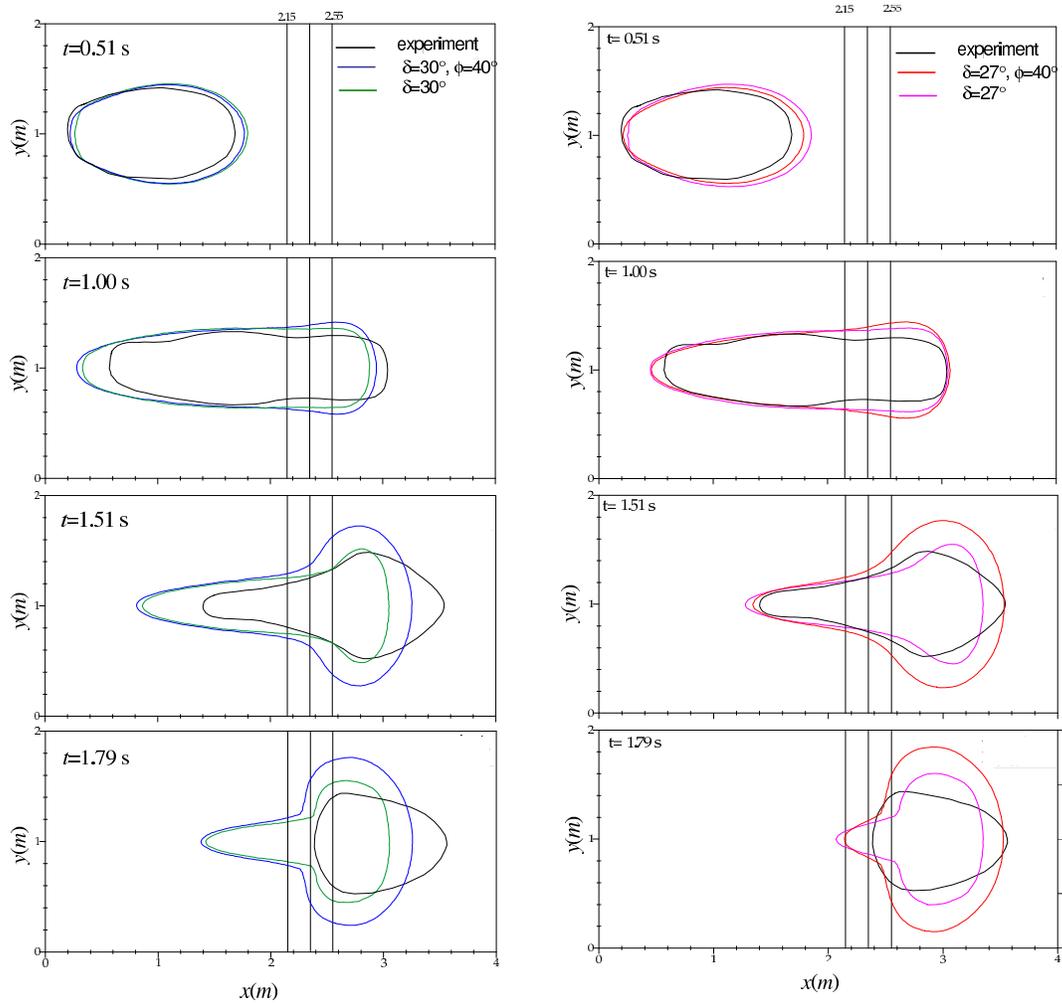


FIG. 38 – Simulation numérique de l'étalement d'une calotte granulaire sur une topographie confinée débouchant sur un plan horizontal. A gauche : simulations avec un angle de friction constant $\delta = 30^\circ$ (contours verts) et avec une loi anisotrope avec un angle de friction basal $\delta = 30^\circ$ et un angle de friction interne $\phi = 40^\circ$ (contours bleus) ; à droite : simulations avec un angle de friction constant $\delta = 27^\circ$ (contours violets) et avec une loi anisotrope avec un angle de friction basal $\delta = 27^\circ$ et un angle de friction interne $\phi = 40^\circ$ (contours rouges). Les contours expérimentaux sont représentés en noir.

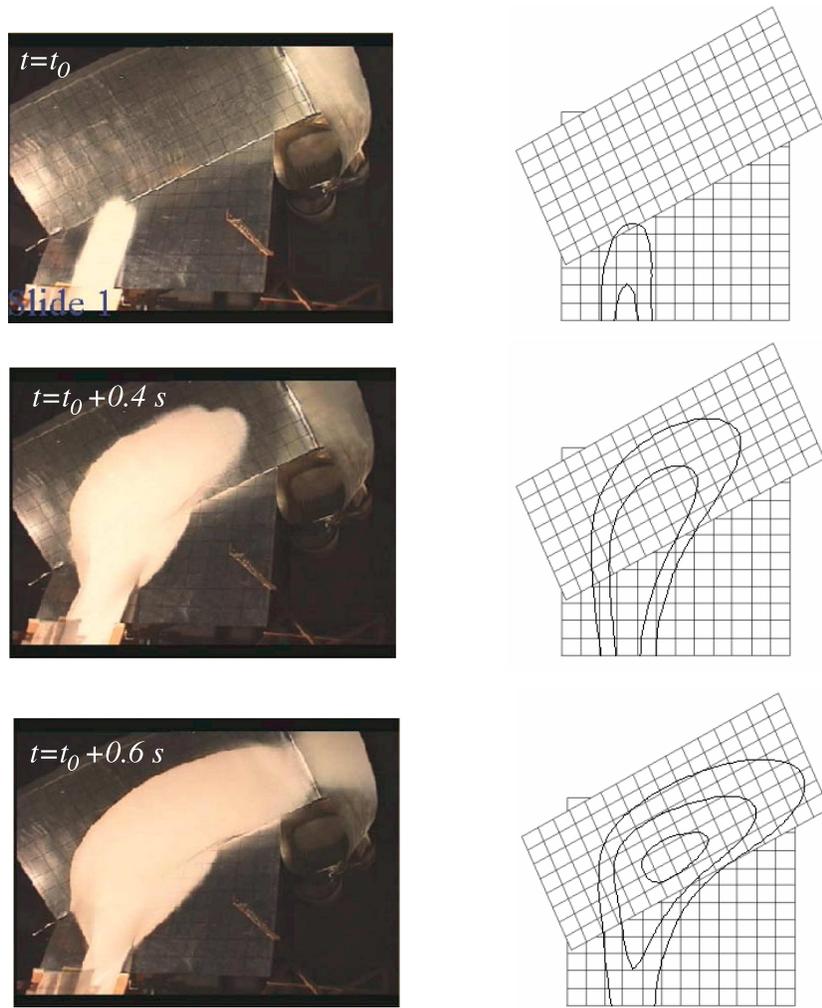


FIG. 39 – Simulation d’une expérience de changement de direction menée par *McDougall and Hungr* [2004] à partir du code cinétique $RASH^{3D}$. Figure modifiée à partir de *Pirulli* [2005]

5.4.2 Topographie avec changement de direction

Des études plus poussées sont en cours pour évaluer la sensibilité de l’écoulement à un changement de direction de la topographie et cela en fonction de la loi de comportement introduite dans le modèle. Une expérience de laboratoire prenant en compte un changement de direction de la topographie a été développée à l’Université de British Columbia (figure 37 droite). Les premiers résultats issus des simulations de cette expérience montrent que ce changement de direction est bien reproduit numériquement en introduisant une loi de comportement anisotrope dépendant du signe de la divergence des vitesses (figure 39). Dans cette simulation, les paramètres utilisés dans la simulation sont de l’ordre de ceux mesurés expérimentalement en étudiant la stabilité d’un tas de grains conique sur un plan métallique. L’angle de friction basal δ correspond à l’angle d’inclinaison pour lequel un glissement basal est observé, l’angle de friction interne Φ correspond à l’angle de repos du matériel lui-même.

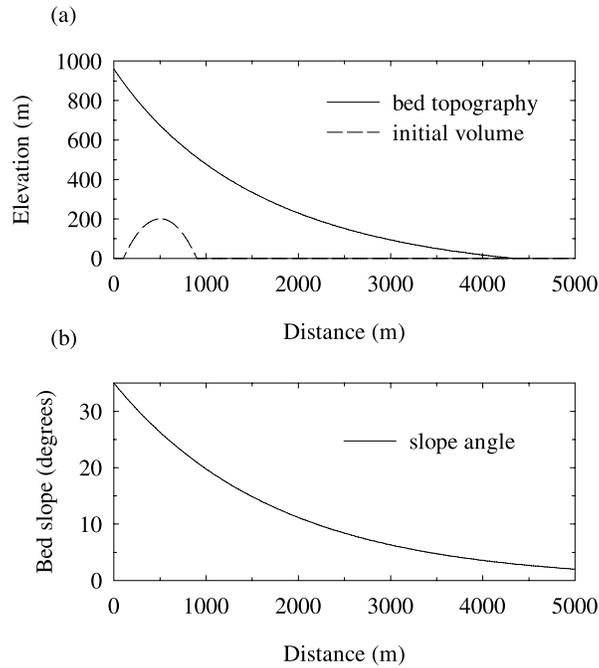


FIG. 40 – (a) Topographie du lit représentée dans le repère cartésien (traits pleins) et volume initial (tirets) dans le référentiel lié à la topographie : la calotte granulaire est lâchée avec une vitesse nulle sur la topographie (b) angle de la pente de la topographie en fonction de la distance.

5.5 Loi de comportement et forme du dépôt

Lors de la simulation de cas réels, il est difficile de discerner l'effet de la topographie complexe de l'influence de la loi de comportement utilisée. Pour évaluer plus en détail l'effet de la loi de comportement nous nous sommes attachés à la simulation de l'écoulement d'une masse sur une topographie simplifiée 1D (figure 40). Le rapport d'aspect initial de la masse est $a = H_i/R_i = 0.4$. L'étude des effondrements de colonnes granulaires présentée dans le paragraphe 5.3.2 a montré que le modèle permettait de reproduire correctement l'étalement de masses granulaires de rapport d'aspect $a < 0.7$. De plus, très rapidement la masse s'étale et le rapport d'aspect du dépôt est très petit $a = 0.04$. Cette topographie théorique et la masse déstabilisée ont été choisies de telle manière à reproduire les caractéristiques de l'avalanche du Boxing Day, Montserrat simulée sur une topographie 2D dans le paragraphe 6.2.1. La pente est invariante dans la direction y et décroît exponentiellement en fonction de la distance dans la direction x . L'angle de la pente varie de 35° au sommet à quelques degrés à la base sur à peu près 4500 m.

Dans cette configuration simple, j'ai étudié l'effet de différentes lois de comportement (friction constante, anisotropie des contraintes, loi empirique de *Pouliquen* [1999]) sur la forme de la masse en écoulement et du dépôt. Les résultats numériques montrent que les différentes lois changent peu l'écoulement pendant les premières secondes. Par contre les profils se différencient au cours du temps pour conduire à des dépôts de formes très différentes même si leur extension est comparable (figure 41). Ces différences de forme ne sont pas seulement observées sur le dépôt mais également pendant l'écoulement. Avec la loi isotrope à coefficients de friction constants, l'essentiel de la masse est située à l'amont du dépôt quelque soit l'angle de friction utilisé δ (figure 41). La loi de *Pouliquen* [1999] conduit à des fronts plus marqués : l'essentiel de la masse est située vers l'avant du dépôt et la queue est très étalée.

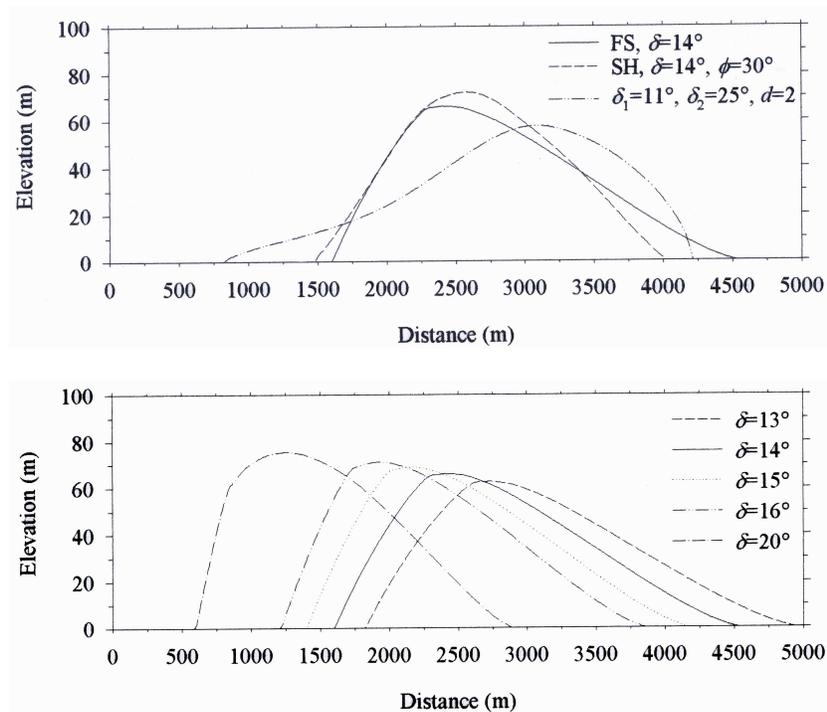


FIG. 41 – En haut : Dépôts obtenus pour la loi de friction à coefficient constant (traits pleins), la loi anisotrope (tirets) et la loi de Pouliquen (tirets-pointillés); en bas : dépôts obtenus pour la loi de friction à coefficient constant pour différents angles de friction δ .

Dans cette loi, le coefficient de friction augmente quand l'épaisseur diminue. Ainsi, au niveau du front, la masse est soumise à une friction importante et se fait progressivement rattraper par la masse située juste derrière. Au contraire, la queue de l'écoulement s'éloigne de plus en plus de la partie centrale de la masse. On observe un décalage similaire bien que moins marqué quand on prend en compte la loi de comportement anisotrope, en particulier au niveau du front. La loi anisotrope permet un étalement plus grand quand la masse est soumise à une compression, ce qui est le cas ici car la pente diminue. Les compressions maximales ont lieu aux endroits où la pente varie le plus c'est à dire à l'arrière de la masse. La masse située juste derrière le front s'étale donc plus facilement et rattrape le front plus rapidement que dans le cas isotrope. La forme de la masse évolue donc en fonction de l'histoire de la déformation à laquelle elle est soumise depuis les premiers instants.

Il semblerait que les dépôts d'avalanches sur le terrain et les résultats expérimentaux mettent en évidence un dépôt avec un front plutôt marqué comme celui trouvé en utilisant la loi de *Pouliquen* [1999] sur la figure 41. La forme du front obtenue pour un écoulement stationnaire uniforme sur un plan incliné en utilisant cette loi a été étudié en détails et comparée aux expériences de laboratoire par *Pouliquen* [1999b]. La comparaison entre les simulations et les expériences menées par *Gray et al.* [1999] en utilisant une loi isotrope ou anisotrope, montrent que le dépôt calculé numériquement présente un maximum d'épaisseur situé plus en amont que celui observé expérimentalement. Par contre, les contours de la masse sont en très bon accord avec les expériences. Au vu de nos résultats, il semble que dans ce cas la loi de *Pouliquen* [1999] pourrait mieux reproduire la répartition de masse observée sur le dépôt. Des expériences de laboratoire sur ce type de topographie simples seraient extrêmement utiles pour analyser les résultats des modèles numériques LWA.

5.6 La phase d'arrêt : une mine d'informations sur le comportement du milieu granulaire

Les simulations numériques sont généralement comparées aux profils d'écoulement et de dépôt mesurés expérimentalement ou numériquement. Pourtant l'étude de la phase d'arrêt s'avère elle aussi très riche d'enseignements. Les différentes études que j'ai menées ont mis en évidence l'importance de la phase d'arrêt comme outil de comparaison avec les expériences et comme indicateur des limites des modèles.

L'observation de la phase d'arrêt peut être très utile pour discriminer la bonne loi de comportement en comparant les simulations à des expériences de laboratoire. Des expériences numériques par éléments discrets et des expériences de laboratoire montrent que lors de la phase d'arrêt il y a une propagation verticale de la consolidation du milieu granulaire. L'absence de prise en compte de ce phénomène dans les modèles actuels limite évidemment l'étendue des conclusions qu'il est possible de tirer d'une telle comparaison. Une fois, la transition statique/mobile introduite dans les modèles, l'étude de cette phase d'arrêt permettra éventuellement de fournir des indications sur la pertinence de la loi de comportement introduite dans les modèles.

5.6.1 Phase d'arrêt et loi de comportement

Une première étude a consisté à mettre en évidence l'influence de la loi de comportement introduite dans les modèles sur le déroulement de la phase d'arrêt calculée numériquement. Numériquement, la masse s'arrête si les forces motrices \mathcal{F} , c'est à dire la gravité, le gradient de pression, et les forces

d'inertie définies par les équations (10)-(12), sont supérieures à une contrainte seuil σ_c proportionnelle au coefficient de friction μ (v. paragraphe 3.3.2). La phase d'arrêt dépendra donc de l'équilibre des forces localement, équilibre qui dépend directement de la loi de comportement par l'intermédiaire du coefficient de friction μ . L'analyse de la phase d'arrêt dans le cas théorique d'une masse en écoulement sur une topographie 1D simplifiée (figure 40) décrite dans le paragraphe 5.5 a montré que la phase d'arrêt se déroule de manière très différente suivant la loi de comportement utilisée dans le modèle. Si l'arrêt s'initie au niveau du front de l'écoulement et se propage vers l'amont dans le cas d'une loi de friction à coefficient constant (figure 42), dans le cas de la loi à coefficient variable, c'est la partie centrale de la masse qui commence par s'arrêter et la phase d'arrêt se propage simultanément vers le front et la queue de l'écoulement (figure 43). En analysant les forces mises en jeu lors de l'écoulement et de l'arrêt de la masse, il apparaît que cette différence est reliée à la forme de la masse héritée du comportement tout au long de l'écoulement plutôt qu'à la forme de la loi de comportement au moment de l'arrêt. En effet, une fois proche de l'arrêt, la force d'inertie (10) et la force d'accélération temporelle (9) sont négligeables et l'écoulement est géré par l'équilibre entre la gravité, le frottement et le gradient de pression lié au gradient de surface libre (figure 43).

Quel équilibre des forces pousse la masse à s'arrêter au niveau du front avec la loi de friction à coefficients constant alors que le front s'arrête plus tard dans la loi de *Pouliquen* [1999] ? Au niveau du front, la force de friction est plus petite dans la loi à coefficient constant que dans la loi de *Pouliquen* où la friction augmente quand l'épaisseur diminue. Dans la loi à coefficient constant, le front est très étalé et le gradient de la surface libre est négligeable (figure 44). Au contraire, dans le cas de la loi de *Pouliquen*, le front étant très marqué, le gradient de pression devient suffisamment grand pour jouer un rôle moteur important permettant au front de s'écouler alors que la masse derrière lui, dont le gradient de surface est beaucoup plus faible s'arrête en atteignant de faibles pentes (figure 45). Ce gradient de surface important au niveau du front compense la friction plus élevée due à une diminution de la hauteur. Le déroulement de la phase d'arrêt en utilisant la loi anisotrope de *Savage-Hutter* est qualitativement similaire à celui observé pour la loi de *Pouliquen*. Ainsi des similarités semblent ressortir entre ces deux lois. Cette étude met en évidence, une fois de plus, le rôle clé des forces de gradient de pression dans les régions à faible nombre de Froude (cf. paragraphe 5.1)

5.6.2 Confrontation simulation/expérience d'effondrements granulaires

Nous avons comparé le déroulement de la phase d'arrêt simulée et de la phase d'arrêt observée dans l'expérience de lâché de colonnes granulaires. Dans ce cas, qui se situe à la limite des approximations faites dans les modèles d'ondes longues, les phases d'arrêt simulées et observées sont radicalement différentes. En effet, expérimentalement, les images acquises avec une caméra rapide montrent, qu'à la surface du tas la phase d'arrêt se propage du front vers le centre de l'écoulement alors que dans nos simulations le déroulement de la phase d'arrêt dépend du rapport d'aspect initial de la masse en étalement (figure 46). Pour un petit rapport d'aspect ($a = 0.56$) l'arrêt se propage globalement du front vers le centre de la masse alors que pour un rapport d'aspect supérieur ($a = 0.8$), l'arrêt se propage du centre de la masse vers le front. En filmant la phase d'arrêt de dessous du plan en utilisant un support en plexiglas, *Lube et al.* [2004] ont montré que celle-ci se déroule différemment que si elle est observée depuis la surface du tas. Les simulations numériques discrètes ont montré que lors de la phase d'arrêt des écoulements fins de surface apparaissent, expliquant la différence entre le comportement au sommet et à la base du tas granulaire [*Staron and Hinch, 2005*]. Ce comportement n'est évidemment pas pris en compte dans les modèles LWA moyenné dans la direction verticale. Le point positif de cette comparaison est de montrer l'intérêt de l'étude de la phase d'arrêt comme test de

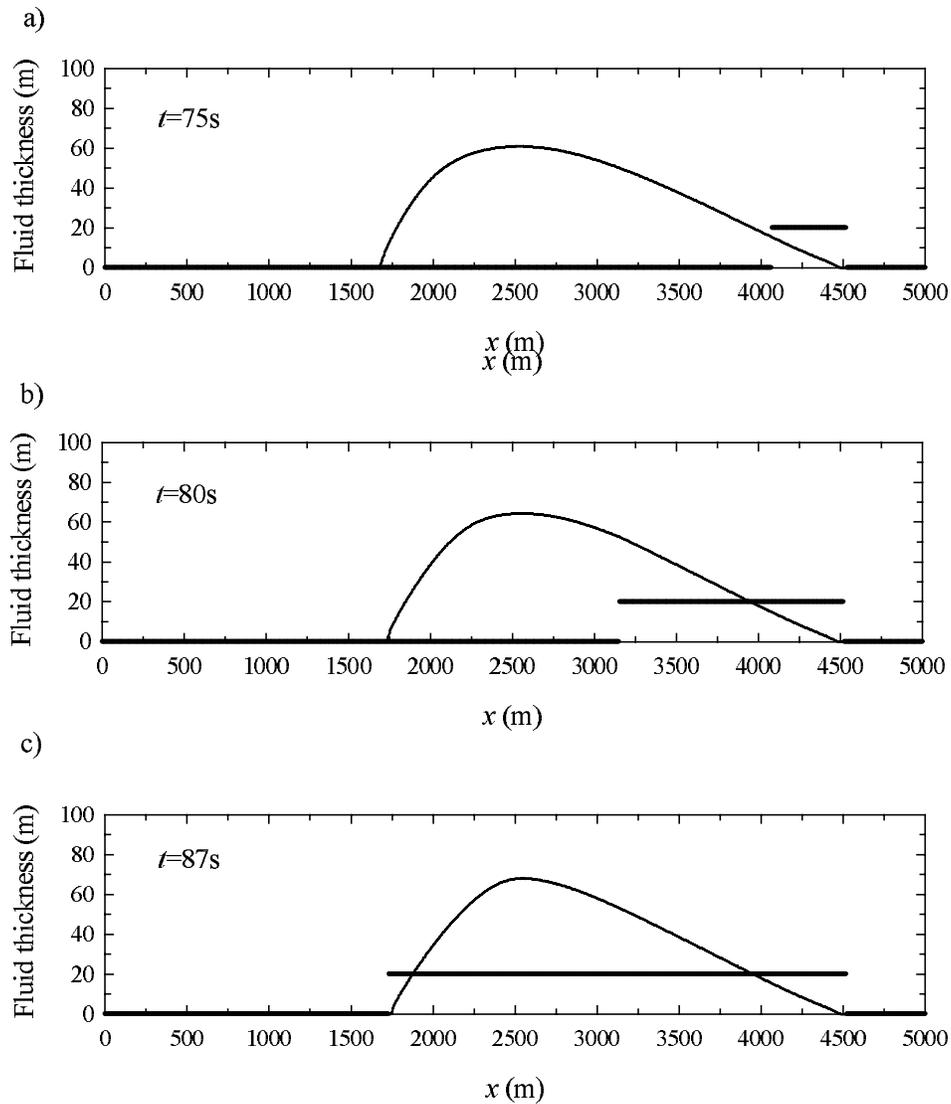


FIG. 42 – Epaisseur de la masse (traits pleins) en fonction de la distance dans le repère lié à la topographie de forme exponentielle représentée sur la figure 40 durant la phase d’arrêt obtenue numériquement en utilisant la loi à coefficient constant ($\delta = 15^\circ$). Les lignes noires épaisses correspondent à un compteur égal à 0 quand la masse est en mouvement et à 20 quand la masse est arrêtée.

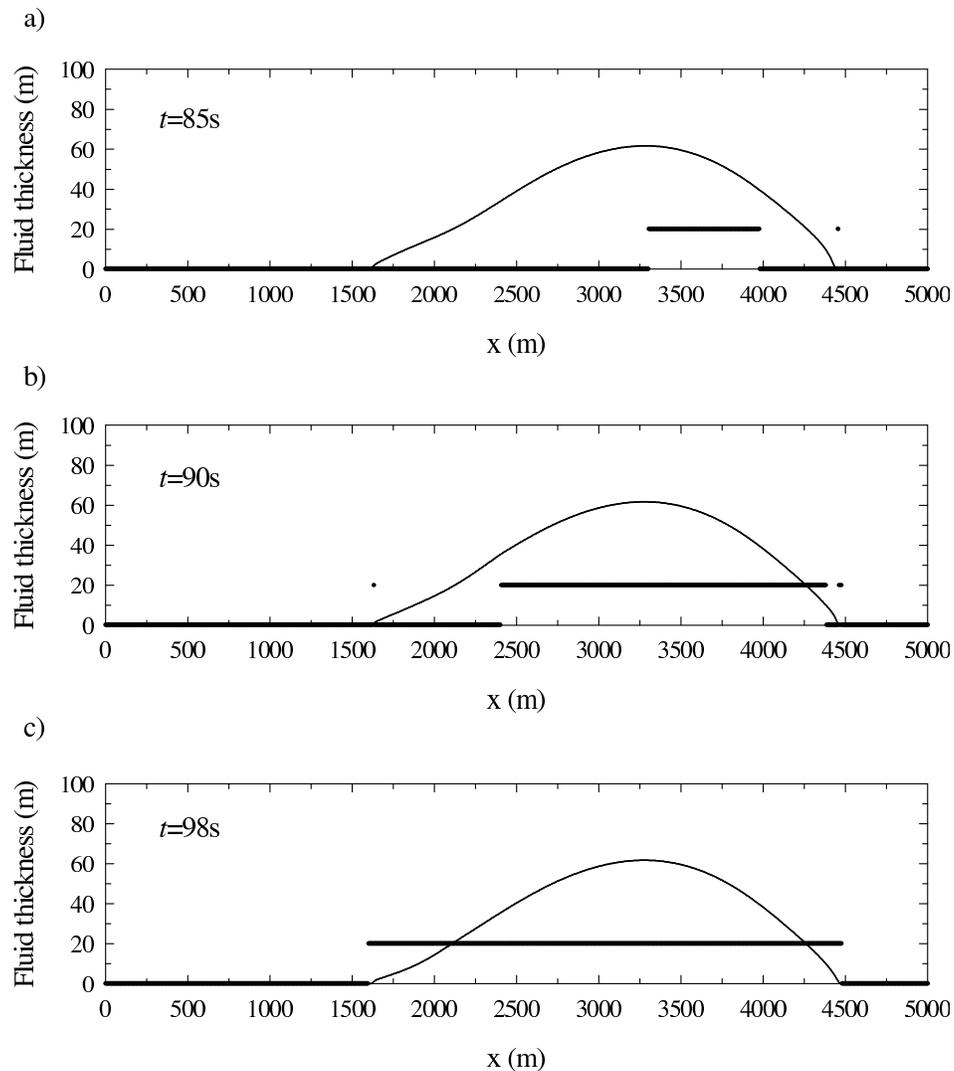


FIG. 43 – Epaisseur de la masse (traits pleins) en fonction de la distance dans le repère lié à la topographie de forme exponentielle représentée sur la figure 40 durant la phase d'arrêt obtenue numériquement en utilisant la loi de Pouliquen ($\delta = 13^\circ$, $\delta = 20^\circ$, $d = 1.5$). Les lignes noires épaisses correspondent à un compteur égal à 0 quand la masse est en mouvement et à 20 quand la masse est arrêtée.

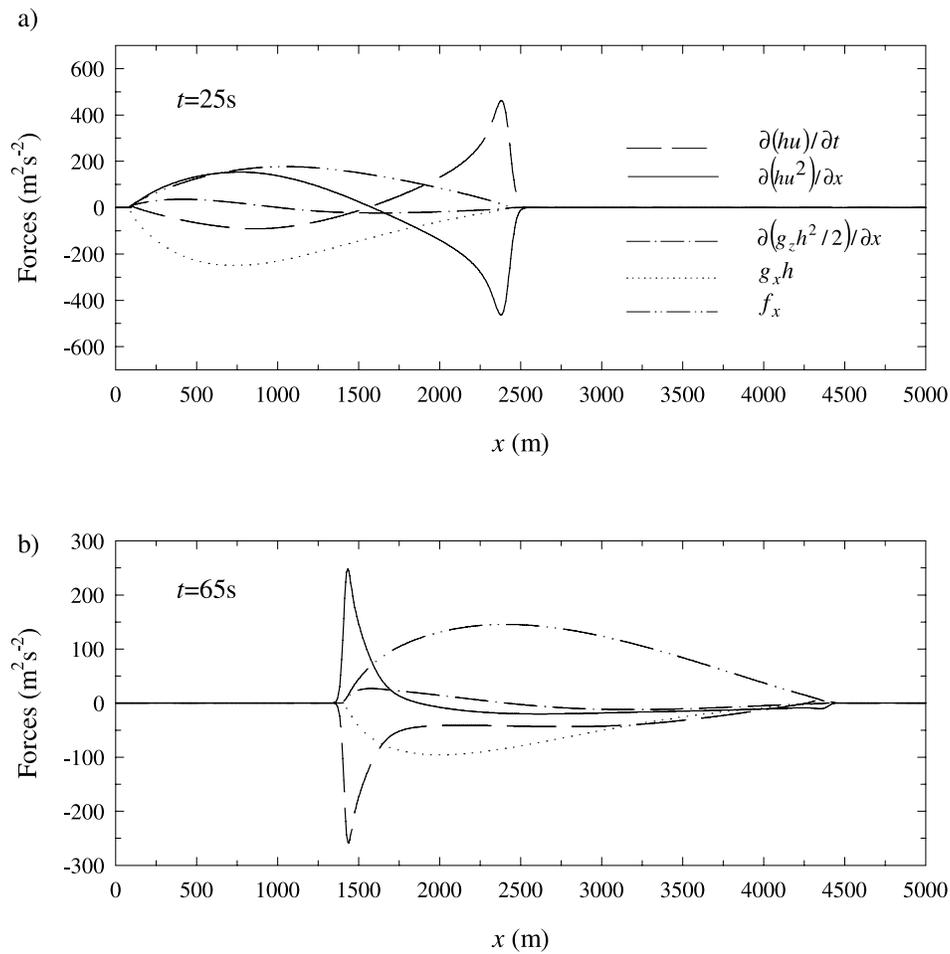


FIG. 44 – Forces mises en jeu dans l'équation du mouvement (1) selon la direction x (multipliées par h) dans le cas de l'étalement d'une calotte granulaire sur une topographie exponentielle 1D représentée sur la figure 40 calculées numériquement en utilisant une loi à coefficients de friction constant avec $\delta = 15^\circ$. f_x représente la force de friction.

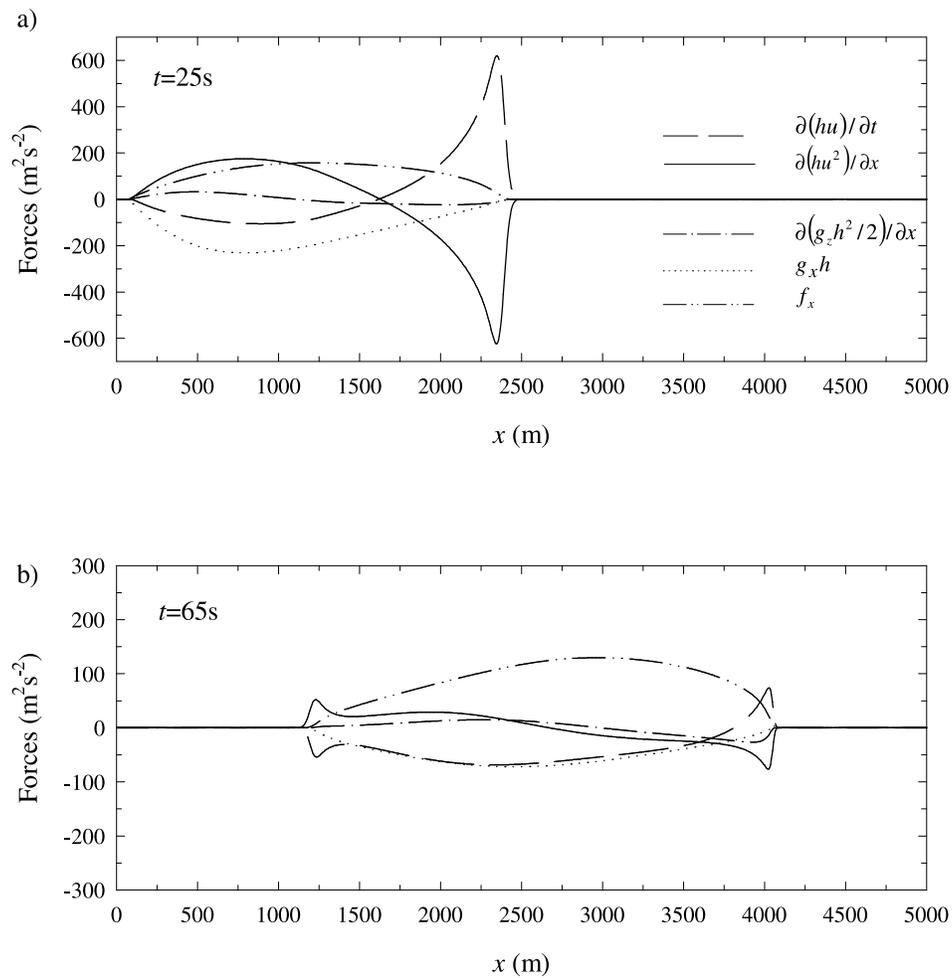


FIG. 45 – Forces mises en jeu dans l'équation du mouvement (1) selon la direction x (multipliées par h) dans le cas de l'étalement d'une calotte granulaire sur une topographie exponentielle 1D représentée sur la figure 40 calculées numériquement en utilisant de la loi de Pouliquen avec $\delta_1 = 13^\circ$, $\delta_2 = 20^\circ$, et $d=1.5$. f_x représente la force de friction.

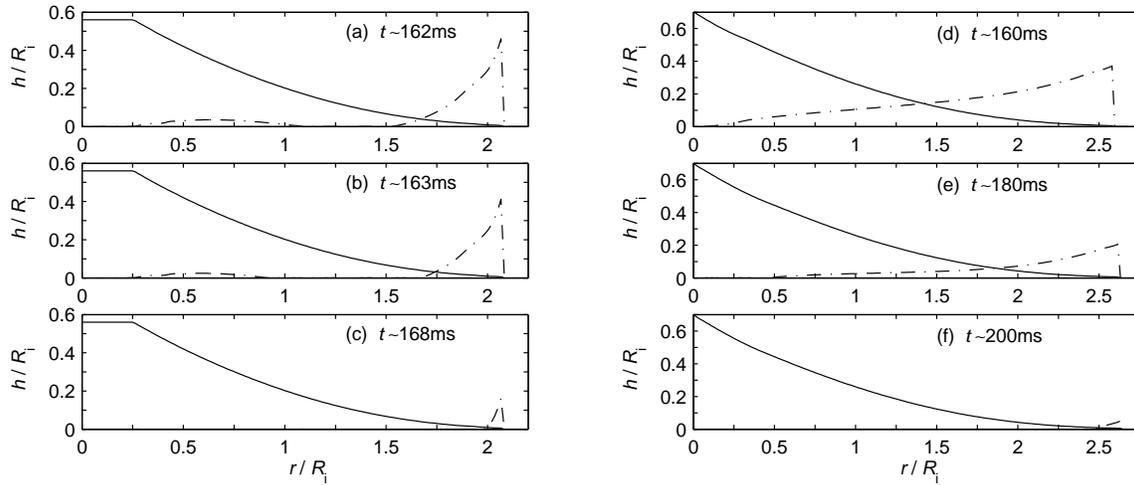


FIG. 46 – Evolution de l'épaisseur normalisée $h(r, t/R_i)$ (traits pleins) en fonction du rayon normalisé r/R_i durant la phase d'arrêt dans le cas de l'étalement d'une colonne granulaire : (a-c) pour $a = 0.56$, $R_i = 70.5$ mm et (d-f) pour $a = 0.8$, $R_i = 70.5$ mm. Pour visualiser la phase d'arrêt, la vitesse $u(r, t)/\sqrt{gR_i}$ est représentée en tirets-pointillés avec une échelle choisie arbitrairement dans le but d'une bonne lisibilité. Les figures (a-c) et (d-f) montrent l'évolution des zones statiques au cours du temps, respectivement pour $a = 0.56$ et $a = 0.8$.

validité des modèles qui, comme nous l'avons montré dans le paragraphe 4, atteint ses limites quand le rapport d'aspect augmente.

5.6.3 Ecoulement confiné et non-confiné

Au-delà des caractéristiques de sa propagation, l'onde d'arrêt peut laisser une trace sur le dépôt. L'observation et l'analyse de telles traces sont fondamentales sachant que généralement, la seule donnée disponible sur le terrain est la forme du dépôt. Une étude expérimentale récente menée par *Florent Malloggi* [2006] met en évidence des structures périodiques 2D de la couche granulaire observées après le passage du front d'avalanche. Ces structures stationnaires sont visibles sous l'écoulement suggérant la présence d'une couche statique sous la couche de grains mobiles. Même si, dans le modèle LWA, seule une couche de grains mobiles est prise en compte, il est intéressant d'analyser le comportement de la masse granulaire vis à vis du passage d'une onde d'arrêt. Quelle est l'influence du confinement sur la trace laissée par l'onde d'arrêt à la surface du dépôt ? De quoi dépend la vitesse de propagation de l'onde d'arrêt ? Etant donné l'importance de la phase d'arrêt comme indice n observer des structures périodiques à la surface du dépôt après le passage de l'onde d'arrêt ? Pour aborder ces problèmes dans le cadre intrinsèquement limité des modèles LWA, j'ai comparé la phase d'arrêt simulée lors d'écoulements granulaires confinés (expériences décrites dans le paragraphe 5.1) avec celle simulée pour des écoulements non-confinés (expériences décrites dans le paragraphe 5.2). Les résultats numériques montrent que cette phase d'arrêt se déroule de manière relativement similaire (figure 47 et 48) indiquant que les épaules naturellement créées par l'écoulement se comportent comme des sortes de murs confinant l'écoulement. Pourtant, dans le cas confiné l'onde d'arrêt génère une structure périodique sur le dépôt qui n'apparaît pas dans le cas non-confiné. Ceci pourrait s'expliquer par le degré de liberté supplémentaire donné par les épaules granulaires leur permettant d'absorber une partie de la phase d'arrêt. Il apparaît en effet que les bords latéraux se déforment au

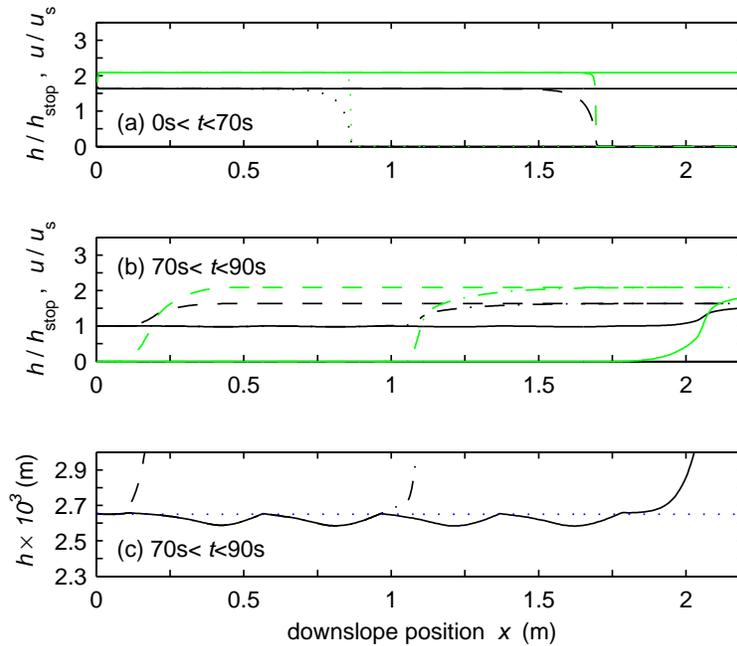


FIG. 47 – Evolution de l'épaisseur normalisée $h(x)/h_{stop}$ calculée numériquement en $y = 10$ cm, i. e. au centre de l'écoulement (traits noirs) et de la vitesse normalisée $u(x)/u_s$ (traits verts) obtenues en simulant l'écoulement granulaire créé par un flux $Q_1 = 2 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ pour un écoulement confiné (a) durant la phase stationnaire et (b) durant la phase d'arrêt. Les différents traits (pointillés, tirets, pleins) correspondent à différents temps. Sur la figure (c), l'épaisseur h durant la phase d'arrêt est représentée dans l'intervalle $[h_{stop} - d, h_{stop} + d]$, où d est le diamètre des particules. La droite $h = h_{stop}$ est ajoutée sur cette figure en pointillé.

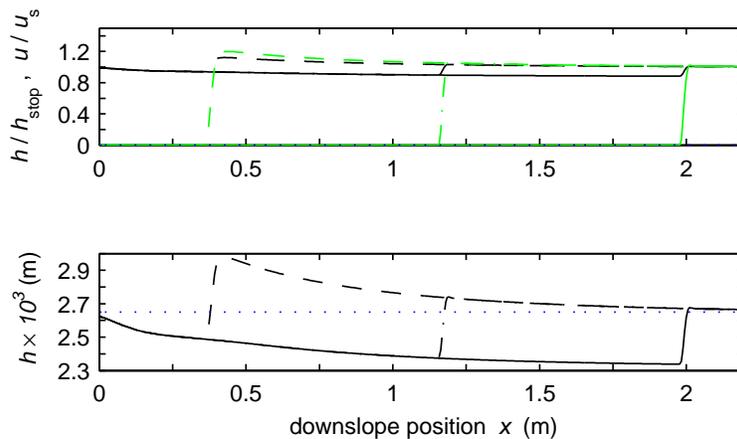


FIG. 48 – Evolution de l'épaisseur normalisée $h(x)/h_{stop}$ calculée numériquement en $y = 10$ cm, i. e. au centre de l'écoulement (traits noirs) et de la vitesse normalisée $u(x)/u_s$ (traits verts) obtenues en simulant l'écoulement granulaire créé par un flux $Q_1 = 2 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ pour un écoulement non-confiné durant la phase d'arrêt. Sur la figure du haut, les différents traits (pointillés, tirets, pleins) correspondent à différents temps. Sur la figure du bas, l'épaisseur h durant la phase d'arrêt est représentée dans l'intervalle $[h_{stop} - d, h_{stop} + d]$, où d est le diamètre des particules. La droite $h = h_{stop}$ est ajoutée sur cette figure en pointillé.

passage de l'onde d'arrêt [Mangeney *et al.*, 2006]. Une étude plus poussée doit être faite pour vérifier le caractère physique des oscillations simulées dans le cas confiné. En comparant la vitesse de propagation de l'onde d'arrêt à la solution analytique décrite dans le paragraphe 3.5, il apparaît que cette vitesse semble dépendre de la loi de comportement utilisée dans le modèle et des paramètres rhéologiques [Mangeney *et al.*, 2006].

La mesure expérimentale de la propagation de l'onde d'arrêt et des éventuelles structures qu'elle peut générer à la surface d'un dépôt fournirait une information très riche tant du point de vue du comportement du milieu granulaire que pour tester les modèles d'écoulements.

5.7 Comportement quasi-statique d'un milieu granulaire sous sollicitation cyclique

Participation à l'étude menée par Stéphanie Deboeuf pendant sa thèse en collaboration avec Jean-Pierre Vilotte, IPGP, Olivier Dauchot, CEA, Lydie Staron, DAMTP

Comme le montrent les figures 22 et 28, le régime métastable joue un rôle important dans la phase d'arrêt ou lors de la formation d'écoulements auto-chenalisés. Ce régime reste très mal décrit, en particulier dans le cadre des approches effectives (milieu moyen). Un gros travail reste à faire pour évaluer quelles grandeurs doivent être introduites dans des lois de comportement macroscopiques décrivant le régime métastable. De plus, si la compressibilité du milieu est généralement négligée pour décrire des écoulements pleinement développés, la question de son rôle quand la masse s'arrête ou se déstabilise reste ouverte. C'est en participant à l'analyse des résultats numériques issus de simulations par éléments discrets effectuées par Stéphanie Deboeuf que j'ai pu aborder ces aspects à travers l'étude du comportement d'un empilement granulaire subissant des cycles de rotation quasi-statique dans le champ de gravité (figure 49). Le lit granulaire est incliné jusqu'à une inclinaison maximale θ_{rev} . Le sens de la rotation est alors inversé jusqu'à atteindre l'inclinaison maximale opposée $-\theta_{rev}$ (figure 50). L'originalité de l'étude a été de comparer le comportement de ce lit granulaire en fonction de la valeur de l'inclinaison maximale et plus particulièrement d'étudier la sensibilité du comportement à son passage dans le régime métastable $\theta \in [\theta_r, \theta_a]$, où θ_r et θ_a sont respectivement les angles de repos et d'avalanche du tas granulaire. Les simulations faites par Stéphanie Deboeuf à l'aide d'un code basé sur la dynamique des contacts ont montré que les contraintes et la texture de l'empilement ont un comportement hystérétique pendant ces cycles [Deboeuf *et al.*, 2005a, b]. Un des résultats importants est que ce comportement s'avère dépendre de l'inclinaison maximale du tas, mettant en évidence les modifications irréversibles subies par le tas lorsqu'il approche l'angle d'avalanche.

La consolidation du tas granulaire dépend du passage dans le régime métastable. En effet une consolidation plus efficace est observée pour des grands cycles, $\theta_{rev} \in [\theta_r, \theta_a]$, que pour des petits cycles, $\theta_{rev} < \theta_r$ à cause de la phase de dilatance qui a lieu dans le régime de pentes métastables et qui permet un réarrangement plus efficace des grains (figure 51). Cette observation pourrait donner une piste intéressante pour évaluer la proximité de la déstabilisation en mesurant l'évolution de la déformation volumique sur les géomatériaux pour l'appliquer aux mesures de stabilités des pentes [Deboeuf *et al.*, 2005a]. De plus ces résultats mettent en évidence le rôle de la compressibilité du milieu dans le comportement dans le régime métastable.

Lors de la déformation quasi-statique de l'empilement au cours des cycles de rotation, il y a réarrangement du réseau de contact. Radjai *et al.* [1998] ont montré que la structure d'un matériau granulaire dense résulte de la contribution de deux populations de contacts (forts et faibles). Nous avons cherché à déterminer dans quelle proportion, le réseau de contact fort et le réseau de contact faible contribuent

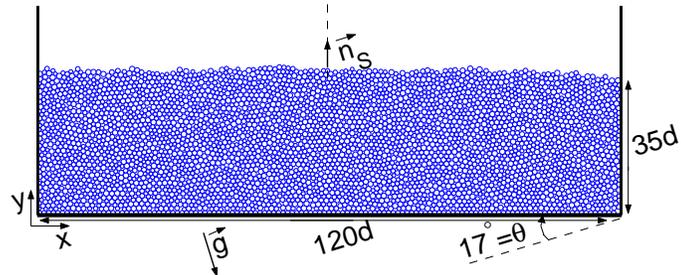


FIG. 49 – Lit granulaire simulé, constitué de 4000 disques, incliné de façon cyclique et quasi-statique dans le champ de gravité.

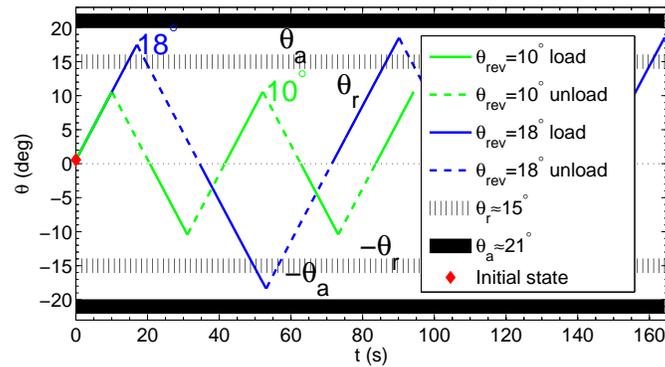


FIG. 50 – Mesure de la pente θ de la surface libre du lit granulaire durant les cycles de rotation de petite amplitude ($\theta_{rev} = 10^\circ$) (lignes vertes) et de grande amplitude $\theta_{rev} = 18^\circ$) (lignes bleues). L'état initial du tas est représenté par le losange rouge. L'angle de repos θ_r et l'angle d'avalanche θ_a sont également représentés sur la figure par des lignes horizontales épaisses.

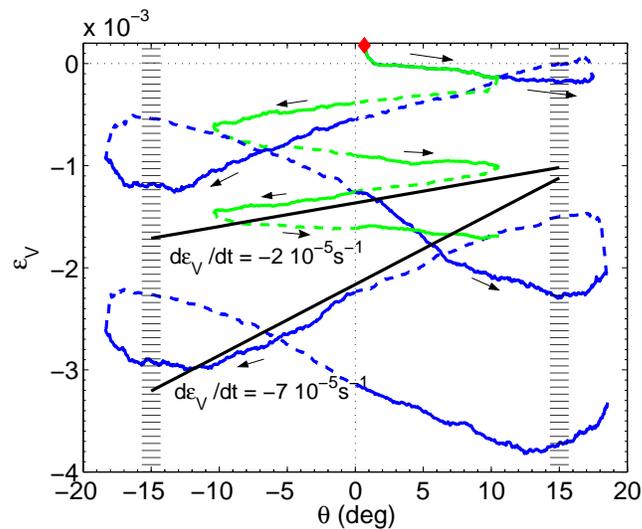


FIG. 51 – Déformation volumique $\epsilon_V = (V - V_0) / V_0$, où V et V_0 représentent respectivement le volume et le volume initial du tas, en fonction de la pente du tas pendant des cycles successifs de charge/décharge avec des amplitudes petites $\theta_{rev} = 10^\circ$ (lignes vertes) et grandes $\theta_{rev} = 18^\circ$ (lignes bleues). Les cycles de chargement sont représentés en traits pleins et les cycles de déchargement en tirets. L'angle de repos $\theta_r \simeq 15^\circ$ est représenté par une colonne de lignes horizontales. Les deux droites sur la figure de gauche montrent le taux de compaction $d\epsilon_V/dt$ pour $\theta_{rev} = 10^\circ$ et $\theta_{rev} = 18^\circ$.

à l'effet de mémoire du tas. Les résultats obtenus montrent que pour des cycles tels que $\theta_{rev} > \theta_r$, la mémoire du passage dans le domaine métastable est gardée par le réseau de contacts faibles alors que le réseau de contacts forts est peu modifié par ce passage. Cette approche théorique souligne la complexité de la phase d'initiation et la nécessité de prendre en compte les deux phases que sont le réseau de contacts faibles et le réseau de contact forts si l'on veut dériver des lois de comportement macroscopiques pertinentes décrivant le comportement d'un tas s'approchant de la déstabilisation. Le développement de lois de comportement pour un milieu moyen et prenant en compte ces deux phases constitue un problème complexe d'homogénéisation (voir par exemple *Cambou et al.* [2000]).

6 Application sur le terrain

Contrats ACI Risques Naturels et Changements Climatiques (2004-2006) en collaboration avec LMV, ISTO, IUSTI, LGIT, DST et ACI Aléas et Changements Globaux (2005-2007) en collaboration avec le LMV et l'IRD

*Thèse Marina Pirulli (2002-2004) en collaboration avec Claudio Scavia, Politecnico Turin
Thèse Adrien Bon en collaboration avec Karim Kelfoun*

Plusieurs approches sont possibles pour étudier les avalanches à l'échelle du terrain en utilisant la modélisation numérique. La plus évidente consiste tout simplement à appliquer le modèle à un cas réel en entrant une topographie initiale et en comparant les résultats de la simulation avec les dépôts observés sur le terrain. Cette approche a été largement utilisée ces dernières années mais une plus large gamme d'applications reste encore nécessaire pour avoir une idée du domaine de variation des paramètres de friction à ajuster pour reproduire l'extension des dépôts. De plus, de nombreuses études se sont conten-

tées de comparer les longueurs de runout calculées et observées et non des caractéristiques plus fines des dépôts (aire recouverte, capacité à surmonter des reliefs, structure morphologique fine,...). Une approche complémentaire est de mettre en évidence des lois d'échelle entre les caractéristiques du dépôt, celles de la masse initialement déstabilisée, les paramètres relatifs aux propriétés mécaniques ou à la composition du matériau mis en jeu (friction, contenu en eau,...). Cette approche a été largement exploitée par les géologues en proposant des relations empiriques simples. Mais, disposer d'équations explicites dont on a évalué les limites d'application permet d'aller plus loin dans la caractérisation des lois d'échelle et dans la compréhension de l'origine de ces lois d'échelle. De plus ces équations sont un outil intéressant pour évaluer la possibilité d'étendre à l'échelle du terrain des résultats obtenus à l'échelle du laboratoire.

6.1 La simulation : un outil pour interpréter les dépôts

6.1.1 Extrapoler les expériences de laboratoire aux données de terrain

La simulation d'effondrements de colonnes granulaires m'a permis d'extrapoler au terrain les lois d'échelle obtenues en laboratoire. En analysant les équations d'ondes longues, j'ai montré qu'elles contenaient intrinsèquement la loi d'échelle établie en laboratoire mettant en évidence le rôle fondamental du rapport d'aspect initial de la masse [Mangeney-Castelnau *et al.*, 2005]. En effet, une fois normalisées, les équations ne dépendent que du rapport d'aspect de la masse. De plus, l'analyse des équations montre que les variables normalisées ne dépendent pas non plus de la gravité. La figure 52 rassemblant simulations numériques et résultats expérimentaux représente une sorte d'abaque très utile pour avoir un ordre de grandeur de l'aire du dépôt et de sa morphologie, ainsi que du temps d'étalement et cela, sur des planètes avec des gravités différentes (figure 17). J'ai montré que les coefficients obtenus dans les lois d'échelle, comme par exemple la valeur de la saturation de la hauteur finale normalisée ($H_f/R_i = 0.7$ sur la figure 52a), dépendent des paramètres rhéologiques intervenant dans la loi de friction [Mangeney-Castelnau *et al.*, 2005].

J'ai cherché, en utilisant le modèle LWA, à passer de l'échelle du laboratoire à l'échelle du terrain, sachant que les résultats sont censés ne dépendre que du rapport d'aspect de la masse initiale. Pour tester les ordres de grandeur obtenus en appliquant le modèle LWA à des volumes importants, j'ai simulé des effondrements correspondant à différents rapports d'aspects pour retrouver l'aire du dépôt en fonction de l'énergie potentielle initiale d'une masse donnée sous différentes conditions de gravité. Une fois les courbes (appelées abaques par la suite) représentées sur la figure 52 calculées, il est possible d'en déduire les caractéristiques de dépôt résultant de l'effondrement de colonnes de même rapport d'aspect et de n'importe quel volume. Si l'aire du dépôt ne dépend pas de la gravité, ce n'est évidemment pas le cas de l'énergie potentielle. J'ai représenté les points obtenus sur la figure obtenue par Dade and Huppert [1998] rassemblant des données provenant d'effondrements observés sur Terre, sur la Lune et sur Mars. Sans s'attacher à la loi d'échelle entre l'aire et l'énergie potentielle qui est liée à de simples relations géométriques [Legros, 2002], il apparaît que nos abaques, pourtant très simples, permettent de retrouver l'ordre de grandeur des données observées sur les différentes planètes (figure 53). De plus, nos résultats mettent en évidence que, contrairement à ce qui était invoqué par Dade and Huppert [1998], ces données dépendent de la gravité (à travers l'énergie potentielle) même si les différents points suivent la même tendance. J'ai calculé les abaques correspondants aux angles de friction $\delta = 20^\circ$ et $\delta = 32^\circ$ (angle utilisé dans les simulations des expériences d'effondrement de colonnes granulaires) et reporté les points sur la figure 53. La pente de la droite reliant l'aire du dépôt à l'énergie potentiel n'est pas changée, mais l'ordonnée à l'origine est déplacée. Il est intéressant

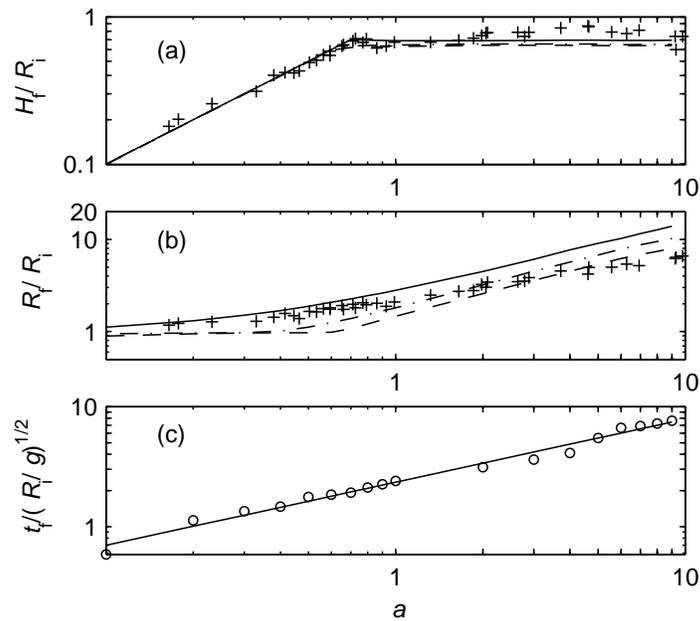


FIG. 52 – (a) Hauteur finale normalisée H_f/R_i , (b) distance de runout normalisée R_f/R_i , et (c) temps d’arrêt du front normalisé $t_f/\sqrt{R_i/g}$ en fonction du rapport d’aspect a . Les croix représentées sur la figure (a) et (b) correspondent aux résultats expérimentaux de *Lajeunesse et al.* [2004]. Les traits pleins correspondent aux résultats numériques obtenus pour une masse initialement cylindrique (traits pleins), une paraboïde (tirets-pointillés) et une forme conique (tirets). Sur la figure (c) les cercles correspondent aux simulations numériques et la droite passant le mieux par l’ensemble des résultats numériques est représentée.

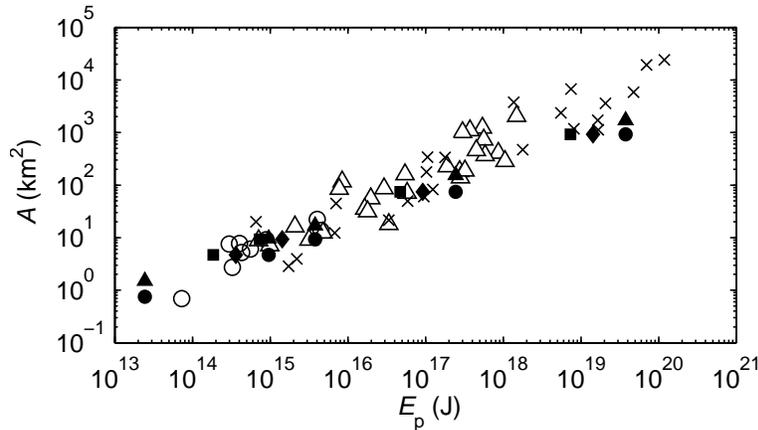


FIG. 53 – Aire du dépôt en fonction de l'énergie potentielle initiale. Les données géologiques proviennent de *Dade and Huppert* [1998] : les cercles blancs correspondent aux avalanches non-volcaniques, les triangles blancs aux avalanches d'origine volcanique et les croix aux effondrements extra-terrestres. Les simulations numériques avec $\delta = 32^\circ$ (cercles noirs), $\delta = 20^\circ$ (triangles noirs) pour la Terre, $\delta = 32^\circ$ pour Mars (losanges noirs) et pour la Lune (carrés noirs) sont ajoutés aux données géologiques.

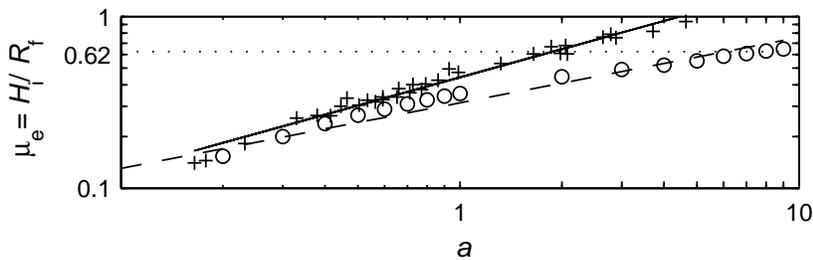


FIG. 54 – Friction effective $\mu_e = H_i/R_f$ en fonction du rapport d'aspect a obtenue à partir de simulations numériques (cercles) et de résultats expérimentaux (croix). Les meilleurs fit obtenus respectivement pour les résultats expérimentaux (traits pleins) et numériques (tirets) ont été ajoutés. La valeur du coefficient de friction $\mu = 32^\circ = 0.62$ est représenté en pointillé.

d'observer que malgré un tel changement de paramètres rhéologiques, les points restent dans l'ordre de grandeur des données de terrain montrant la grande dispersion des observations malgré l'apparent groupement relié à la représentation logarithmique.

Cette étude d'effondrement de colonnes granulaires m'a aussi permis d'analyser la mobilité des écoulements et plus particulièrement la pertinence de la notion de friction effective, couramment utilisé en géologie pour caractériser la capacité énergétique d'un effondrement. La friction effective peut être calculée de deux manières différentes mais est généralement considérée comme étant égale au rapport de la hauteur initiale de la masse sur la longueur de runout, $\mu_e = H_i/R_f$. Ce rapport, mesuré sur le terrain, est assimilé au coefficient de friction agissant sur la masse durant l'écoulement. La friction effective calculée étant petite, la conclusion est alors tirée que la friction à laquelle est soumise le matériau en écoulement est très faible. Suite à ce constat, de nombreuses hypothèses ont été formulées pour expliquer cette grande mobilité comme la fluidisation acoustique, la présence de fluide, la fragmentation, etc... De plus, plusieurs études soulignent qu'à partir d'un certain volume, la friction

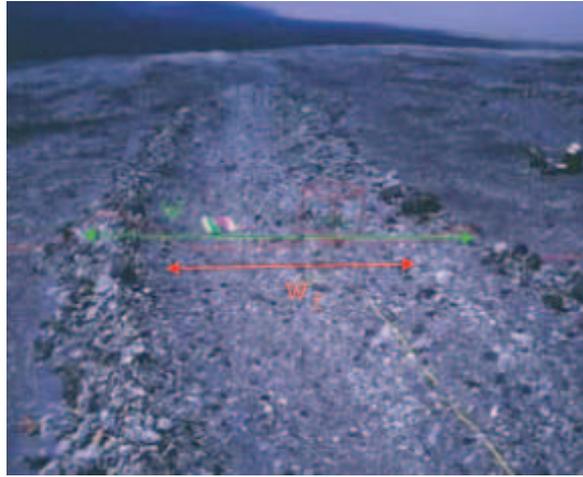


FIG. 55 – Dépôt de type levées-chenal observé sur les coulées de ponces du Lascar, Chili. Photo Nathalie Thomas.

effective diminue encore. Dans le cas de l’effondrement de colonnes granulaires et en utilisant les lois d’échelle décrites ci-dessus, j’ai montré que cette mobilité effective dépendait du rapport d’aspect initial de la masse déstabilisée (figure 54). La friction effective μ_e , qui varie dans notre cas de valeurs proches de 0.2 pour des petits rapports d’aspect augmente avec le rapport d’aspect et n’atteint la valeur du coefficient de friction rentré dans le modèle ($\mu = \tan 32^\circ = 0.62$) que pour un rapport d’aspect $a \simeq 5$. Cette observation permet de proposer une explication concernant l’apparente diminution de la friction effective à partir d’un certain volume estimé à environ $V = 10^6 \text{ m}^3$. La hauteur d’une montagne ou d’un volcan étant finie, à partir d’un certain volume, c’est surtout la longueur initiale mobilisée qui augmente conduisant à une diminution du rapport d’aspect initial de la masse et donc à une friction effective plus faible. L’analyse de la solution analytique 1D de rupture de barrage granulaire [Mangeney *et al.*, 2000a] montre par contre que la friction effective calculée en prenant en compte la distance de runout à partir de l’extrémité de la colonne initiale ($\mu'_e = H_f / (R_f - R_i)$) ne dépend plus du rapport d’aspect. On obtient alors $\mu'_e = \mu/2$. Kerswell [2005] a montré que la loi d’échelle obtenue pour $R_f - R_i$ est également valable pour des effondrements axisymétriques, suggérant que la mesure sur le terrain de μ'_e serait une mesure plus pertinente que celle de μ_e et permettrait d’évaluer le coefficient de frottement agissant sur la masse pendant l’écoulement.

6.1.2 Du dépôt aux conditions d’écoulement

Collaboration avec Nathalie Thomas, IUSTI

L’analyse des dépôts peut également nous fournir des informations sur les conditions d’écoulement comme sur la vitesse et la hauteur d’écoulement ou le flux initial à la sortie du cratère dans le cas des coulées de ponces. Les résultats numériques montrent que la largeur du chenal central du dépôt w_c est à peu près égale à la largeur d’écoulement w_f qui est stable dans le temps après les premiers instants (figure 56). On obtient donc une relation reliant les caractéristiques du dépôt aux conditions d’écoulement

$$\frac{w_c}{w_s} = \left(\frac{h}{h_{stop}} \right)^{-5/2}. \quad (26)$$

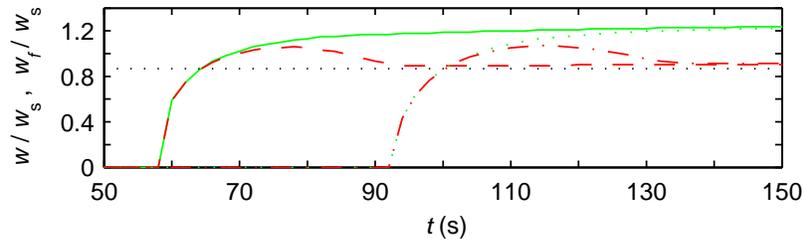


FIG. 56 – Evolution temporelle de la largeur totale du lobe $w(t)/w_s$ (en $x = 1.2$ m traits pleins verts ; en $x = 1.8$ m pointillés verts), et de la largeur d'écoulement $w_f(x)/w_s$ (en $x = 1.2$ m tirets rouges ; en $x = 1.8$ m tirets pointillés rouges).

De plus, les expériences de laboratoire ont montré que l'épaisseur du chenal central correspondait à l'épaisseur couramment appelée h_{stop} à partir de laquelle peuvent être déduits les paramètres rhéologiques entrant dans la loi de comportement [Félix and Thomas, 2004]. La simulation numérique de ces expériences montre que l'épaisseur calculée du chenal central correspond à la valeur de h_{stop} rentrée dans les modèles. Ces résultats mettent en évidence l'intérêt de mesurer cette quantité sur le terrain pour contraindre plus finement les paramètres rhéologiques qu'en ne contentant de comparer les longueurs de runout simulées et observées.

Ainsi les résultats numériques montrent que si une loi d'échelle ou même une calibration de la fonction $w_s(Q_0)$ est établie numériquement ou expérimentalement, il sera possible de déduire un ordre de grandeur des vitesses et de la hauteur d'écoulement (ou du flux initial), à partir de la mesure de l'épaisseur et la hauteur du chenal central du dépôt laissé par ces écoulements. La simulation numérique a donc permis de dégager des paramètres pertinents à mesurer sur le terrain. Des simulations sur une topographie plus complexe sont nécessaires pour pouvoir trouver des lois d'échelle entre la pente et la morphologie du dépôt afin de mieux interpréter les données de terrain.

6.2 Simulations d'effondrements réels

Tout au long des développements théoriques et numériques présentés au paragraphe 3, j'ai appliqué les différents modèles à l'étude d'avalanches réelles. Je me suis tout particulièrement intéressée à l'étude des avalanches de débris ou glissements de terrain de taille importante impliquant des volumes de l'ordre de plusieurs millions de m^3 . La simulation de ces avalanches permet d'évaluer la pertinence des lois de comportement introduites dans les modèles, de caler les paramètres rhéologiques, et d'étudier l'interaction complexe entre l'écoulement et la topographie sous-jacente. De plus la simulation d'effondrements d'origine volcanique ou résultant simplement de l'effondrement d'un flanc de montagne permet de comparer leur mobilité respective à travers la calibration des paramètres rhéologiques. L'autre intérêt important de ce type d'étude concerne l'évaluation des risques qui requiert le développement d'outils numériques de prédiction calés sur des événements passés.

6.2.1 Avalanches de débris d'origine volcanique

Collaboration avec Philippe Heinrich, Roger Roche, CEA/DAM, et Georges Boudon, IPGP

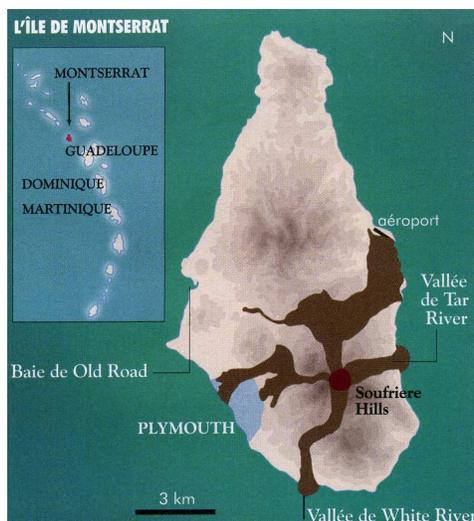


FIG. 57 – Carte de Montserrat et des îles avoisinantes.

Les travaux géologiques ont montré que la plupart des volcans connaissent au cours de leur histoire, des périodes de construction, mais aussi des périodes de destruction. On sait que la déstabilisation du flanc d'un édifice volcanique, qu'elle soit due à l'injection d'une masse magmatique, à des fracturations importantes ou à de l'altération hydrothermale, voire aux trois à la fois, s'effectue brutalement et déplace des volumes de quelques dixièmes à plusieurs dizaines de km^3 . Tout le pan de volcan qui s'écroule provoque une avalanche de débris très rapide et très mobile. Elle peut atteindre des vitesses d'écoulement supérieures à 50 m.s^{-1} et s'écouler sur plusieurs dizaines de kilomètres comme dans le cas bien connu de l'éruption du Mont St. Helens en 1980 aux Etats-Unis, laissant plusieurs dizaines de mètres d'épaisseur de dépôts. Lorsque les volcans sont situés à quelques kilomètres des côtes, ces avalanches peuvent atteindre la mer et générer des tsunamis dévastateurs sur les côtes avoisinantes et plus lointaines (voir paragraphe 6.3).

En juillet 1995, le volcan de la Soufrière Hills, sur l'île de Montserrat, Antilles, est entré en éruption après plus de 350 ans de repos. En décembre 1997, 50 millions de m^3 de roches volcaniques se sont détachées du flanc sud de l'édifice générant une avalanche, dite du Boxing Day, qui a envahi la vallée de White River, surmontant parfois des obstacles de 60 m de haut (figure 57). Canalisée dans la vallée, elle s'est arrêtée à environ 100 m de la mer. Nous avons simulé cette avalanche en utilisant le modèle développé au CEA/DAM (cf. paragraphe 3.4). La topographie avant et après l'avalanche nous a été fournie par l'Observatoire Volcanique de Montserrat (MVO). La simulation permettant de reproduire la bonne distance de runout a été obtenue pour un angle de friction de 15° dans le cas de la loi de friction à coefficient constant (figure 58) [Heinrich *et al.*, 1999]. Il est intéressant de remarquer que l'angle de friction calibré pour simuler l'avalanche du Boxing Day sur une topographie exponentielle simplifiée 1D est le même que celui nécessaire pour reproduire l'avalanche sur une topographie complexe (paragraphe 5.5). Par contre les dépôts observés sur les reliefs n'ont pu être reproduits avec un angle de friction constant. L'utilisation d'un comportement visqueux ne permet pas non plus de reproduire à la fois la bonne distance de runout et la capacité de l'avalanche à surmonter les reliefs. Seule la loi de Pouliquen [1999] qui fait intervenir 3 paramètres a permis de reproduire à la fois la distance de runout et les dépôts observés sur les reliefs Cette étude a été poussée plus loin par Heinrich *et al.* [2001] menant à des conclusions similaires. Les faibles angles de friction obtenus ont été interprétés comme étant lié à la grande mobilité des avalanches dont l'origine reste

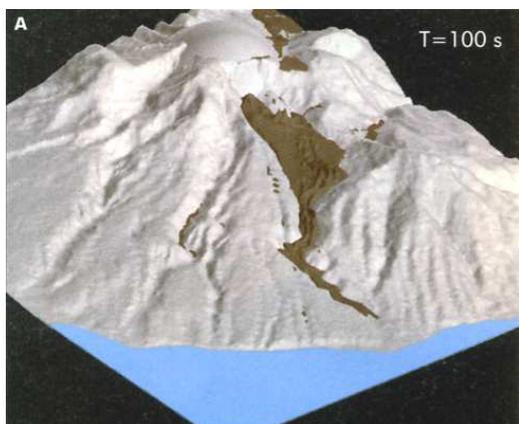


FIG. 58 – Modélisation numérique de l’avalanche du Boxing Day avec une loi de friction à coefficient constant ($\delta = 15^\circ$).

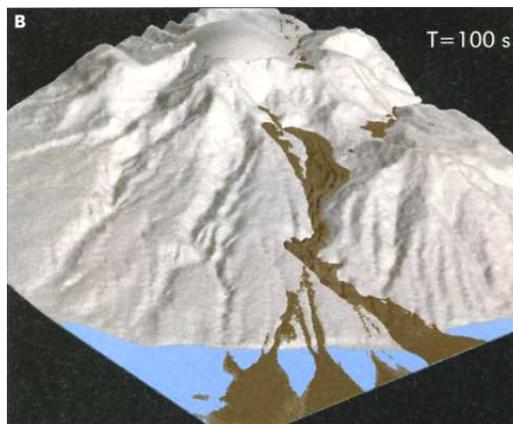


FIG. 59 – Modélisation numérique de la coulée pyroclastique qui a suivi l’avalanche du Boxing Day et qui serait à l’origine d’un tsunami qui s’est propagé jusqu’en Guadeloupe. Simulations effectuées avec une loi de friction à coefficient constant ($\delta = 10^\circ$).

actuellement controversée. Il est important de rappeler que le modèle utilisé, exact en 1D [Mangeney *et al.* 2000a], contient des erreurs importantes sur la description du terme de gravité. La détermination des paramètres rhéologiques est alors biaisée par un bilan des forces erroné. Ces simulations sont parmi les premières effectuées sur des topographies réelles.

Même si la validité de ce modèle peut être remise en question lorsqu’il s’agit de décrire les coulées pyroclastiques, nous effectués une première simulation de la coulée pyroclastique qui a suivi l’avalanche du Boxing Day et dont le volume est supposé être du même ordre que celui de l’avalanche. Dans ce cas un angle de friction de 10° est nécessaire pour rendre compte du trajet et de l’ordre de grandeur des vitesses observées (figure 59).

6.2.2 Avalanches de roches en milieu montagneux

Collaboration avec Marina Pirulli et Claudio Scavia, Politecnico, et Marie-Odile Bristeau, INRIA

Le modèle cinétique *RASH*^{3D} (3.4) i développé par l’INRIA et l’IPGP et étendu à une topographie 2D par l’IPGP et le Politecnico, Turin est actuellement utilisé en géotechnique au Politecnico pour l’étude d’avalanches de roches. Un des atouts de ce modèle est d’être discrétisé sur une maille aux éléments finis, parfaitement adaptée pour décrire une topographie complexe et en particulier qui permet de raffiner le maillage au voisinage de forts gradients de la topographie. Rappelons que dans ce modèle, les projections de la gravité sont correctement calculées contrairement au code développé au CEA, mais le tenseur des courbures complet n’est pas pris en compte. Dans le cadre de la thèse de Marina Pirulli, trois glissements rocheux ont été simulés : le glissement de Frank au Canada, celui de Six des Eaux Froides en Suisse et celui de Val Pola en Italie.

La première simulation concerne le plus gros glissement jamais observé au Canada : le glissement de Frank. En 1903, 30 millions de m³ de roches ont dévalé la Turtle Mountain jusqu’à la vallée de la Rivière Crowsnest, détruisant partiellement la ville de Frank, Alberta et tuant 70 personnes (Figure



FIG. 60 – Glissement de terrain de Frank, Alberta, Canada.

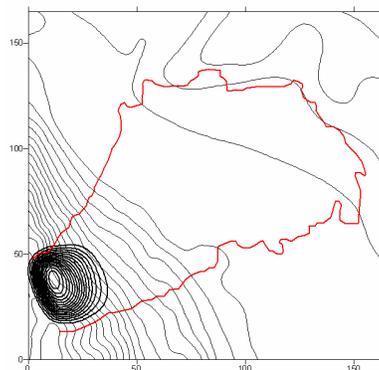


FIG. 61 – Modèle Numérique de Terrain reconstitué avant le glissement de Frank, isocontours de la masse qui va se déstabiliser et de la topographie sous-jacente.

60). La topographie avant l'avalanche ainsi que la position initiale de la masse déstabilisée ont été reconstituées approximativement sur la base de modèles numériques de terrain fournis par le Geological Survey of Canada ainsi que des cartes et des photos historiques (Figure 61). Les études géologiques montrent que la masse de débris a traversé le lit de la rivière emportant avec elle à la fois de l'eau et des sédiments. Les débris ont traversé la vallée puis remonté jusqu'à 145 m sur le flanc opposé de la vallée pour finalement s'arrêter à 120 m au dessus du fond de la vallée avec une épaisseur moyenne de débris de 14 m sur une surface d'à peu près 3 km². Le temps d'emplacement de ce glissement déduite des différents témoignages est estimé être compris entre 20 s et 2 minutes [Pirulli *et al.*, 2006].

La loi de friction à coefficient constant et la loi anisotrope ont été testées dans les simulations. Le meilleur accord avec l'aire balayée par l'avalanche et la forme du dépôt a été obtenu avec des angles de friction basal et interne : $\delta = 14^\circ$, $\phi = 40^\circ$ et pour la loi de friction simple $\delta = 14^\circ$ (figure 62). Comme nous l'avons observé en simulant les expériences analogiques, la prise en compte d'un coefficient de friction interne dans la loi anisotrope conduit à un étalement plus grand de la masse en écoulement lorsque la pente diminue (v. paragraphe 5.4). Pour une même longueur de runout, la forme du dépôt peut être très différente selon la loi utilisée. Le dépôt est plus étalé lorsque la friction interne est prise en compte et le sommet du dépôt se situe plutôt vers l'avant de la masse contrairement au cas isotrope (figures 62d, d'). Ce résultat est qualitativement similaire aux résultats obtenus sur une topographie 1D (v. paragraphe 5.5). L'extrapolation des résultats des simulations sur une topographie 1D laisse penser que la loi de Pouliquen conduirait à un front encore plus marqué [Mangeney *et al.*, 2003]. Les résultats obtenus par *Le Friant et al.* [2003] avec le code développé au CEA/DAM, modifié pour prendre en compte de manière simplifiée la présence d'eau, appliqué à la simulation d'effondrements de flancs à la Montagne Pelée, Martinique, Antilles, vont dans le même sens.

Afin d'évaluer la pertinence des résultats obtenus et en particulier la gamme de variation des paramètres rhéologiques, le glissement de Six des Eaux Froides en Suisse (figure 63) et celui de Val Pola en Italie ont également été simulés [Pirulli, 2004]. Le glissement de Six des Eaux Froides a eu lieu en 1946 où 6 millions de m³ se sont effondrés jusqu'à la vallée Andins à côté de Rawyl, Valais, ensevelissant le lac de Luchet au fond de la vallée. Pour ce glissement les angles de friction calibrés pour aboutir au meilleur accord avec le dépôt observé sont cette fois $\delta = 17^\circ$ et $\phi = 40^\circ$. Le dépôt calculé est en très bon accord avec le dépôt observé (figure 64).

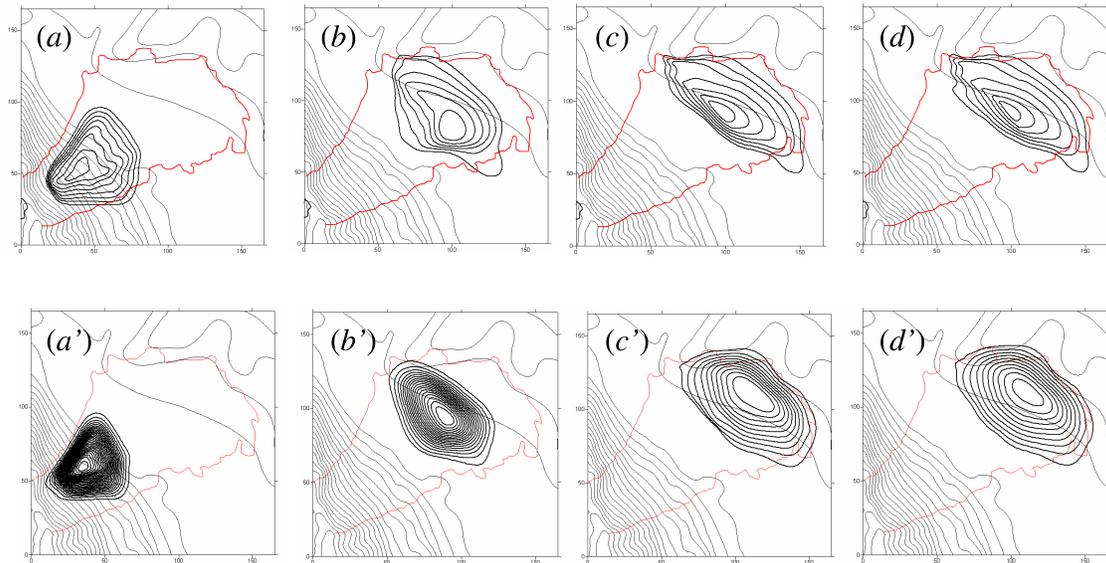


FIG. 62 – Modélisation numérique du glissement de Frank aux temps (a), (a') $t = 20$ s, (b), (b') $t = 40$ s, (c), (c') $t = 60$ s, et (d), (d') $t = 80$ s calculée avec : (a-d) isotropie des contraintes axiales, (a'-d') anisotropie des contraintes axiales. Les contours rouges montrent les frontières de l'aire balayée par le glissement observées sur le terrain.



FIG. 63 – Glissement de Six des Eaux Froides (Image courtesy of CREALP, Sion Switzerland).

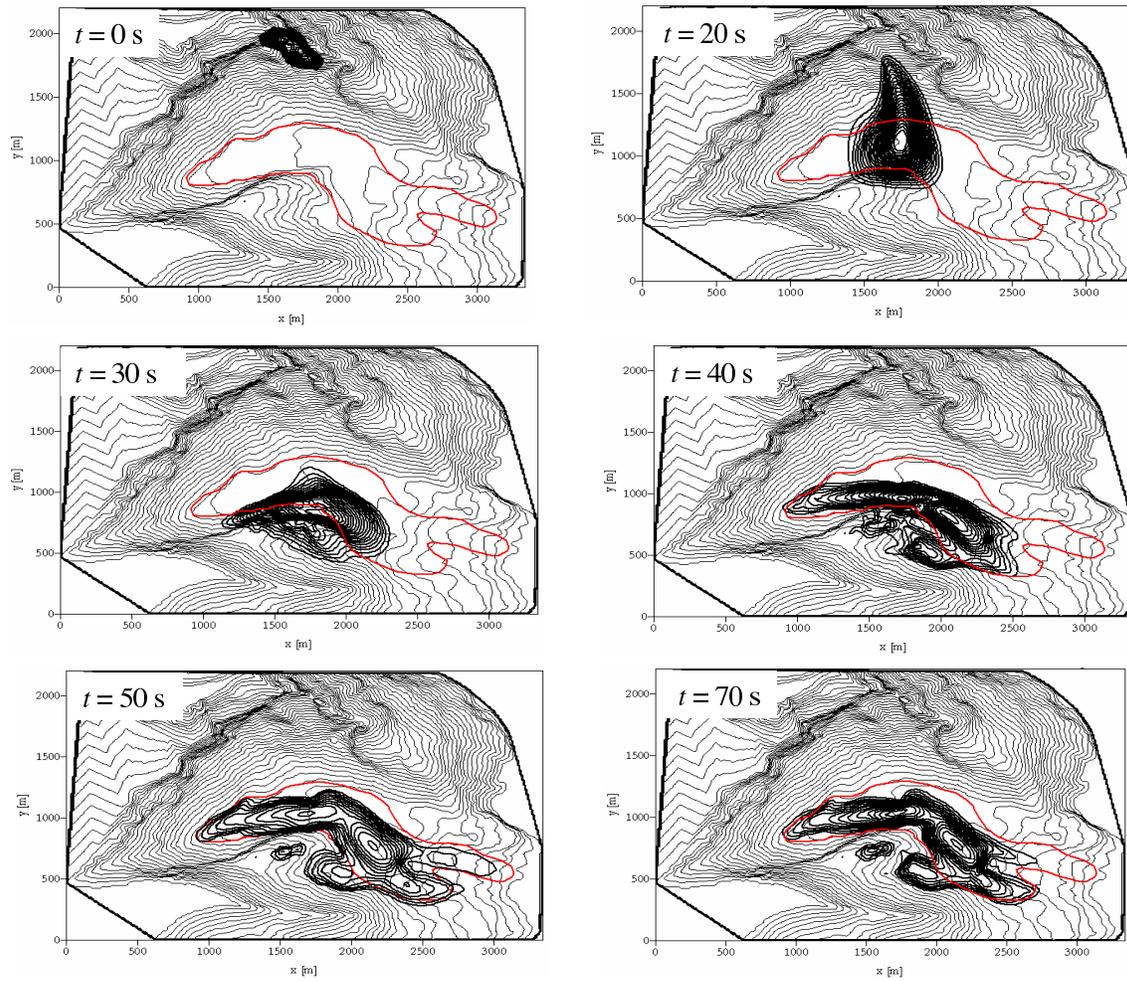


FIG. 64 – Modélisation numérique du Glissement de Six des Eaux Froides. Les lignes rouges représentent le contour des dépôts observés sur le terrain.

L'avalanche de roches de Val Pola a eu lieu le 28 juillet 1987 après une période de fortes précipitations dans les Alpes. Le volume de roches déstabilisé est estimé à environ $30 \times 10^6 \text{ m}^3$. La masse de débris a traversé la vallée, a remonté la pente opposée pour revenir vers la pente initiale. Le meilleur accord avec les dépôts observés a été obtenu pour une valeur de l'angle de friction $\delta = 16^\circ$.

6.2.3 Comparaison entre les simulations

Quelles que soient les simulations, l'angle de friction interne s'est avéré jouer un rôle moins important que l'angle de friction basal sur la longueur de runout et plus généralement sur l'étendue du dépôt. Dans ces simulations, l'ordre de grandeur des angles de friction basale permettant de reproduire des avalanches réelles se situe entre 14° et 19° . Un très large éventail de valeurs ont été trouvées dans la littérature allant de 3° pour la simulation de l'avalanche de Socompa au Chili [Kelfoun and Druitt, 2005] à 34° pour l'éboulement de Charmonétier, France [Naaim et al., 1997] en passant par 15° obtenus dans notre cas pour l'avalanche du Boxing Day à Montserrat et par Pitman et al. [2003] pour un effondrement de blocs et de cendres qui a eu lieu en 1991 sur le volcan Colima au Mexique. A part l'exemple de Charmonétier, la plupart des modélisations nécessitent d'utiliser des angles inférieurs à 20° . Ces angles sont très faibles par rapport aux angles de friction caractérisant ces matériaux qui sont estimés à plus de 30° . Par contre, les angles de frictions rentrés dans les modèles pour simuler les expériences de laboratoire sont de l'ordre des angles de friction caractéristiques du matériau mis en jeu. Ces faibles coefficients de friction semblent donc liés à la simulation d'écoulements naturels à grande échelle. Une des questions qui se posait jusque là était de savoir si le fait de négliger certains termes liés à la topographe n'était pas en partie responsable des faibles coefficients de frictions nécessaires pour reproduire la mobilité des avalanches réelles. Les résultats préliminaires obtenus par Adrien Bon dans le cadre de sa thèse semblent montrer que cet effet ne suffit pas à expliquer ces faibles coefficients de friction. En effet, l'angle de friction nécessaire pour reproduire l'avalanche de Socompa est approximativement le même que celui utilisé par Kelfoun and Druitt [2005] avec un modèle décrivant la topographie de manière moins rigoureuse.

Les modèles d'avalanche permettent de retrouver l'ordre de grandeur de l'aire balayée par l'avalanche et celui des vitesses et de l'épaisseur des dépôts. Mais la grande variabilité des coefficients de friction obtenus dans les différentes applications pose le problème de la prévision de ces effondrements et soulignent la nécessité d'aller plus loin dans la description de la dynamique de ces milieux complexes. Le rôle de l'eau pourrait être un candidat qui permettrait d'expliquer cette grande variabilité. D'autre part, simuler plusieurs effondrements dans des environnements géologiques comparables serait extrêmement utile pour évaluer si la variabilité des paramètres rhéologiques est effectivement due à la réelle différence de rhéologie entre les matériaux ou à des problèmes dans la loi de comportement utilisée, dans la reconstruction des volumes ou de la topographie initiale. Pour aller plus loin dans l'étude de la validation et des limites de ce type de modèles dans un but de prédiction, il est nécessaire de comparer les simulations sur des critères plus exigeants que l'aire balayée par les dépôts.

6.3 Tsunamis générés par des avalanches

Collaboration avec Philippe Heinrich, Roger Roche, CEA/DAM, et Georges Boudon, IPGP

Les tsunamis d'origine volcanique sont à l'heure actuelle beaucoup moins bien compris que ceux d'origine tectonique, créés par un séisme. Cela pour deux raisons simples : ces derniers sont beaucoup plus nombreux (environ un par an dans le Pacifique), et l'on connaît bien plus précisément la

déformation du fond de l'océan consécutive à un séisme. Pourtant ces tsunamis d'origine volcanique peuvent être extrêmement meurtriers comme le témoigne l'exemple historique du tsunami généré par l'éruption du Krakatau en Indonésie en 1883 où plus de 30 000 personnes ont trouvés la mort. Lors de mon post-doctorat au CEA/DAM, j'ai participé à la simulation de tsunamis générés par l'entrée en mer d'avalanches. Ces études ont concerné la simulation du tsunami généré par la coulée pyroclastique qui a suivi l'avalanche du Boxing Day à Montserrat [Heinrich *et al.*, 1999] ainsi que la simulation de tsunamis potentiels à Montserrat [Heinrich *et al.*, 1998, 1999b ; Mangeney *et al.*, 2000b] et en Martinique [Mangeney *et al.*, 1998]. Simuler un effondrement et le tsunami généré fait intervenir plusieurs phénomènes physiques avec des échelles différentes : l'écoulement de la masse le long du relief, la déformation du fluide par impact de la masse de débris dans la mer (formation de la vague) et la propagation d'une onde à la surface de la mer. Si l'approximation d'onde longue peut être utilisée pour modéliser l'avalanche et, de manière différente, pour propager la vague, la description de l'interaction initiale entre la masse et l'eau au moment de l'impact est plus difficile. Pour simuler les différents scénarios nous avons couplés plusieurs modèles différents. Cette approche consistant à coupler des modèles est couramment utilisée pour relier entre eux des domaines où les mêmes approximations ne sont pas vérifiées. Le couplage de modèles pose de nombreux problèmes tant au niveau numérique où des couches limites sont générées à l'interface qu'au niveau modélisation où l'interaction entre les deux domaines est mal prise en compte. Si les modélisations effectuées ont fourni des résultats intéressants, une étude plus poussée serait nécessaire pour étudier l'influence de ce couplage sur les résultats obtenus.

6.3.1 Modélisation de la vague au niveau de l'impact

Beaucoup de modèles numériques réduisent le mécanisme de génération à un mouvement imposé comme condition aux limites. Par exemple, les glissements de terrain sont modélisés par des pistons partiellement ou totalement submergés [Sander and Hutter, 1996] ou par un déplacement initial d'eau vers le haut correspondant au volume de l'avalanche de débris entrant dans la mer [Nomanbhoy and Satake, 1995 ; Synolakis, 1997]. De plus la plupart des modèles simulant un tsunami généré par un glissement de terrain sont basés sur l'approximation shallow water (ou eau peu profonde) qui n'est à priori pas vérifiée quand l'avalanche plonge dans la mer [Heinrich *et al.*, 1998]. Pour modéliser la génération de la vague, nous avons utilisé un modèle résolvant les équations d'Euler 3D à surface libre pour un mélange de deux fluides incompressibles s'écoulant le long d'une pente sans friction [Assier *et al.*, 1997]. Ce modèle rend donc compte de l'interaction complète de la masse de débris avec l'eau, incluant la déformation de la masse entrant dans l'eau.

Suite à la dépressurisation brutale d'une partie du dôme de la Soufrière Hills, Montserrat, due à l'avalanche de débris du Boxing Day en décembre 1997, une violente explosion a généré une coulée pyroclastique [Sparks and Young, 2002]. Cette coulée a atteint la mer à une vitesse de l'ordre de 100 m.s^{-1} et a généré un tsunami qui s'est propagé le long des côtes de Montserrat. Une vague d'environ 2 mètres a été observée à Old Road Bay, 10 kilomètres au nord-ouest de l'embouchure de la vallée White River, dans la baie d'Old Road. Pour simuler la génération de la vague, nous avons utilisé deux modèles. Le modèle d'avalanche développé au CEA/DAM a permis de simuler la coulée pyroclastique (figure 59). La forme de la masse et sa vitesse une fois arrivée près de la mer (c'est à dire environ 60 secondes après le déclenchement de l'avalanche) sont ensuite entrées comme conditions initiales dans le modèle 3D. Les débris et l'eau sont alors considérés comme un mélange de deux fluides plutôt que comme deux milieux distincts, ce mélange ayant une densité variable dans le temps et l'espace. La vague la plus forte calculée est créée 50 secondes après la pénétration de la masse de débris dans l'eau.

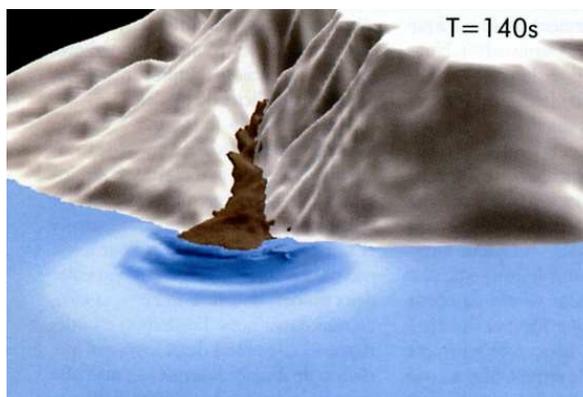


FIG. 65 – Modélisation numérique de la vague créée par la coulée pyroclastique du Boxing Day à l'aide d'un code de mélange 3D développé au CEA par Assier *et al.* [1997].

La majeure partie de l'énergie est concentrée dans la première vague qui fait 5 mètres de haut (figure 65).

Quelle est l'influence de la hauteur et de la vitesse des sédiments entrant dans l'eau ? Pour évaluer la sensibilité de la vague à ces paramètres nous avons étudié un autre scénario : la génération d'un tsunami créé par une avalanche potentielle vers l'Est, dans la vallée Tar River (figure 57). L'évolution de l'activité volcanique à Montserrat laissait en effet suspecter l'effondrement d'une partie du dôme de lave de la Soufriere Hills dans la vallée Tar River et la génération d'un tsunami associé à l'entrée brutale de cette masse dans la mer. Le but des simulations effectuées était d'évaluer le risque potentiel lié à la génération d'un tel tsunami. Dans la simulation de ce scénario, nous n'avons pas calculé la propagation de l'avalanche, mais nous sommes partis d'une masse parallélépipédique de hauteur H et de vitesse initiale V [Heinrich *et al.*, 1998 ; Mangeney *et al.*, 2000b]. L'impact de cette masse de débris d'un volume de $40 \times 10^6 \text{ m}^3$ dans la mer a été simulé numériquement à l'aide du modèle de mélange 3D. Le domaine de calcul est représenté sur la figure 66 où la topographie est extrêmement simplifiée : la topographie et la bathymétrie sont supposées symétriques par rapport à l'axe de la Tar River Valley, modélisée comme une pente de 10%, en forme de U , large de 800 m et orientée ouest-est. Le domaine numérique 3D s'étend sur 8 km d'ouest en est dans la direction x , de 4,5 km du sud vers le nord dans la direction y et de -750 m à 400 m dans la direction verticale. Une première simulation a été faite pour une masse entrant dans la mer à une vitesse de $v = 40 \text{ m.s}^{-1}$ avec un front d'une hauteur de $H = 25 \text{ m}$. La figure 66 montre que déformation de la masse interagissant avec l'eau, 30 secondes après l'instant initial ($t = 0$). Cette interaction joue un rôle important puisque la vitesse moyenne du glissement passe de 40 m.s^{-1} à 30 m.s^{-1} durant les 50 premières secondes. La vague calculée à l'aide du code de mélange 3D est représentée sur la figure 68 à $t = 50$ secondes après l'impact. La vague a une forme semi-circulaire avec des hauteurs maximales de l'ordre de 15 m dans la direction du glissement. La vague générée s'avère être très sensible aux conditions initiales de vitesse et de hauteur du front. D'après 20 simulations avec 5 différentes valeurs de la vitesse ($10 \text{ m.s}^{-1} < v < 55 \text{ m.s}^{-1}$) et 4 hauteurs différentes (figure 67), il s'avère que la vitesse moyenne de la masse entrant dans la mer décroît pour des vitesses initiales de 55 m.s^{-1} et 40 m.s^{-1} mais augmente pour des vitesses inférieures à 25 m.s^{-1} [Mangeney *et al.*, 2000b]. Cette observation est évidemment liée à la topographie initiale et au changement de pente entre la bathymétrie et la topographie.

Finalement, nous avons considéré un cas extrême correspondant au tsunami généré par l'effondrement

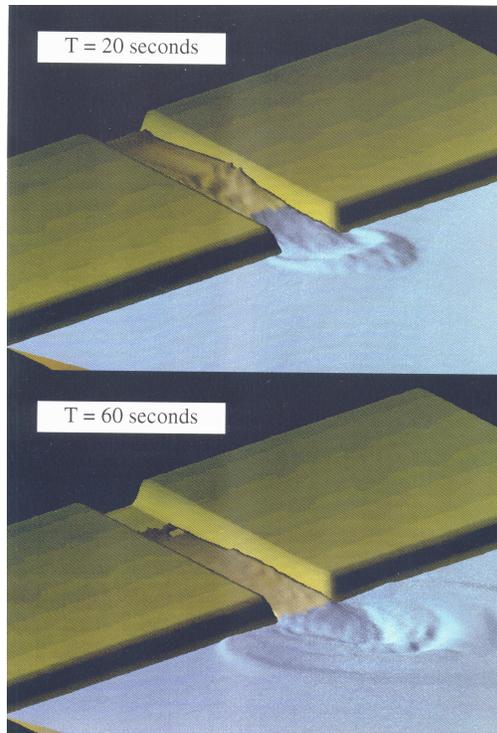


FIG. 66 – Domaine numérique 3D. L'avalanche de débris s'écoule le long d'une vallée large de 800 m, en forme de U avant d'entrer dans la mer.

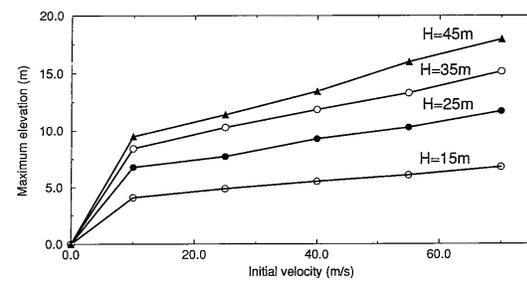


FIG. 67 – Hauteurs maximum de vagues calculées à une distance de 3 km de l'impact. Les hauteurs maximum obtenues dans les 20 simulations numériques (symboles) sont représentées en fonction de la vitesse initiale de la masse.

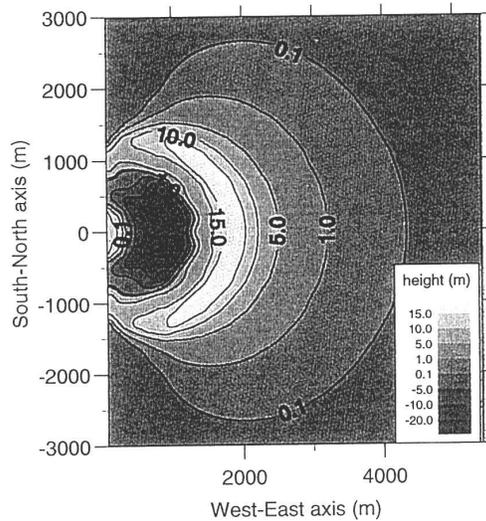


FIG. 68 – Modélisation de la vague générée par l'impact en mer d'une masse de $40 \times 10^6 \text{ m}^3$ entrant dans l'eau à une vitesse de 40 m.s^{-1} avec un front de hauteur $H = 25 \text{ m}$. La vague calculée à l'aide du code de mélange 3D est représentée 50 secondes après l'impact.

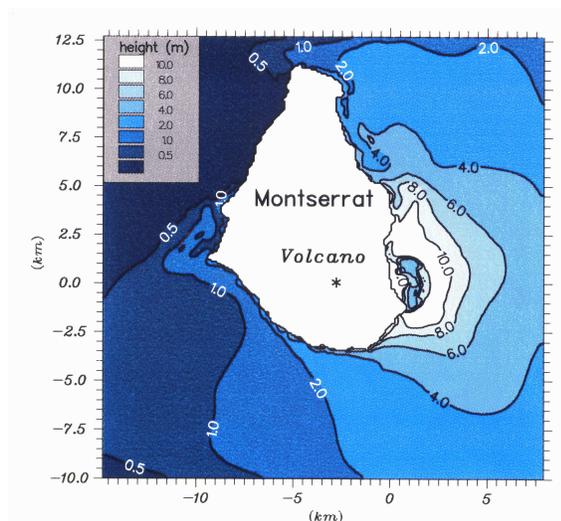


FIG. 69 – Élévation maximale de la surface de l'eau atteinte durant la propagation du tsunami autour des côtes de Montserrat. Ces résultats sont obtenus à l'aide d'un modèle en eau peu profonde.

du flanc sud-ouest de la Montagne Pelée en Martinique qui est estimé avoir eu lieu approximativement 25 000 BP. Nous avons considéré un volume de 10 km^3 s'effondrant au-dessus de la mer (figure 70). Dans cette simulation préliminaire 2D, les équations complètes de Navier-Stokes pour un mélange sont résolues et les débris sont assimilés à un fluide visqueux newtonien avec une viscosité cinématique $\nu = 50 \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ (comparable à celle suggérée par *Sousa and Voight [1995]* pour les avalanches sur terre). Une énorme vague haute de 500 m est obtenue à 10 km des côtes, 120 secondes après l'instant initial (figure 71) [*Mangeney et al., 1998*]. Cette valeur extrême est liée à l'énorme volume relâché et serait considérablement réduite dans le cas d'un glissement s'effectuant en plusieurs fois. Pourtant une telle hauteur de vague a déjà été observée en Alaska en 1958 [*Miller, 1960*]. Cette approche a été menée plus loin par Anne Le Friant dans sa thèse où des simulations 3D prenant en compte des données plus précises ont donné des ordres de grandeurs de vagues générées par des effondrements passés et futurs en Martinique. Un effondrement d'à peu près 1 km^3 conduirait à une vague de l'ordre de 100 m à 5 km de la mer avec des vagues de plusieurs dizaines de mètres près des côtes de Martinique [*Le Friant, 2001*].

6.3.2 Propagation de la vague

Le coût numérique élevé du modèle de mélange 3D nécessite l'utilisation de modèles simplifiés si l'on veut calculer la propagation de la vague générée. Le phénomène de propagation se fait sur des échelles horizontales et verticales différentes selon que l'on considère la propagation sur les côtes voisines de l'impact ou plus loin en mer. Si l'on s'intéresse à la propagation le long des côtes de Montserrat, la profondeur de l'eau est petite devant la longueur d'onde des vagues (shallow water)

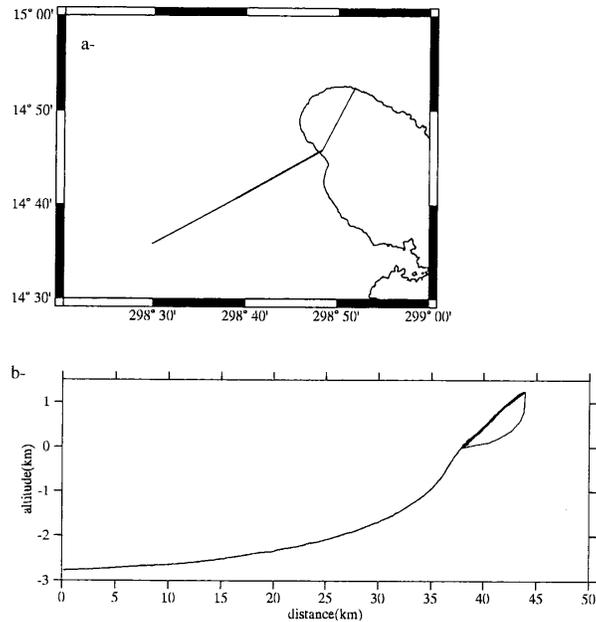


FIG. 70 – Profil de topographie et de bathymétrie utilisés dans la simulation numérique de l’effondrement de flanc de la Montagne Pelée : (a) localisation du profil, (b) profils avant (traits épais) et après (traits fins) l’effondrement.

et les distances parcourues sont également petites. Ces deux effets rendent la dispersion fréquentielle négligeable. Le modèle classique shallow water est alors approprié [Titov and Synolakis, 1997]. En utilisant un modèle développé au CEA pour résoudre ces équations, nous avons calculé la propagation des vagues sur les côtes de Montserrat avec comme conditions initiales les résultats du modèle 3D. Par contre, pour calculer la propagation de la vague jusqu’à la Guadeloupe, ces hypothèses ne sont plus vérifiées car la longueur d’onde de la vague générée est du même ordre de grandeur que la profondeur de l’océan. Dans ce cas la longueur d’onde initiale se disperse rapidement en une série d’ondes de différentes fréquences. Pour calculer ce type de propagation, nous avons utilisé un modèle résolvant les équations de Boussinesq qui prennent en compte la dispersion fréquentielle à l’ordre de plus bas [Heinrich et al., 1998].

Un premier calcul nous a permis d’estimer la hauteur de vague sur les côtes de Montserrat suite à l’impact en mer au niveau de la vallée White River de la coulée pyroclastique du Bowing Day. En entrant comme conditions initiales dans le modèle shallow water les résultats obtenus à l’aide du modèle de mélange, nous avons calculé une vague dont la période est de une ou deux minutes, entre la houle ($T \leq 15s$) et les tsunamis d’origine tectoniques ($15 \leq T \leq 60$ minutes). Le calcul donne une déferlante de deux mètres qui atteint la baie d’Old Road conformément aux observations, sept minutes après l’impact, la partie nord de l’île n’étant pas affectée par le tsunami [Heinrich et al., 1999].

Un deuxième calcul a été effectué pour prédire le risque tsunami associé à l’effondrement potentiel dans la vallée Tar River. La vague calculée par le modèle de mélange 3D pour une vitesse initiale de la masse de débris de 40 m.s^{-1} et un front d’avalanche de 25 m, est imposée comme condition initiale dans le modèle shallow water. Le déferlement sur les côtes (run-up), qui constitue une autre difficulté majeure dans la simulation des tsunamis, n’est pas calculé dans ce modèle où une réflexion complète est imposée au niveau de la profondeur 10 m. Le domaine de calcul est de $25 \times 25 \text{ km}^2$,

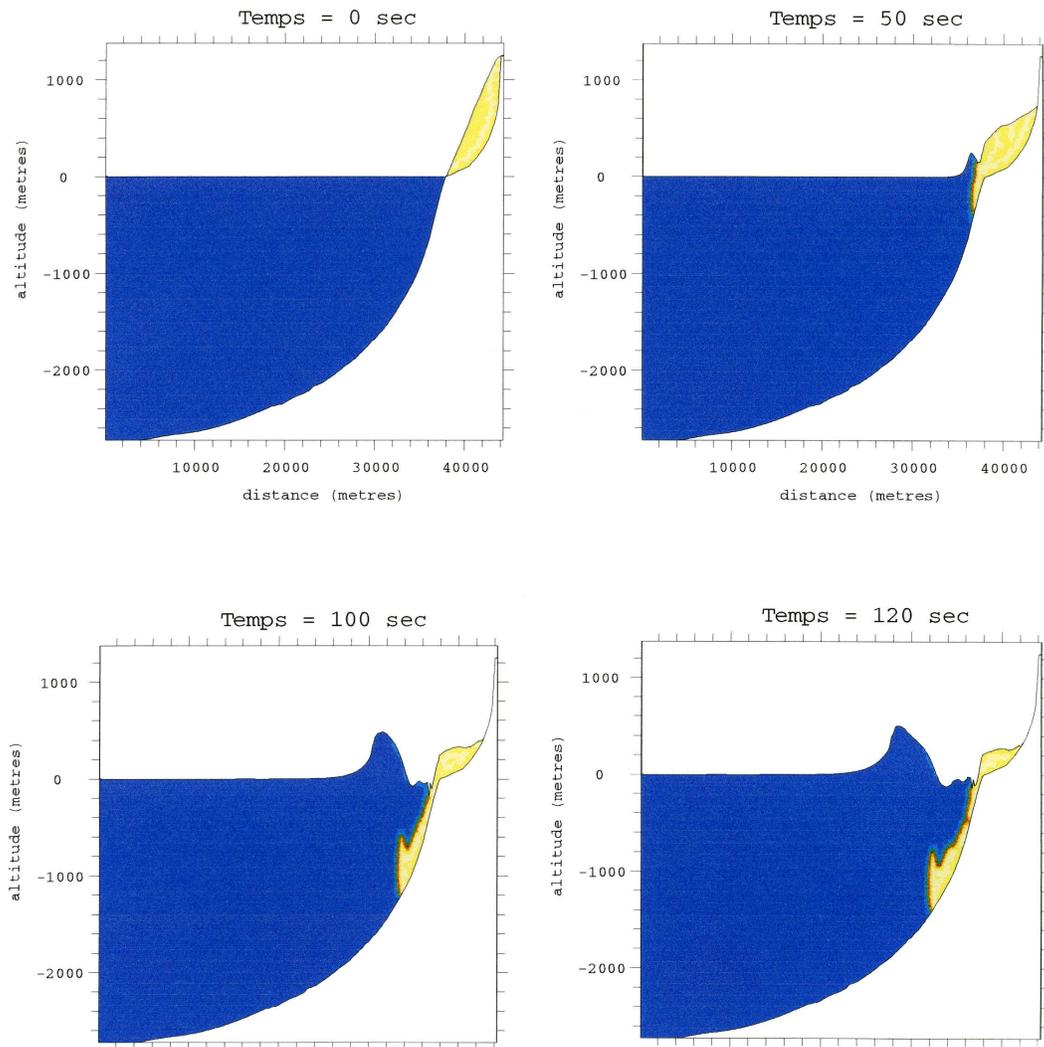


FIG. 71 – Simulation préliminaire de l’effondrement de flanc à la Montagne Pelée 25 000 BP. L’eau est représentée en bleu et le glissement en jaune.

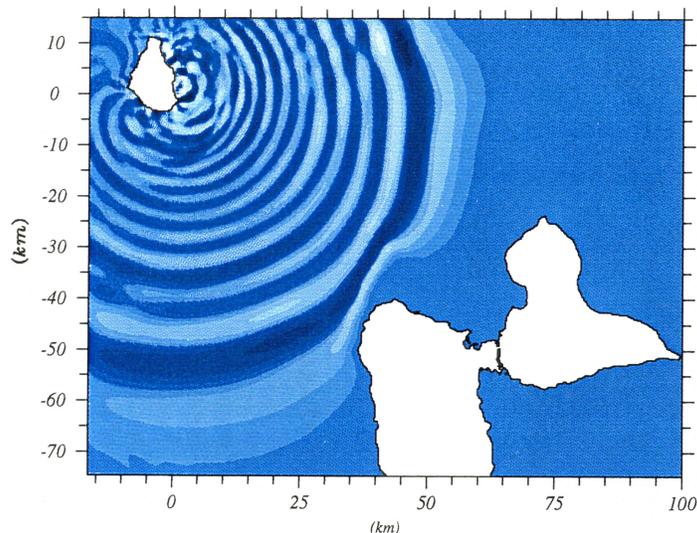


FIG. 72 – Simulation de la vague créée par une avalanche potentielle dans la vallée Tar River, Montserrat. Le train d'onde se propage vers l'est dans la direction de la vallée. Une vague de deux ou trois mètres déferle sur la côte nord-ouest de la Guadeloupe dix minutes après l'effondrement.

avec un pas d'espace de 100 m. La figure 68 montre que la plus grande partie de l'énergie se propage vers la haute mer dans la direction du glissement vers la Guadeloupe et Antigua situées à environ 50 km de Montserrat. Le long des côtes ouest de Montserrat une vague de 1 à 2 mètres est calculée (figure 69). Pour avoir plus de précision sur l'impact de la vague sur les côtes de Guadeloupe, un raffinement de la grille de calcul (pas d'espace de 40 m) a été effectué sur la côte NW de Basse-Terre, la côte de Grand-Cul-de-Sac-Marin et la côte NW de Grande-Terre. Une condition de réflexion a été utilisée sur la ligne de côte. En approchant la côte de Guadeloupe, la longueur d'onde de la vague diminue conduisant à l'amplification de la vague à cause de la conservation de l'énergie. Les simulations numériques montrent que le facteur d'amplification est généralement inférieur à 2. La figure 72 montre la simulation numérique de la vague après 10 minutes de propagation. Le long des côtes NW de Basse-Terre et Grande-Terre, la vague maximum calculée est de 1,5 à 2,5 m. En 2003, l'effondrement suspecté dans la vallée Tar River a effectivement eu lieu. Cet effondrement d'une partie du dôme de la Soufrière vers l'Est a donné lieu à de nombreuses coulées pyroclastiques atteignant la mer. Les volumes estimés sont de l'ordre d'une dizaine de millions de m^3 . Dans la nuit du 12 au 13 juillet 2003, une de ces coulées a donné naissance à un tsunami qui s'est propagé jusqu'en Guadeloupe. Les campagnes de terrain qui ont suivi cet événement ont montré des hauteurs de vagues de l'ordre de 4 m, à 3-4 km au nord de l'embouchure de la vallée Tar River à Montserrat et une hauteur de vague de l'ordre de 0.5 à 1 m à Deshaies en Guadeloupe [Pelinovsky *et al.*, 2004]. Il apparaît que les ordres de grandeurs que nous avons calculés quatre ans auparavant sont en très bon accord avec ces observations. Faut-il pour cela en conclure que les modèles sont parfaits et que toute la chaîne décrite précédemment fonctionne de manière exemplaire ? Evidemment non, connaissant toutes les simplifications faites aux différents stades de résolution du problème. Par contre, il semble indéniable que les modèles actuels de tsunamis sont capables de capturer l'ordre de grandeur des vagues générées autour de l'impact et sur les côtes des îles avoisinantes. Pour affiner les prédictions, des études plus approfondies du calcul de la génération de la vague et du déferlement sur les côtes doivent être menées. De plus, il est important de souligner l'expertise des géologues du MVO qui ont su donner un ordre

de grandeur du volume potentiellement instable et une direction probable d'écoulement.

7 Conclusion

Tout au long de mes travaux de recherche, j'ai cherché à utiliser, à développer et à appliquer les méthodes mathématiques, numériques et physiques les plus perfectionnées pour pouvoir répondre aux exigences spécifiques de la modélisation des avalanches naturelles en collaboration avec des spécialistes des différents domaines. Les résultats obtenus ont permis de proposer des mécanismes expliquant la dynamique des écoulements et la morphologie des dépôts et d'interpréter les lois d'échelle mises en évidence sur le terrain. La simulation d'évènements réels a montré la capacité des modèles à reproduire les dépôts naturels. L'analyse des structures morphologiques fines a mis en évidence des pistes pour déduire des informations sur la dynamique de l'écoulement et sur le flux d'alimentation à partir de mesures sur le terrain. Des comparaisons systématiques entre modélisation numérique et expérience de laboratoire ont conduit à valider et à montrer les limites des lois de comportement proposées et de l'hypothèse de couche mince pour décrire les écoulements granulaires. Au-delà de l'aspect fondamental concernant la compréhension des processus géomorphologiques à la surface des planètes telluriques, ces travaux ont abouti au développement d'outils numériques et mathématiques pour l'évaluation des risques liés aux effondrements gravitaires. Un des codes développés est d'ailleurs actuellement utilisé au Politecnico, Turin dans le cadre d'études géotechniques d'évaluation des risques liés aux glissements de terrain en Italie. Les méthodes mises au point peuvent être facilement appliquées à d'autres écoulements minces à surface libre sur une topographie complexe comme les coulées de boue, les rivières, les glissements sous-marins ou encore les écoulements de lave.

Mais ces travaux ont aussi contribué à soulever des problèmes encore non résolus en particulier concernant le changement d'échelle entre les observations obtenues en laboratoire et les données de terrain. Même si les limites des interprétations classiques de la mobilité des avalanches ont été soulignées dans ce travail, les simulations montrent qu'il est nécessaire d'introduire un coefficient de friction beaucoup plus faible que le coefficient caractéristique des matériaux granulaires mis en jeu pour reproduire les dépôts observés sur le terrain. Ce problème apparaît quelque soit la loi de comportement utilisée. L'origine de cette grande mobilité qui n'apparaît pas à l'échelle du laboratoire reste actuellement un problème ouvert et ne semble pas lié aux erreurs habituellement faites dans la description de la topographie. D'autre part, les simulations d'expériences de laboratoire n'ont pas permis de discriminer de manière convaincante entre les différentes lois de comportement. En effet, les différentes configurations explorées suggèrent la nécessité d'utiliser une loi à coefficient de friction constant (effondrements de colonnes granulaires), un coefficient de friction variable (écoulements stationnaires sur plan incliné) ou encore une anisotropie des contraintes normales (rupture de pente). D'autre part, la comparaison avec des simulations numériques par éléments discrets montre la nécessité et la possibilité de développer l'approximation d'ondes longues à un ordre plus élevé dans le cas d'effondrements de masse granulaires avec un rapport d'aspect important. La compréhension de ces problèmes nécessitera de poursuivre des investigations à l'interface entre géophysique, mathématique, physique et mécanique.

Les simulations d'avalanches réelles nécessitent toutes l'introduction de coefficients de friction très faibles par rapport à la valeur déterminée expérimentalement sur ce type de matériaux mettant en évidence la grande mobilité de ces avalanches dont l'origine reste encore largement controversée. D'autre part, les confrontations des résultats numériques avec les données de terrain n'ont pas abouti

à un consensus sur la loi de comportement la mieux adaptée pour décrire les avalanches dans leur milieu naturel.

Le développement des mesures satellitaires qui constituent une véritable révolution par l'étendue de leur couverture spatiale. De plus les images satellites permettent de photographier des glissements aussi bien sur Terre que sur d'autres planètes comme le montre la figure 13. Si les distances parcourues par les glissements dépendent évidemment de la présence d'eau, la complexité des matériaux mis en jeu et la méconnaissance de leur comportement rhéologique rend difficile l'évaluation de l'influence de l'eau sur la distance parcourue par un glissement.

Pourtant, les développements théoriques et numériques que j'ai pu mener peuvent être, pour une grande partie, appliqués à d'autres types d'écoulements gravitaires.

Ces travaux s'inscrivent dans les nouvelles orientations prises par l'IPGP depuis quelques années concernant le développement des recherches sur les enveloppes superficielles et plus particulièrement sur la géomorphologie et les risques naturels. Les développements effectués ont un champ d'application immédiat dans les Observatoires Volcaniques aux Antilles et à la Réunion dans le cadre de l'évaluation des risques d'effondrements de flancs volcaniques. Mes recherches s'insèrent dans les thématiques du Groupement de Recherche Milieux Divisés et dans le réseau Européen HYKE dédié aux développements mathématiques et numériques liés aux équations hyperboliques. J'ai ainsi participé en tant qu'expert en géophysique à une nouvelle demande HYKE II à l'interface entre mathématiques et géophysique. D'un point de vue géophysique et évaluation des risques ces recherches sont au coeur des préoccupations de la communauté européenne comme en témoigne le nombre toujours croissant de sessions à l'EGU dédiées à l'étude des glissements de terrain et plus généralement aux processus d'érosion.

8 Références

- Aranson, I. S., and Tsimring, L. S., Continuum theory of partially fluidized granular flows, *Phys. Rev. E*, **65**, 061303.
- Assier, S., Mariotti, C., and P. Heinrich, 1997. Numerical simulation of submarine landslides and their hydraulic effects, *J. Watrwy. Port, Coast. and Oc. Engrg., ASCE*, **123**(4), 149-157.
- Audusse, E., Bouchut, F., Bristeau, M. O., Klein, R., and Perthame, B. A fast and stable well-balanced scheme with hydrostatic reconstruction for shallow water flows, *SIAM J. Sci. Comp.*, **25**, 2050-2065, 2004.
- Balmforth, N.J. and Kerswell, R.R. 2005. Granular collapse in two dimensions, *Fluid Mech.*, **538**, 399-428.
- Bouchut, F., Mangeney-Castelnau A., Perthame, B., and Vilotte, J. P., 2003. A new model of Saint-Venant and Savage-Hutter type for gravity driven shallow water flows, *C. R. Acad. Sci. Paris, Ser. I*, **336**, 531-536.
- Bouchut, F., 2004. Nonlinear stability of finite volume methods for hyperbolic conservation laws, and well-balanced schemes for sources, *Frontiers in Mathematics series*, Birkhauser 2004, ISBN 3-7643-6665-6.
- Bouchut, F. and Westdickenberg, M., 2004. Gravity driven shallow water models for arbitrary topography, *Comm. in Math. Sci.*, **2**, 359-389.
- Dade, W. B., and Huppert, H. E., 1998. Long-runout rockfalls, *Geology*, **26**(9), 803-806.
- Daerr, A., and S. Douady, 1999. Two types of avalanche behaviour in granular media, *Nature*, 399 :241.
- Deboeuf, S. Dauchot, O., Staron, L., Mangeney, A., and Vilotte, J.P., 2005. Memory of the Unjamming Transition during Cyclic Tiltings of a Granular Pile, *Phys. Rev. E*, **E72**, 051305.

- Deboeuf, S., Vilotte, J.P., Mangeney, A., Staron, L., and Dauchot, O., 2005a. Evolution of the contact network during tilting cycles of a granular pile under gravity, *Powder and Grains*.
- Deboeuf, S., Dauchot, O., Staron, L., Mangeney, A., and Vilotte, J. P., 2005b. Memory of the Unjamming Transition during Cyclic Tilting of a Granular Pile, *Phys. Rev. E*, **E72**, 051305.
- Denlinger, R.P. and Iverson, R.M., 2001. Flow of variably fluidized granular masses across three-dimensional terrain. 2. Numerical predictions and experimental tests, *J. Geophys. Res.*, **109**.
- Denlinger, R. P., and Iverson, R. M., 2004. Granular avalanches across irregular three-dimensional terrain : 1. Theory and computation, *J. Geophys. Res.*, **109**, F01014.
- Ertas, D., Grest, G. S., Halsey, T. H., Levine, D. and Silbert, E. 2001 Gravity-driven dense granular flows, *Europhys. Lett.*, **56**(2), 214-220.
- Félix, G., and Thomas, N., 2004. Relation between dry granular flow regimes and morphology of deposits : formation of levees in pyroclastic deposits, *Earth Plan. Sci. Lett.*, **221**, 197-213.
- GDR Midi, 2004. On dense granular flows, *Eur. Phys. J.*, **E 14**, pp 341-365.
- Gray, J.M.N.T., Wiemand, M. and Hutter, K., 1999. Gravity-driven free surface flow of granular avalanches over complex basal topography, *Proc. R. Soc. London*, **A455**, 1841-1874.
- Greve, R., Koch, T., and Hutter, K., 1994. Unconfined flow of granular avalanches along a partly curved surface. I. Theory. *Proc. R. Soc. London*, **A445**, 399-413.
- Heinrich, Ph., Mangeney, A., Guilbourg, S., Roche, R., Boudon, G., and J. L., Cheminée, 1998. Numerical simulation of a potential landslide-generated tsunami in Monserrat, *Geophys. Res. Lett.*, **25**(19), 3697-3700.
- Heinrich, Ph., Mangeney, A., Boudon, G., et Roche, R., 1999a. Modéliser un raz-de-marée créé par un volcan, *La Recherche*, mars, 66-71.
- Heinrich, Ph., Guilbourg, S., Mangeney, A., and R., Roche, 1999b. Numerical modeling of a landslide-generated tsunami following a potential explosion of the Montserrat volcano, *Phys. Chem. Earth*, **24**(2), 163-168.
- Heinrich, P., Boudon, G., Komorowski, J.C., Sparks, R.S.J., Herd, R., and Voight, B., Numerical simulation of the December 1997 debris avalanche in Montserrat, *Geophys. Res. Lett.*, **28**(13), 2529-2532.
- Hungr, O., 1995. A model for the runout analysis of rapid flow slides, debris flows, and avalanches, *Can. Geotech. J.*, **32**, pp. 610-623.
- Iverson, R.M. and R.P. Denlinger, 2001. Flow of variably fluidized granular masses across three-dimensional terrain. 1 : Coulomb mixture theory, *J. Geophys. Res.*, **106**, 537-552.
- Iverson, R.M., M. Logan, and R.P. Denlinger, 2004. Granular avalanches across irregular three-dimensional terrain : 2. Experimental tests, *J. Geophys. Res.*, **109**.
- Jaeger, H.M., Liu, C., and S.R. Nagel, 1999. Relaxation at the Angle of Repose, *Phys. Rev. Lett.* **62**(40).
- Kelfoun, K., and Druitt, T. H., Numerical modeling of the emplacement of Socompa rock avalanche, Chile, *J. Geophys. Res.*, **110**, B12202, doi :10.1029/2005JB003758.
- Kerswell, R.R. 2005. Dam break with Coulomb friction : a model of granular slumping ?, *Phys. Fluids*, **17**, 057101.
- Lajeunesse, E., Mangeney-Castelnau, A., and Vilotte, J.P., 2004. Spreading of a granular mass on an horizontal plane, *Phys. Fluids*, **16**(7), 2371-2381.
- Larrieu, E., Staron, L., and E. J. Hinch, 2005. Raining into shallow water as a description of the collapse of a column of grains, to appear in JFM 50th anniversary ed.
- Le Friant, A., 2001. Les déstabilisations de flancs des volcans actifs de l'arc des Petites Antilles : origine et conséquences, *PhD Univ. Paris 7, IPGP*.

- Le Friant, A., Heinrich, P., Deplus, C., Boudon, G., 2003. Numerical simulation of the last flank-collapse event of Montagne Pelée, Martinique, Lesse Antilles, *Geophys. Res. Lett.*, **30**(2), 1034, doi :10.1029/2002GL015903.
- Legros, F., 2002. The mobility of long-runout landslides, *Engineering Geology*, **63**, 301-331.
- Lube, G., Huppert, H. E., Sparks, R. S. J., and Hallworth, M. A., 2004. Axisymmetric collapses of granular columns, *J. Fluid Mech.*, **508**, 175-199.
- Mangeney, A., and F., Califano 1998. The shallow-ice approximation for anisotropic ice : Formulation and limits, *J. Geophys. Res.*, **103**, 691-705.
- Mangeney, A., Heinrich, Ph., Le Friand, A., Boudon, G., and C., Deplus, 1999. Modeling of water waves generated by debris avalanches : application to past and potential events in Martinique and Montserrat, Lesser Antilles, *International Conf. on Tsunamis*, 383-394.
- Mangeney, A., Heinrich, Ph., and R., Roche, 2000a. Analytical and numerical solution of the dam-break problem for application to water floods, debris and dense snow avalanches, *Pure Appl. Geophys.*, **157**, 1081-1096.
- Mangeney, A., Heinrich, Ph., Roche, R., Boudon, G., and J. L., Cheminée, 2000b. Modeling of debris avalanche and generated water waves : Application to real and potential events in Montserrat, *Phys. Chem. Earth.*, **25**(9-11), 741-745.
- Mangeney-Castelnau, A., Vilotte, J. P., Bristeau, M. O., Perthame, B., Bouchut, F., Simeoni, C., and Yernini, S., 2003. Numerical modeling of avalanches based on Saint-Venant equations using a kinetic scheme, *J. Geophys. Res.*, **108**(B11), EPM 9, 2527.
- Mangeney-Castelnau, A., Bouchut, B., Vilotte, J.P., Lajeunesse, E., Aubertin, A., and Pirulli, M., 2005. On the use of Saint-Venant equations for simulating the spreading of a granular mass, *J. Geophys. Res.*, **110**, B09103, 1-17.
- Mangeney, A., Bouchut, F., Thomas, N., Vilotte, J. P., Bristeau, M. O., 2006. Numerical modeling of self-channeling granular flows and their channel-levee deposits, *J. Geophys. Res.*, submitted.
- Mashiyama, A. and Kurita, K., 2003. Analysis of Martian Landslides, *36th ISAS Lunar and Planetary Symposium*, Japan, 2003 Aug.2, ISAS 2003.
- McDougall, S. and Hungr, O., A model for the analysis of rapid landslide runout motion across three-dimensional terrain, *Canad. Geotech. J.*, **41** :1084-1097, 2004.
- Miller, D.J., 1960, Giant Waves in Lituya Bay, *Bull. Seismo. Soc. America*, **50**(2), 253-266.
- Miyamoto, H., Dohm, J. M., Beyer, R. A., and Baker, V. R., 2004. Fluid dynamical implications of anastomosing slope streaks on Mars, *J. Geophys. Res.*, **109**, E06008.
- Naaim, M., Vial, S., and R. Couture, 1997. Saint-Venant approach for rock avalanches modelling, *Saint Venant Symposium*, August 28-29, Paris.
- Nomanbhoy, N., and Satake, K., 1995. Generation mechanism of tsunamis from the 1883 Krakatau eruption, *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 509-512.
- Pastor, M., Fernández Merodo, J. A., Quecedo, M., Herreros, M.I., Gonzáles, E., Mira, P., 2002. Modelling of debris flows and flow slides, *Revue française de génie civil : Numerical modelling in Geomechanics*, **6**, 6/2002, 1213-1232.
- Patra, A.K., Bauer, A.C., Nichita, C.C., Pitman, E.B., Sheridan, M.F., Bursik, M., Rupp, B., Webber, A., Stinton, A.J., Namikawa, L.M., and Renschler, C.S., 2005. Parallel adaptative numerical simulation of dry avalanches over natural terrain, *J. Volc. Geotherm. Res.*, **139**, 1-21.
- Pelinovsli, E., Zahibo, N., Dunkley, P., Edmonds, M., Herd, R., Talipova, T., Kozelkov, A., and Nikolkina, I., 2004. Tsunami generated by the volcano eruption on July 12-13, 2003 at Montserrat, Lesser Antilles, *Science of Tsunami Hazards*, **22**(1), pp. 44.

- Pitman, E. B., Nichita, C. C., Patra, A., Bauer, A., Sheridan, M. and Bursik, M., 2003. Computing granular avalanches and landslides, *Phys. Fluids*, **15**(12), 3638-3646.
- Pirulli, M., Bristeau, M. O., Mangeney, A., and Scavia, C., 2006. The effect of the earth pressure coefficients on the runout of granular material, *Environmental Modeling and Software*, in press.
- Pirulli, M., 2005. Numerical modelling of landslide runout, A continuum approach, PhD Politecnico, Turin.
- Pouliquen, O., On the shape of granular fronts down rough inclined planes, *Phys. Fluids*, **11**, 1956-1958, 1999.
- Pouliquen, O., Scaling laws in granular flows down rough inclined planes, *Phys. Fluids*, **11**(3), 542-548, 1999.
- Pouliquen, O. and Forterre, Y., 2002. Friction law for dense granular flows : application to the motion of a mass down a rough inclined plane, *J. Fluid Mech.*, **453**, 133-151.
- Prochnow, M., Chevoir, F., and Albertelli, M., 2000. Dense granular flows down a rough inclines plane, *Proc. XIIIth International Congress on Rheology, Cambridge, UK*.
- Pudasaini, S., Wang, Y., and K. Hutter, 2005. Rapid motions of free-surface avalanches down curved and twisted channels and their numerical simulations, *Phil. Trans. R. Soc. A*, **363**(1832), 1551-1571, 2005.
- Radjai, F., Wolf, D.E., Jean, M., and Moreau, J.J., 1998. *Phys. Rev. Lett.*, **80**(1).
- Sander, J., and Hutter, K., 1996. Experimental and computational study of channelized water waves generated by a porous body. *Acta Mech.*, **115**, 133-149.
- Savage, S. B., and Hutter, K., 1989. The motion of a finite mass of granular material down a rough incline, *J. Fluid Mech.*, **199**, 177-215.
- Sousa, J., and Voight, B., 1995. Multiple-pulsed debris avalanche emplacement at Mount St. Helens in 1980 : Evidence from numerical continuum flow simulations, *J. Vol. Geotherm. Res.*, **66**, 227-250.
- Sparks R S J, Young S R, 2002. The eruption of Soufriere Hills volcano, Montserrat (1995-1999) : overview of scientific results. In ; Druitt T H, Kokellar B P (eds), The eruption of Soufriere Hills volcano, Montserrat, from 1995 to 1999, *Geol Soc London Mem*, **21** : 45-69
- Staron, L., and E.J. Hinch, 2005. Study of the collapse of granular columns using 2D discrete-grains simulation, *J. Fluid Mech.*, **545**, pp 1-27.
- Staron, L., and E.J. Hinch, 2006. The spreading of a granular mass : role of grain properties and initial conditions, submitted in *Granular Matter*.
- Stocker, J.J., 1957. Water waves, The Mathematical Theory with Applications, *Interscience Publishers, Inc.*, New York.
- Synolakis, C.E., Liu, Ph., Carrier, G., and Yeh, H., 1997. Tsunamigenic seafloor deformations, *Science*, **278**, 598-600.
- Taberlet, N., Richard, P., Valance, A., Losert, W., Pasini, J.M., Jenkins, J. T., and Delannay, R., 2003. Superstable Granular Heap in a Thin Channel, *Phys. Rev. Lett.*, **91**(26).
- Tai, Y.C., Noelle, S., Gray, N., and K. Hutter, 2002. Shock capturing and front tracking methods for granular avalanches, *J. of Comput. Physics*, **175**, 269-301.
- Titov, V.V., and Synolakis, C.E., 1997. Extreme inundation flows during the Hokkaido-Nasei-Oki tsunami, *Geophys. Res. Lett.*, **24**, 1315-1318.
- Thornton, A. R., Gray, J. M. N. T., Hogg, A. J., 2006. A three-phase mixture theory for particle size segregation in shallow granular free-surface flows, *J. Fluid Mech.*, **550**, 1-25.
- Volfson, D., Tsimring, L. S., and Aranson, I. S., 2003, Partially fluidized shear granular flows : Continuum theory and molecular dynamics simulations, *Phys. Rev. E*, **68**, 021301.

Perspectives scientifiques

Le travail que je me propose de réaliser dans les prochaines années sera en partie dans la ligne directe des activités de recherche présentées dans ce mémoire, à savoir la validation et l'application des modèles développés pour les avalanches en milieu naturel, entre autre à travers une collaboration plus rapprochée avec les Observatoires Volcanologiques. Parallèlement, je compte m'investir plus profondément dans les études liées à la géomorphologie de la planète Mars et à la comparaison entre les effondrements gravitaires dans des environnements planétaires différents (gravité, matériau mis en jeu) en collaboration avec Philippe Lognonné, directeur de l'équipe d'Etudes Spatiales et Planétologie, IPGP. Je souhaite également développer de nouveaux axes de recherche, déjà initiés, concernant la prise en compte de la transition statique/mobile liée aux processus d'érosion/déposition dans les modèles ainsi que l'étude de la présence de fluide au sein du matériau en écoulement. Les études de terrain montrent que ces deux phénomènes jouent un rôle clé dans la dynamique des effondrements gravitaires. A plus long terme, j'ai pour objectif d'étudier les relations entre les glissements de terrain et la sismicité ainsi que la détection de ces glissements à travers l'analyse des signaux émis lors de leur déclenchement et de leur propagation pour profiter pleinement des compétences de l'équipe de Sismologie à laquelle je suis rattachée.

Dans la continuité des travaux présentés dans ce mémoire et dans le cadre de la thèse d'Adrien Bon, débutée en octobre 2005, nous comptons évaluer l'effet des termes liés à la matrice de courbure de la topographie sur l'écoulement et la forme du dépôt. Il s'agira d'appliquer le modèle numérique TOP^{aval} à des cas réels et à des expériences de laboratoire en analysant systématiquement l'ordre de grandeur des différents termes. Le but est d'évaluer dans quelles configurations les forces de courbure décrites dans le paragraphe 3.1 de ce manuscrit jouent un rôle important et dans quelle mesure les résultats des modèles généralement utilisés, qui ne prennent pas en compte ces forces, doivent être remis en question. En particulier, je propose, dans la continuité de mes recherches précédentes, de confronter les observations de terrain, la modélisation expérimentale et numérique sur des données morphologiques plus subtiles que l'aire balayée par le glissement ou la vitesse moyenne d'écoulement. Ce type de comparaison permettra de mieux comprendre les mécanismes gérant la dynamique et l'emplacement des écoulements par la possibilité d'évaluer numériquement les forces responsables de la création de ces structures morphologiques. D'autre part, des comparaisons avec des modèles plus simples comme RASH^{3D} où les modèles développés par Karim Kelfoun, LMV seront effectuées pour évaluer l'effet d'une description précise de la topographie. Une demande ANR Jeunes Chercheurs concernant en partie ces aspects et pilotée par Olivier Roche, LMV, IRD est actuellement soumise. Je compte pousser plus loin l'étude des écoulements auto-chenalisés pour vérifier sur le terrain la pertinence des mécanismes proposés grâce aux simulations numériques. Il s'agira entre autres d'appliquer les lois d'échelle établies grâce à des simulations de configurations simples comme l'écoulement d'une masse granulaire sur un plan incliné, pour retrouver l'ordre de grandeur des flux émis à partir de l'analyse du dépôt de type levées-chenal laissé par ces écoulements. Dans ce cadre, nous avons effectué une campagne de terrain pour mesurer les dépôts des coulées de ponces du Lascar au Chili en avril 2006 en collaboration avec Karim Kelfoun et Philippe Labazuy, LMV, Clermont-Ferrant, l'IRD de Santiago et les topographes d'EDF. Une nouvelle campagne est prévue en novembre 2006. En effet, ces coulées sont composées de plusieurs lobes se comportant comme des écoulements autochenalisés avec un dépôt formé d'un chenal central bordé de levées (figure 55). Des écoulements montrant des caractéristiques similaires sont également observés sur Mars (figure 12). La précision des futures données satellitaires de la mission High Resolution Imaging Science Experiment (HiRISE) permettra de mesurer ces structures fines. En effet, l'acquisition de paires d'images stéréo aboutira à une pré-



FIG. 73 – Glissements de terrain la Conchita, 1995 Californie, photo USGS.

cision verticale de 25 à 50 cm par pixel. De plus la mesure de la largeur de l'écoulement pourra être contrainte grâce à la haute résolution de 1 à 2 m par pixel. Le projet que j'ai soumis avec Philippe Lognonné, équipe d'Etudes Spatiales et Planétologie de l'IPGP dans le cadre de la mission HiRISE pour effectuer de telles mesures a été accepté. L'application des modèles aux glissements martiens fait l'objet d'une demande ANR blanche impliquant le DMA (François Bouchut), l'IPGP, l'IDES-Orsay (Nicolas Mangold) et le LAMA (Ioan Ionescu). Dans ce cadre, nous souhaitons faire une étude comparative des effondrements sur Terre et sur Mars dans des environnements les plus similaires possibles. Pour cela, nous nous proposons d'étudier, grâce aux images satellites et aux campagnes de terrain les écoulements de débris dans les régions arctiques (Grönland). J'ai initié récemment des recherches dans cette direction à travers le stage de Master 1 de Luce Malverti et le stage de Master 2 d'Antoine Lucas. D'autre part, mon séjour d'un an à UCSD, Californie dans le cadre d'une délégation au CNRS me permettra d'utiliser les données exceptionnelles d'avalanches martiennes récoltées par le GPS, Caltech, Pasadena en collaboration avec Oded Aharonson.

Je me propose également d'adapter les modèles développés durant ces dernières années pour créer des outils opérationnels utilisés pour l'évaluation des risques comme nous avons commencé à le faire en collaboration avec le laboratoire géotechnique du Politecnico de Turin (Claudio Scavia). Il est clair qu'un ordre de grandeur ne suffit pas ce domaine comme le montre la figure 73 représentant deux glissements de terrain en Californie dont la longueur de runout diffère de quelques centaines de mètres. Cette différence change considérablement les dégâts occasionnés par ces deux évènements.

Ces dernières années, les études géophysiques, mathématiques, numériques et physiques ont conduit au développement de modèles numériques performants pour simuler des écoulements gravitaires dans

leur contexte naturel. Pourtant le pouvoir prédictif de ces modèles reste encore incertain. En effet, les modèles ne prennent pas en compte deux processus fondamentaux : l'existence de zones statiques et de zones mobiles dans l'écoulement d'une masse granulaire (transition statique/mobile) et par là les processus d'érosion/déposition ainsi que l'interaction entre les phases solide (grain) et fluide (eau). Les progrès récents des études théoriques sur les milieux granulaires en terme de physique et de mécanique fournissent aujourd'hui un contexte permettant de développer une nouvelle génération de modèles prenant en compte ces processus de manière consistante.

Différentes tentatives ont été menées pour intégrer la description de la transition statique/mobile dans le cadre des modèles d'ondes longues. Mais les relations de fermeture ne sont pas totalement consistantes et beaucoup trop simplifiées pour être utilisées pour simuler des écoulements réels. Une première analyse des solutions proposées est actuellement en cours en collaboration avec Enrique Nieto, mathématicien de l'Université de Séville, François Bouchut, DMA et Pierre-Yves Lagree, LMM et fait l'objet d'un article soumis. Je me propose d'étudier ce problème en cherchant à adapter la théorie récemment développée par *Aranson and Tsimring* [2002] qui permet de décrire explicitement la transition statique/mobile à travers l'introduction d'un paramètre d'ordre. Cette théorie, issue de la théorie de Landau pour les transitions de phase, consiste à séparer la contrainte de cisaillement en une partie correspondant à la phase mobile et une autre partie correspondant à la phase statique. Le paramètre d'ordre contrôle l'importance relative de la contrainte de cisaillement statique. Une équation d'évolution en temps et en espace de ce paramètre d'ordre est obtenue par l'introduction d'une énergie libre. A partir de cette théorie, une équation d'évolution de l'interface entre une couche mobile et une couche statique peut être déduite [*Aranson and Tsimring*, 2002] en fonction du rapport entre la contrainte de cisaillement et la contrainte normale sans hypothèses spécifiques sur le profil vertical de vitesse horizontale comme cela est généralement le cas dans les approches proposées dans la littérature. Je compte valider le calcul de l'évolution de l'interface statique/mobile sur les données expérimentales et numériques obtenues dans le cadre de l'étude d'étalement de colonnes granulaires sur un plan horizontal. Une comparaison poussée entre simulation continue LWA et simulation discrète en collaboration avec Dmitri Volfson et Lydie Staron permettra d'évaluer les limites de la formulation proposée. L'étude de l'influence de la prise en compte de la transition statique/fluide sera menée en simulant entre autres des écoulements auto-chenalisés où la présence d'une couche statique a été mise en évidence expérimentalement [*Deboeuf*, 2005]. Ces recherches seront menées en collaboration avec Lev Tsimring et Dmitri Volfson, INLS, UCSD où je compte poursuivre mes recherches durant l'année universitaire 2006/2007.

La présence de fluide au sein du matériau en écoulement peut changer radicalement le comportement d'un milieu granulaire en augmentant significativement sa mobilité. L'étude de milieux diphasés constitue actuellement une des priorités si l'on veut pouvoir décrire des événements réels, sachant que la majorité d'entre eux impliquent un contenu important en fluide. Pour introduire les effets dus à la présence d'un fluide interstitiel dans l'approximation d'ondes longues, les modèles se sont basés sur l'hypothèse d'une porosité constante et ont supposé l'égalité des vitesses entre la phase fluide et la phase solide. Des nouveaux modèles de mélange ont récemment été développés, proposant des équations pour la vitesse des deux phases et pour la porosité. Mais ces équations n'ont pour l'instant pas été résolues numériquement. En collaboration avec François Bouchut, DMA et Marie-Odile Bristeau, INRIA je compte adapter les méthodes de résolution développées pour les modèles de Saint-Venant à deux couches à la résolution de ces équations. Ce travail est actuellement initié à travers le post-doctorat de Marica Pelanti à l'IPGP dans le cadre d'une bourse de la Mairie de Paris. Le problème posé par la résolution de ces équations dépasse le cadre des écoulements de débris. La présence d'un terme de couplage entre les deux phases conduit à la possibilité d'avoir des valeurs propres complexes

pour le système d'équations. Ce problème apparaît également dans le cas de modèles à plusieurs couches avec un terme d'échange entre les deux couches. Pour valider les modèles développés une fois la résolution numérique effectuée, je compte étudier précisément l'effet de la prise en compte de fluide dans des configurations simples similaires à celles que j'ai simulées pour valider les modèles d'écoulements secs (effondrement de colonnes granulaires, écoulement confiné et non-confinés,...). L'idée sera de mettre en évidence des modifications de la structure du dépôt qui pourraient servir d'indicateur de la présence d'eau, simplement à partir de l'analyse du dépôt.

La base de données de plus en plus précise obtenue à l'aide des systèmes d'imagerie satellitaires sur la Terre et sur Mars rendent actuellement possible la validation de tels modèles. Mais la question de savoir comment la présence d'eau influence la morphologie des dépôts observés sur les deux planètes reste encore ouverte. La simulation d'avalanches terrestres et martiennes devrait fournir des pistes permettant d'affirmer si la présence d'eau est réellement nécessaire pour expliquer les processus d'emplacement des glissements de terrain.

Finalement, à plus long terme, je souhaite aborder le problème de la relation entre sismicité et glissements de terrain. De telles études nécessitent de s'intéresser à la phase d'initiation des glissements de terrain, fondamentale pour tout ce qui concerne l'évaluation des risques. Je compte m'appuyer sur les compétences de l'équipe de Sismologie, IPGP, pour développer cet axe de recherche ainsi que l'étude de la détection des glissements de terrain à travers l'analyse des signaux enregistrés sur les sismomètres dans la ligne des travaux initiés par Keiiti Aki. L'idée serait de coupler un modèle d'avalanche à un modèle de propagation d'ondes développé à l'IPGP pour pouvoir, à partir du sismogramme, remonter au signal émis par le glissement. Un des intérêts de ce couplage serait d'obtenir une mesure de la contrainte à la base de l'écoulement.

Activités d'encadrement

Thèses

- Adrien Bon, Modélisation numérique des écoulements de débris sur une topographie complexe, Ecole Doctorale IPGP (depuis 2005)
- Marina Pirulli, co-encadrement (50%) avec Claudio Scavia, Modélisation numérique des glissements de terrain, une approche de mécanique des milieux continus, Politecnico, Turin, IPGP/Politecnico géotechnique (2002-2004)
- Stéphanie Deboeuf, Participation à l'encadrement de la thèse (20%), Transitions et coexistence solide-liquide dans les matériaux granulaires, IPGP (2002-2005)
- Bruno Palaric, Diplôme de Recherche Technologique (DRT), encadrante à l'Université avec l'encadrement industriel à SOGREAH Engineering, Etude hydrosédimentaire pour le maintien des fonctionnalités Ecologiques de l'estuaire de la Seine, Université Paris 7/SOGREAH (1999-2002)
- Anne Le Friand, participation à l'encadrement de la thèse (20%), Les déstabilisations de flancs des volcans actifs de l'arc des Petites Antilles : origine et conséquences, IPGP (1998-2001)

Post-doc

- Marica Pelanti, encadrement du post-doctorat, Modélisation numérique d'écoulements biphasés (2005-2006)
- David Baratoux, co-encadrement avec Jean-Pierre Vilotte, Couplage données satellitaires/modélisation pour l'étude des avalanches (2002-2003)
- Sudahkar Yernini, co-encadrement avec Jean-Pierre Vilotte, Modélisation numérique d'avalanches de débris (2001-2002)

Masters

- Antoine Lucas, stage Master 2, Modélisation numérique de glissements de terrain martiens (2006)
- Luce Malverti, stage Master 1, Reconstruction de la topographie pré-avalanche des glissements de terrain dans Valles Marineris, Mars (2005)
- Alexandre Aubertin, stage Master 2, Modélisation numérique d'écoulements autochenalisés (2004)
- Alexandre Aubertin, stage Master 1, Modélisation numérique d'effondrements de colonnes granulaires (2003)
- Christophe Plaud, stage Master 2, Modélisation numérique d'avalanches de débris (2002)
- Cyril Charlot, co-encadrement stage Master 2 avec Philippe Heinrich, Modélisation numérique d'écoulements granulaires à l'aide de différentes lois de comportement (1999)

Autres

- Marie Montaigne, co-encadrement stage Licence 2 Université Cergy Pontoise, avec Eric Lajeunesse (2002)

Curriculum Vitae

Anne MANGENEY

Age : 38

Nationalité : française

Situation familiale : mariée, 4 enfants

Maître de Conférences, Université Paris 7

Equipe de Sismologie, Institut de Physique du Globe de Paris

4 Place Jussieu, F75252 Paris cedex 05, France

Tel : +33 1 44 27 24 16 ; Fax : +33 1 44 27 38 94

Email : mangeney@ipgp.jussieu.fr

Domaine de Recherche

Modélisation d'écoulements gravitaires pour l'évaluation des risques et pour la compréhension des processus d'érosion à la surface de la Terre et des autres planètes telluriques, écoulement de fluides géophysiques (avalanches, tsunamis, glace polaire), approximation d'onde longue pour les écoulements gravitaires, comportement des matériaux granulaires géophysiques, écoulement de mélanges (solide/fluide), développement de modèles numériques, comparaison simulation discrète et continue et développement de solutions analytiques.

Formation

- 1996 : Thèse en géophysique, Modélisation de l'écoulement de la glace dans les calottes polaires : prise en compte d'une loi de comportement anisotrope, Paris VI
- 1992 : DEA Océanologie, Météorologie et Environnement, Utilisation de la spectrométrie de masse par accélérateur : mesure du ^{14}C dans l'eau de mer, University Paris VI
- 1990-91 : Licence et Maîtrise Physique Fondamentale, Université Paris VI
- 1987-89 : Admission concours des ENSI, DEUG SSM, Université Paris VI

Expérience professionnelle

- Juil. 2004 : Séjour invité à Institute for Non-Linear Sciences, UCSD, San Diego, USA
- Jan. 2002 : Séjour invité au Département de Physique, Université de Montreal, Canada
- Depuis 2000 : Maître de Conférences, Université Paris 7, Equipe de Sismologie, IPGP
- 1998-2000 : Maître de Conférences, Univ. Paris 7, Laboratoire d'Environnement et de Développement-Paris 7/ Centre d'Etudes des Environnements Terrestres et Planétaires (CETP)-CNRS
- 1997-1998 : Post-doctorat au Laboratoire de Détection et de Géophysique, CEA-DAM/ Observatoires Volcanologiques-IPGP
- Août 1996 : Institut für Mechanics, Darmstadt, Projet Européen
- 1992-1996 : Thèse au Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement-CNRS
- 1992 : Stage de DEA au Centre des Faibles Radioactivités (CFR)-CEA

Responsabilités scientifiques et administratives

- Membre du Conseil de Direction de l'IPGP depuis 2004
- Membre élu du Conseil d'Administration de l'IPGP (2000-2003, 2003-2006)
- Membre nommée de la Commission de Spécialistes 35, Université Claude Bernard, Lyon I (2001-2004)
- Membre du Conseil Pédagogique de l'UFR des Sciences de la Terre (2001-2004)
- Membre nommée de la Commission Paritaire d'Etablissement, IPGP (2003-2006)

Direction et participation à des programmes de recherche

- Chef de projet de l'ATIP, Modélisation d'avalanches de débris : prise en compte de la transition statique/fluide, IPGP, DMA-ENS, INRIA (20 kF, 2002-2004)
- Responsable de projet à l'IPGP de l'ACI Nouvelles Interfaces des Mathématiques (NIM) : Modélisation, Analyse Mathématique et Simulation des Ecoulements Géophysiques, Interprétation de résultats, IPGP, DMA-ENS, INRIA (45 keuros, 2003-2005)
- Responsable de projet à l'IPGP de l'ACI Aléas et Changements Globaux, Dynamique des Ecoulements Volcaniques Bi-phasés, LMV, IPGP (10 keuros, 2004-2006)
- Membre de l'ACI Jeunes Chercheurs, Géomorphogénèse, Erosion et Transport Granulaire, LPMMH, LMDH, LPS(ENS), IPGP (80 keuros, 2005-2007)
- Membre de l'ACI Risques Naturels et Changements Climatiques, Dynamique Eruptive des Volcans antillais, LMV, ISTO, IPGP, IUSTI, LGIT, DST (100 keuros, 2004-2006)
- Membre de l'ACI Risques Naturels, Ecoulements gravitaires (166 keuros, 2000-2003)
- Participation au GdR Milieux Divisés et au réseau européen HYKE

Collaborations internationales

- Lev Tsimring et Dmitri Volfson, Institute for Nonlinear Science, UCSD, San Diego, USA
- Joe Goddard, Depart. of Mechanical and Aerospace Engineering, UCSD, San Diego, USA
- Oded Aharonson, Division of Geological and Planetary Sciences, Caltech, Pasadena, USA
- Kolumban Hutter, Institut für Mechanik, Darmstadt, Allemagne
- Lydie Staron et John Hinch, DAMTP, Cambridge, UK
- Enrique Fernandez Nieto, Université de Séville, Espagne
- Claudio Scavia et Marina Pirulli, Politecnico, Turin, Italie

Enseignement (192 heures/an)

Université Paris 7, UF Environnement (1998-2000), UFR Sciences de la Terre, de l'Environnement et des Planètes (STEP) :

- 1998-2000 : Mécanique des Fluides, Physique, création d'expériences pour des TP de Physique en Environnement, Projets industriels (cours dans les 3 années de l'IUP d'Environnement)
- 2000-2006 : Ondes et Vibrations (M1), Structure et Dynamique du Globe (L3), Informatique en Géologie (L3), Stage de terrain en sismique marine (M2), Méthodes numériques (M2), Ecoulement des glaces polaires (M1), Participation à la création du cours de Géosciences (L1), Sismologie (M1), Stage de terrain en géologie (L1), Organisation de stages étudiants dans les Observatoires (L,M)

Expertise

- Review de 10 articles dans des revues internationales dont *Terra Nova*, *Earth and Planet. Sci. Lett.*, *Geophys. J. Int.*
- Expertise de 2 projets ACI
- Expertise de plusieurs articles de conférences

Production scientifique

1. Publications à comité de lecture

- 1.1 Bouchut, F., Fernandes-Nieto, E.D., Mangeney, A., Lagree P.Y., 2006. Erosion in avalanches, soumis.
- 1.2 Mangeney, A., Bouchut, F., Thomas, N., Vilotte, J. P., Bristeau, M. O., 2006. Numerical modeling of self-channeling granular flows and of their levee/channel deposits, *J. Geophys. Res.*, soumis.
- 1.3 Pirulli, M., Mangeney, A., Bristeau, M. O., and Scavia, C., 2006. The effect of the earth pressure coefficients on the runout of granular material, *Environmental Modeling and Software*, sous presse.
- 1.4 Deboeuf, S. Dauchot, O., Staron, L., Mangeney, A., and Vilotte, J.P., 2005. Memory of the Unjamming Transition during Cyclic Tiltings of a Granular Pile, *Phys. Rev. E*, **E72**, 051305.
- 1.5 Deboeuf, S., Vilotte, J.P., Mangeney, A., Staron, L., and Dauchot, O., 2005. Evolution of the contact network during tilting cycles of a granular pile under gravity, *Powder and Grains 2005*, A. A. Balkema Publishers, pp. 105-108.
- 1.6 Mangeney-Castelnau, A., Bouchut, B., Vilotte, J.P., Lajeunesse, E., Aubertin, A., and Pirulli, M., 2005. On the use of Saint-Venant equations for simulating the spreading of a granular mass, *J. Geophys. Res.*, **110**, B09103, 1-17.
- 1.7 Lajeunesse, E., Mangeney-Castelnau, A., and Vilotte, J.P., 2004. Spreading of a granular mass on an horizontal plane, *Phys. Fluids*, **16**(7), 2371-2381.
- 1.8 Bouchut, F., Mangeney-Castelnau A., Perthame, B., and Vilotte, J. P., 2003. A new model of Saint-Venant and Savage-Hutter type for gravity driven shallow water flows, *C. R. Acad. Sci. Paris, Ser. I*, **336**, 531-536.
- 1.9 Mangeney-Castelnau, A., Vilotte, J. P., Bristeau, M. O., Perthame, B., Bouchut, F., Simeoni, C., Yernini, S., 2003. Numerical modeling of avalanches based on Saint-Venant equations using a kinetic scheme, *J. Geophys. Res.*, **108**(B11), 2527.
- 1.10 Mangeney, A., Aubert, D., Demarty, J., Otle, C., and Braud, I., 2003. Mesh size selection in a soil-biosphere-atmosphere transfer model, *J. Environ. Eng. Sci.*, **2**, 77-81.
- 1.11 Mangeney, A., Heinrich, Ph., Roche, R., Boudon, G., and J. L., Cheminée, 2000. Modeling of debris avalanche and generated water waves : Application to real and potential events in Montserrat, *Phys. Chem. Earth.*, **25**(9-11), 741-745.
- 1.12 Mangeney, A., Heinrich, Ph., and R., Roche, 2000. Analytical and numerical solution of the dam-break problem for application to water floods, debris and dense snow avalanches, *Pure Appl. Geophys.*, **157**, 1081-1096.
- 1.13 Mangeney, A., 2000. Precision and convergence of a steady two-dimensional ice sheet flow model, *Math. Geol.*, **33**(2), 229-237.
- 1.14 Mangeney, A., Heinrich, Ph., Le Friand, A., Boudon, G., and C., Deplus, 1999. Modeling of water waves generated by debris avalanches : application to past and potential events in Martinique and Montserrat, Lesser Antilles, *International Conf. on Tsunamis*, 383-394.
- 1.15 Heinrich, Ph., Guilbourg, S., Mangeney, A., and R., Roche, 1999. Numerical modeling of a landslide-generated tsunami following a potential explosion of the Montserrat volcano, *Phys. Chem. Earth*, **24**(2), 163-168.
- 1.16 Heinrich, Ph., Mangeney, A., Guilbourg, S., Roche, R., Boudon, G., and J. L., Cheminée, 1998. Numerical simulation of a potential landslide-generated tsunami in Monserrat, *Geophys. Res. Lett.*, **25**(19), 3697-3700.

- 1.17 Mangeney, A., and F., Califano 1998. The shallow-ice approximation for anisotropic ice : Formulation and limits, *J. Geophys. Res.*, **103**, 691-705.
- 1.18 Castelnau, O., Shoji, H., Mangeney, A., Milsch, H., Duval, P., Miyamoto, A., Kawada, K., and O., Watanabe, 1997. Anisotropic behavior of GRIP ices and flow in Central Greenland, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **154**, 307-322.
- 1.19 Mangeney, A., Califano F., and K., Hutter, 1997. A numerical study of anisotropic, low-Reynolds number, free surface flow for ice sheet modeling, *J. Geophys. Res.*, **102**, 22,749-22,764.
- 1.20 Mangeney, A., Califano, F., and O., Castelnau, 1996. Isothermal flow of an anisotropic ice sheet in the vicinity of an ice divide, *J. Geophys. Res.*, **101**, 28,189-28,204.
- 1.21 Fabre, A., Letréguilly, A., Ritz, C., and A., Mangeney, 1995. Greenland under changing climates : sensitivity experiments with a new 3D ice-sheet model, *Ann. Glaciol.*, **21**, 1-7.

2. Autres Publications

- 2.1 Deboeuf, S., Dauchot, O., Staron, L., Vilotte, J.P., and A. Mangeney, 2005. Déformations d'un empilement granulaire lors de cycles de rotation quasi-statique sous gravité, *Comptes Rendus du 17ème Congrès Français de Mécanique*, septembre.
- 2.2 Staron, L., Mangeney-Castelnau, A., Vilotte, J.P., and E.J. Hinch, 2005. Comparative study of the spreading dynamics of a granular mass and its shallow-water counterpart, *Geophys. Res. Abstracts*, **7**, 02084.
- 2.3 Pirulli, M., Scavia, C., Mangeney-Castelnau, A., 2004. Sviluppo di un modello basato sulla meccanica del continuo per lo studio della propagazione di valanghe di roccia, *Incontro Annuale dei Ricercatori di Geotecnica 2004, IARG 2004*.
- 2.4 Mangeney-Castelnau, A., Vilotte, J.P., Bouchut, F., and Thomas, N., 2004. Numerical Modelling of the Formation of Levees in Granular Flow Deposits : a way to Investigate the Hidden Part of the Flow law, *Eos Trans. AGU*, **85**(47).
- 2.5 Mangeney-Castelnau, A., Vilotte, J. P., Pirulli, M., Bristeau, M. O., Bouchut, F., Perthame, B., Bouchut, F. : 2002. Numerical Simulation of Debris Flows, *EOS Trans. AGU*, **83**(47).
- 2.6 Mangeney-Castelnau, A., Vilotte, J. P., Bristeau, M. O., Bouchut, F., Perthame, B., Siméoni, C., Yernini, S., 2002. A new kinetic scheme for Saint-Venant equations applied to debris avalanches, *INRIA Report*, 4646, novembre.
- 2.7 Mangeney, A., 2002. Large-scale modelling of debris avalanches using St-Venant approach, specific problems linked to granular flows over complex topography, *Problèmes Non Linéaires Appliqués aux Ecoulements peu profonds à surface libre*, *Support de Cours Ecoles CEA-EDF-INRIA*, Paris 7-10 octobre.
- 2.8 Mangeney, A., 2002. Large-scale modelling of anisotropic ice sheet flow, formulation and limits of the shallow ice approximation, *Problèmes Non Linéaires Appliqués aux Ecoulements peu profonds à surface libre*, *Support de Cours Ecoles CEA-EDF-INRIA*, Paris 7-10 octobre.
- 2.9 Mangeney, A., Vilotte, J. P., Bristeau, M. O., Perthame, B., Simeoni, C., 2002. Numerical modelling of avalanches based on Saint-Venant equations using a kinetic scheme, *GdR Milieux Divisés*, Paris, France, 25 juin.
- 2.10 Caristan, Y., Heinrich, Ph., Piatanasi, A., Mangeney, A., Schindele, F., Raymond, D., Mariotti, C., Bouchez, J., and Massinon, B. 1999. Genesis and Impact of Tsunamis on the European Coasts, *Tsunamis warning and Observations*, *Gitex-two final scientific report*, 50 pp.
- 2.11 Mangeney, A., 1996. Modélisation de l'écoulement de la glace dans les calottes polaires : prise en compte d'une loi de comportement anisotrope, *Thèse de l'Université Paris VI*.

- 2.12 Fabre, A., Letréguilly, A., Ritz, C., et A., Mangeney, 1995. Modélisation de la calotte du Groenland, Actes du Colloque d'Hydrotechnique (Glaciologie et Nivologie), *La Houille Blanche*, Grenoble 15-16 février 1995, 257-264.
- 2.13 Fabre, A., Letréguilly, A., Ritz, C., et A., Mangeney, 1994. Modélisation de la calotte du Groenland : tests de sensibilité et expérience d'évolution avec un nouveau modèle 3D, *Atelier de modélisation de l'atmosphère*, Toulouse, novembre 1994, 479-486.
- 2.14 Mangeney, A., et C., Ritz, 1994. Changement de la viscosité de la glace - influence sur la datation, *Atelier de modélisation de l'atmosphère*, Toulouse, novembre 1994, 149-155.

3. Articles de vulgarisation

- 3.1 Mangeney, A., 2005. Les glissements de terrain : des outils pour évaluer les risques, *Annales des Mines*, Responsabilité et Environnement, octobre.
- 3.2 Heinrich, Ph., Mangeney, A., Boudon, G., et Roche, R., 1999. Modéliser un raz-de-marée créé par un volcan, *La Recherche*, mars, 66-71.

4. Communications

- 4.1 Bon, A., Mangeney, A., Kelfoun, K., Labazuy, P., Bouchut, F., Vilotte, J. P., 2006, Numerical modelling of the Socompa avalanche using a numerical model taking into account the complex 3D topography effects, *EGU 2006*, Vienne, Autriche, 3-7 avril.
- 4.2 Pirulli, M., Deline, P., Mangeney, A., Mortara, G., Noetzli, J., Scavia, C., and Tamburini, A., 2006, The thurwieser rock avalanche, Ortles-Cevedale Group (Italian Alps) : description and dynamics analysis, *EGU 2006*, Vienne, Autriche, 3-7 avril.
- 4.3 Mangeney-Castelnau, A., Vilotte, J.P., Bouchut, F., and Thomas, N., 2005, Numerical Modelling of the Formation of Levees in Granular Flow Deposits : a way to Investigate the Hidden Part of the Flow law, *AGU Fall Meeting*, San Francisco, 13-17 Decembre.
- 4.4 Pirulli, M., Mangeney-Castelnau, A. and Scavia, C., Studio della propagazione di valanghe di roccia attraverso un modello della meccanica del continuo, *Incontro Annuale dei Ricercatori di Geotecnica 2005, IARG 2005*, Trento, 29 juin-1 juillet 2005.
- 4.5 Mangeney, A., Bouchut, F., Vilotte, J.P., Bristeau, M.O., Perthame, B., Staron, L., Hinch, J., Volfson, D., and Tsimring, L., 2005. Numerical modeling of experimental granular flows, *Symposium Granular Matter : Mathematical Modelling and Physical Instances*, Reggio Calabria, Italie, 26-29 juin.
- 4.6 Mangeney-Castelnau, A., Staron, L., Volfson, D., Tsimring, L., Hinch, J., Vilotte, J.P., and Bouchut, F., Comparison between continuum and discrete modelling of granular spreading, *ASME McMat 2005*, Baton Rouge, Louisiane 1-3 juin.
- 4.7 Mangeney-Castelnau, A., Bouchut, F., Vilotte, J.P., Bristeau, M.O., and Pethame, B., Numerical modelling of experimental granular flows : the flow law revisited, *ASME McMat 2005*, Baton Rouge, Louisiane, 1-3 juin.
- 4.8 Staron, L., Mangeney-Castelnau, A., Vilotte, J.P., and E.J. Hinch, 2005. Comparative study of the spreading dynamics of a granular mass and its shallow-water counterpart, *EGU 2005*, Vienne, Autriche, 24-29 avril.
- 4.9 Pirulli, M., Scavia, C., Mangeney-Castelnau, A., Sviluppo di un modello basato sulla meccanica del continuo per lo studio della propagazione di valanghe di roccia, *Incontro Annuale dei Ricercatori di Geotecnica 2004, IARG 2004*, Trento, 7-9 juillet 2004.

- 4.10 Mangeney-Castelanu, A., Aubertin, A., Bouchut, F., Lajeunesse, E., and Vilotte, J. P., 2004. Numerical modelling of the spreading of a granular mass, *GdR Milieux Divisés*, Carry, France, 26-30 april.
- 4.11 Mangeney-Castelanu, A., Aubertin, A., Bouchut, F., Lajeunesse, E., and Vilotte, J. P., 2004. Numerical modelling of experimental granular flows, *EGU*, Nice, France, 26-30 april.
- 4.12 Lajeunesse, E., and Mangeney-Castelanu, A., Experimental study of the spreading of a granular mass on an horizontal surface, 2003. *Joint MIDI/DIGA Meeting on Physics and Mechanics of Granular Media*, Experimental study of granular spreading, 5-7 mai, Carry le Rouet.
- 4.13 Pirulli, M., Mangeney-Castelanu, A., Lajeunesse, E., Vilotte, J. P., Bristeau, M.O., Bouchut, F., Perthame, B., 2003. Numerical simulation of granular flows : comparison with experimental results, *EGS-AGU-EUG Joint Assembly*, Nice (France), 06-11 avril.
- 4.14 Mangeney-Castelanu, A., Pirulli, M., Lajeunesse, E., Vilotte, J. P., Bristeau, M. O., Bouchut, F., Perthame : 2003. Numerical Simulation of fluid/solid transition in debris avalanches, *International Conference on fast Slope Movements*, Prediction and Prevention for Risk Mitigation, Naples, Italie, 11-13 mai.
- 4.15 Mangeney-Castelanu, A., Vilotte, J. P., Pirulli, M., Bristeau, M. O., Bouchut, F., Perthame, B. : 2002. Numerical Simulation of Debris Flows. *AGU Fall Meeting*, San Francisco, U.S., 6-10 décembre.
- 4.16 Mangeney, A., Vilotte, J. P., Bristeau, M. O., Perthame, B., Plaud, C., 2002. Modélisation numérique de la transition fluide/solide dans les avalanches de débris. *GdR Milieux Divisés*, Paris, France, 25 juin.
- 4.17 Mangeney, A., Vilotte, J. P., Bristeau, M. O., Perthame, B., Bouchut, F., Plaud, C., Simeoni, C. 2002. Numerical simulation of debris avalanches using a kinetic scheme. *Journées Savoisiennes de Mathématiques Appliquées sur les Equations de Saint-Venant*, Chambéry, France, 16-17 mai.
- 4.18 Mangeney, A., Plaud, C., Vilotte, J. P., 2002. *XXVI General Assembly of the European Geophysical Society*, Nice (France), 20-24 avril.
- 4.19 Mangeney, A., Vilotte, J.P., Bristeau, M.O., Perthame, B., 2002. Modélisation numérique d'avalanches basée sur un schema cinétique. *GdR Milieux Divisés*, Carry, France, 11-13 mars.
- 4.20 Mangeney, A., 2001 : Modelling of debris avalanches. **Invited** in the *Conference on Methods of Applied Mathematics and Mechanics in an Environmental, Geophysical and Climatological Context*, Seeheim-Jugenheim, Germany, 18-23 mars.
- 4.21 Demarty, J., Otle, C., Braud, I., Mangeney, A., Frangi, J.P., 2000. Effect of aerodynamic conductances modelisation on SISPAT-RS simulated surface fluxes. *XXV General Assembly of the European Geophysical Society*, Nice (France), 25-29 avril.
- 4.22 Mangeney, A., Demarty, J., Otle, C., and Braud, I., 2000. Influence of soil hydraulic properties on surface fluxes, temperature and humidity in the one-dimensional SISPAT model. *XXV General Assembly of the European Geophysical Society*, Nice (France), 25-29 avril.
- 4.23 Heinrich, Ph., Mangeney, A., Boudon, G., Flouzat, M., and Schindele, F., 1999. Risque Tsunami instabilités, Prévention des catastrophes naturelles, Gestion des territoires et Développement durable, *Conférence de Paris*, Paris (France), 17-19 Juin.
- 4.24 Mangeney, A., Heinrich, Ph., Boudon, G., 1999. Simulation of debris avalanches and pyroclastic flows, *GdR Physique des Milieux Hétérogènes Complexes*, Paris (France), 22 Janvier.
- 4.25 Heinrich, Ph., Mangeney, A., and Boudon, G., 1998. Simulation of water waves generated by a debris avalanche in Montserrat, Lesser Antilles. *International conference on Sediment transport and deposition by particulate gravity currents*, Leeds (Angleterre), 7-9 September.

- 4.26 Mangeney, A., Heinrich, Ph., Roche, R., Boudon, G., and J. C., Komorovski, 1998. Debris avalanche sensitivity to topographic relief, application to the 26th December 1997 debris avalanche in Montserrat, Lesser Antilles. *International conference on Sediment transport and deposition by particulate gravity currents*, Leeds (Angleterre), 7-9 September.
- 4.27 Mangeney, A., Heinrich, Ph., Roche, R., Boudon, G., and J. L., Cheminée, 1998. Numerical simulation of the december 1997 tsunami generated by a debris avalanche in Montserrat, Lesser Antilles. *International Conference on Tsunamis*, Paris (France), 26-28 mai.
- 4.28 Mangeney, A., Heinrich, Ph., Roche, R., Guibourg, S., Boudon, G., and J. L., Cheminée, 1998. Numerical simulation of a potential debris avalanche in Montserrat, Lesser Antilles. *XXIII General Assembly of the European Geophysical Society*, Nice (France), 20-24 avril.
- 4.29 Mangeney, A., Heinrich, Ph., Roche, R., et G., Boudon, 1998. Modélisation d'une avalanche de débris. *17e Réunion des Sciences de la Terre*, Brest (France), 31 mars-3 avril.
- 4.30 Duval, P., Castelnaud, O., Mangeney, A., Milsch, H., Miyamoto, A., Kawada, K., and O., Watanabe, 1997. Anisotropic behavior of GRIP ices and flow in Central Greenland, Gindenvald (Suisse), 27-30 septembre.
- 4.31 Mangeney, A., 1996. Influence de l'anisotropie sur la datation des carottes glaciaires. *16e Réunion des Sciences de la Terre*, Orléans (France), 10-12 avril.
- 4.32 Fabre, A., Letréguilly, A., Ritz, C., et A., Mangeney, 1994. Modélisation de la calotte du Groenland : tests de sensibilité et expérience d'évolution avec un nouveau modèle 3D. *Atelier de modélisation de l'atmosphère*, Toulouse (France), 29-31 novembre.
- 4.33 Mangeney, A., 1994. Traitement complet de la mécanique de l'écoulement dans un modèle d'évolution de calotte polaire. *Atelier de modélisation de l'atmosphère*, Toulouse (France), 29-31 novembre.
- 4.34 Mangeney, A., 1994. Model intercomparison. Workshop European Ice Sheet Modelling Initiative, Bremerhaven (Allemagne), 22-24 juin.
- 4.35 Mangeney, A., and C., Ritz, 1994. Changing ice viscosity with impurity content : influence on the datation. *XIX General Assembly of the European Geophysical Society*, Grenoble (France), 25-29 avril.
- 4.36 Ritz, C., and A., Mangeney, 1994. Introducing enhancement factor in an ice sheet model : influence on the ice sheet evolution. *Workshop European Ice Sheet Modelling Initiative* (European Science Fondation) : Mechanical properties of Polar Ices and Ice Sheet Modelling, Aussois (France), 5-7 janvier.

5. Séminaires, Conférences, et Cours Invités

- 15 séminaires invités dont, depuis 2004 : LAMA, Chambéry (Novembre 2005), Laboratoire Magmas et Volcans, Clermont-Ferrand, France (Juin 2004), Coastal Morphology Group, SCRIPPS, San Diego, USA (Juillet 2004), Division of Geological and Planetary Sciences, Caltech, Los Angeles, USA (Juillet 2004), Institute for Nonlinear Sciences, San Diego, USA (Juillet 2004)
- 4 Invited lectures including the following since 2004 :
Mangeney-Castelnaud, A., 2005, IHP, Session on granular matter, 12 Janvier, Paris, France
Mangeney-Castelnaud A., 2004, HYKE Conference on Complex Flows, Barcelone, Espagne, 6-9 Octobre
- 3 cours invités à des écoles thématiques

Articles les plus significatifs

- Mangeney-Castelnau, A., Bouchut, B., Vilotte, J.P., Lajeunesse, E., Aubertin, A., and Pirulli, M., 2005. On the use of Saint-Venant equations for simulating the spreading of a granular mass, *J. Geophys. Res.*, **110**, B09103, 1-17.
- Mangeney-Castelnau, A., Vilotte, J. P., Bristeau, M. O., Perthame, B., Bouchut, F., Simeoni, C., and Yernini, S., 2003. Numerical modeling of avalanches based on Saint-Venant equations using a kinetic scheme, *J. Geophys. Res.*, **108**(B11), EPM 9, 2527, 2003.
- Bouchut, F., Mangeney-Castelnau A., Perthame, B., and Vilotte, J. P., 2003. A new model of Saint-Venant and Savage-Hutter type for gravity driven shallow water flows, *C. R. Acad. Sci. Paris, Ser. I*, **336**, 531-536.
- Lajeunesse, E., Mangeney-Castelnau, A., and Vilotte, J.P., 2004. Spreading of a granular mass on an horizontal plane, *Phys. Fluids*, **16**(7), 2371-2381.
- Deboeuf, S. Dauchot, O., Staron, L., Mangeney, A., and Vilotte, J.P., 2005. Memory of the Unjamming Transition during Cyclic Tiltings of a Granular Pile, *Phys. Rev. E*, **E72**, 051305.
- Heinrich, Ph., Mangeney, A., Guilbourg, S., Roche, R., Boudon, G., and J. L., Cheminée, 1998. Simulation of water waves generated by a potential debris avalanche in Montserrat, Lesser Antilles, *Geophys. Res. Lett.*, **25**(19), 3697-3700.
- Mangeney, A., Bouchut, F., Thomas, N., Vilotte, J. P., Bristeau, M. O., 2006. Numerical modeling of self-channeling granular flows and their channel-levee deposits, *J. Geophys. Res.*, soumis.
- Pirulli, M., Bristeau, M. O., Mangeney, A., and Scavia, C., 2006. The effect of the earth pressure coefficients on the runout of granular material, *Environmental Modeling and Software*, sous presse.

Abstract

After my PhD devoted to the study of anisotropic ice sheet flows I got interested in another type of thin flows : debris avalanches and tsunamis generated when these avalanches reach the sea. In these studies, I have used, developed and validated numerical models of gravitational flows.

The originality of my approach has been to use the most performing tools developed in mathematics, numerical analysis, as well as in physics to address geophysical problems in collaboration with specialists in these various domains. Up to date numerical techniques and mathematical analysis of the relevant equations allowed me to bring to light important methodological problems which were ignored in geophysics for example the necessity to preserve the equilibrium states of a fluid at rest or what happens numerically at the border of the flow where the fluid thickness vanishes. Flow laws developed in the physics of granular media have been introduced in the models and a systematic comparison with laboratory experiments allowed me to progress forward in the understanding of the physical processes at play. Besides I have been able to establish scaling laws characteristic of natural flows. I have participated as well in studies implying discrete element simulations to validate the continuum approach and finally I took part in experimental studies of granular collapse and in field studies on avalanche deposits and pyroclastic flows in Chile in order to relate what is observed in laboratory and in natural situations.

During my post-doc at CEA and at the Volcanological Observatories, I developed one of the first numerical code using shock capturing methods which do not require the introduction of an artificial numerical viscosity. We carried out one of the first simulation of avalanches over a complex topography in the West Indies and simulated associated tsunamis. In this way, we simulated a potential tsunami which effectively happened in Montserrat a few years later with wave height and propagation velocity comparable in magnitude with the results of our calculations.

One of the most significant result of my collaboration with mathematicians has been the rigorous derivation of the long wave equations over a general topography. This made it possible to build up a numerical code for the assessment of risks related to gravitational flows. Taking into account the curvature tensor which was previously neglected in numerical models will make it possible to determine rheological parameters which will be free from the errors related to the bad treatment of the local topography. I have proposed an original approach for the comparison between numerical modeling and experimental studies by focussing particularly on the detailed observation of the stopping phase. This phase is very sensitive to the mechanical behaviour of the granular material and in particular to the flow laws used in the models. Another important result of my work has been the first numerical simulation of the formation of levees at the lateral borders of unconfined flows. The analysis of forces involved in the model made it possible to propose a mechanism for the generation of self-channelling flows and the formation of their levees-channel deposit. Furthermore, the comparison between numerical simulations and experimental studies has shown the importance of studying, for model validation, geomorphological parameters more refined and therefore more restrictive than the usual runout length and area of deposit. More precisely, we have shown that measurement of some pertinent geomorphological parameters are susceptible to give insight into the flow dynamics as well as into the rheological parameters of the involved material. Besides the understanding of the geomorphological processes occurring at the surface of telluric planets, these studies made it possible to develop a numerical code which is presently used at the Politecnico, Turin for the assessment of rock avalanche risk in the Alps.

1 Introduction

To develop avalanche models which can be applied to actual flows on complex topographies, it is necessary to use some approximations to reduce the computational cost. The main one uses the fact that these flows are generally thin. Therefore one performs asymptotic developments in terms of an aspect ratio, assumed to be small. This is not too difficult when the geometry is sufficiently simple but becomes highly involved when a complex topography is taken into account. Several attempts have been made in this direction within the thin layer model based on the long wave approximation but as yet nobody succeeded in deriving a consistent set of equations based on this approximation for the flow over an arbitrary topography. This has been achieved in a collaboration with the mathematicians of the DMA, in particular thanks to François Bouchut's analytical skills but also through a number of discussions which made clear the constraints implied by the observations. We have therefore succeeded in establishing a set of equations which takes into account all the terms of the curvature tensor which are usually neglected without justifications. These equations are written in a cartesian frame while the asymptotic expansion is done in a reference frame linked to the topography. This set of equations is a significant achievement for the description of thin flows over a complex topography and can be applied for other thin flows such as mud flows, submarine landslides, lava flows or rivers.

I have used up to date numerical methods to solve these equations. In all the systems I have considered, there exist a numerical problem at the transition between the regions of flow and the region where the fluid thickness vanishes. At this transition, the equations lose their hyperbolic character and their numerical resolution requires the use of specific methods. A further problem for granular flows is that, contrary to ordinary fluids, they are able to stop with a free surface which is not horizontal (this is the case for avalanches, lava flows...). In collaboration with mathematicians of the DMA and INRIA we succeeded in solving all these problems and to set up a working numerical code which will be applied to many future applications.

In this cooperative work, my specific contribution has been to use and adapt the best numerical methods available at a given time to put forward problems of both mathematical and numerical nature. For example the simulations I made of numerous well chosen experimental and field observations have led to the ground for the elaboration of the analytical and numerical developments described above. In particular I have shown that the set of equations proposed by Savage and Hutter which are commonly used by the community did not allow to describe equilibrium states of the granular mass at rest.

During this work I have been led naturally to question the flow laws which are proposed in the literature to describe granular media. The main problem encountered in this field is the absence of well-established flow law relating the stress tensor to the macroscopic quantities describing the flow and their gradients. Indeed, the microscopic behaviour of the grains, i. e. their interaction, is relatively well known. But the question is how to obtain macroscopic equations from the microscopic behaviour. In particular, it is not clear if such equations, if they exist, are local. Specialists of the physics of granular media have proposed various types of relations, in particular in the framework of long wave approximation models. A popular model uses a friction law of Coulomb type with a coefficient depending of such macroscopic quantities as the height and the velocity of the flow.

A possible method to test these laws is to study their consequences on the flow. This is the direction I have taken in simulating numerically, using different flow laws, well-controlled laboratory experiments implying simple materials as glass beads. This manuscript contains the description of a series of simulations I have done in various conditions as granular flows over inclined plane, the collapse

of granular columns, flow over change of incline. The general outcome of these simulations is that a given flow law can help to represent some relevant phenomena but never all of them. This could be related to the long wave approximation used in my simulations. However, other type of simulations face the same problems showing that the determination of a flow law for granular materials is still an open question.

However we cannot wait to have perfect models to investigate the crucial question of risk assessment. I have therefore applied the codes I have developed to the risk assessment problem in particular in the West Indies by simulating a tsunami generated by a potential avalanche on the Montserrat island. These simulations lead to a correct order of magnitude of the main characteristics of these catastrophic events. The forecast remains however uncertain as it is shown by the different simulations I have done ; highly different parameters are necessary to reproduce the observations and it is as yet impossible to determine them a priori. A lot of work remains to be done to refine the modelling accuracy.

To summarize, my scientific activity has been developed at the border of mathematical analysis, numerical simulations and the comparison with laboratory and field observations. In this very peculiar situation, I have been able to point out the necessary mathematical developments needed to describe observed phenomena and to underline the shortcomings of some commonly used models of geophysical flows. This has led to major improvements in geophysical modelling of real flows.

This work has been performed in collaboration with many researchers as described in this manuscript at the beginning of each section. Several scientific projects are supporting this work in the field of geophysics, mathematics, numerical analysis and physics. This work led to the achievement of 2 PhD thesis, 6 Masters training courses and 3 post-doc.

4.2 Comparison with discrete simulations

Collaboration with Lydie Staron and John Hinch, DAMPT, Cambridge, and Dmitri Volfson and Lev Tsimring, INLS, UCSD, San Diego

How is it possible to verify the approximations of the thin layer model for granular flows ? For viscous flows, the thin layer model can be validated by comparing with the results obtained from a numerical model solving the full set of Navier-Stokes equations. Such a study has been performed by *Mangeney and Califano* [1998] to establish the limits of the shallow ice approximation for ice sheet flow near an ice divide. The derivation of 3D equations describing granular flow behaviour is still however an open and challenging problem although several attempts have been made recently in this direction. Discrete elements simulations therefore provide a good paradigm to validate continuum approach and in particular thin layer granular flow models.

The limits of the thin layer model based on the long wave approximation (here after called LWA) is studied here by comparing numerical results with Discrete Elements (here after called DE) simulations for 2D and 3D collapse of granular columns over an horizontal plane. The 2D simulations have been performed by Lydie Staron and John Hinch, DAMTP, Cambridge using a contact dynamics model [*Staron and Hinch*, 2005] and the 3D collapse has been simulated by Dmitri Volfson and Lev Tsimring, INLS, UCSD, San Diego using a molecular dynamics model [*Volfson et al.*, 2003]. A series of numerical experiments have been carried out by varying the aspect ratio of the initial mass which has been shown to play a key role in the dynamics of the spreading (see section 5.3). The motivation has been to reach the limits of the LWA by increasing the aspect ratio of the initial mass. We propose here to investigate which assumption (velocity profile, depth-averaging, static/flowing interface, hydrostatic pressure, flow law...) is essentially responsible of the limits of the LWA approach for increasing aspect ratio. This study will be described in a future paper and is detailed below (as in sections 4 and 5.3.2 of the French manuscript).

A friction law with constant coefficient ?

By comparing numerical and experimental results, *Mangeney-Castelnau et al.* [2005] shows that the runout distance calculated using LWA is overestimated for aspect ratio $a > 1$. Question however remains as to how the assumption of constant friction angle is responsible for the disagreement obtained between numerical and experimental results. Discrete simulations however shows that the macroscopic effective friction μ_{eff} is constant during the flow [*Staron and Hinch*, 2005]. We have investigated the relation between macroscopic and microscopic friction in DM and LWA simulations. Do to this, we have fitted the friction angle μ used in the LWA model for each numerical experiment to recover the runout distance obtained using DM simulations for various microscopic friction μ_m . This friction angle μ_{eff} has been shown to be only related to the microscopic friction angle used in DM simulation and does not depend on the aspect ratio of the initial granular mass [*Staron and Hinch*, 2005]. Figure 74 shows that the function relating macroscopic to microscopic friction is qualitatively similar in DM and LWA simulations. The saturation observed in DM simulations for increasing microscopic friction is also observed in LWA simulations. As a result, the influence of microscopic friction in the range $\mu_m > 0.6$ corresponding to friction angle $\delta > 31^\circ$ is not expected to change drastically the dynamics and deposit of granular collapse. This saturation may explain the small influence of material properties observed by *Lube et al.* [2004] in experiments using various granular materials. The LWA macroscopic friction is however higher than its DM analogue. As a result, the driving forces in LWA models

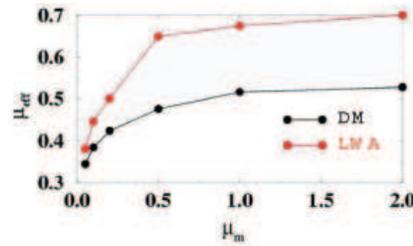


FIG. 74 – Macroscopic friction coefficient μ_{eff} calculated using the DE model (black circles) and the LWA model (red circles) as a function of the microscopic friction coefficient μ_m .

are overestimated. We will investigate which assumption is responsible for this overestimation.

Although DE simulations tend to support a flow law with constant friction angle, we have simulated granular collapse using the flow law proposed by *Pouliquen and Forterre* [2002]. Simulations provide less agreement with DE simulations and experimental results, especially with respect to the shape of the deposit. Furthermore, the friction coefficients needed to reproduce the runout distance are much higher than those obtained experimentally. Finally, this flow law introduces a dependence on the ratio H_i/d where H_i is the initial height of the granular column and d is of the order of the grain diameter contrary to the experimental observations [*Mangeney-Castelnau et al.*, 2005]. Indeed, experimental results show that the dynamics and deposit is only dependent on the aspect ratio of the mass. These results indicate that a constant friction coefficient is best suited to reproduce experimental and discrete element simulations of the collapse of granular columns contrary to the case of granular flows over inclined plane.

Comparison of thickness profiles

For small aspect ratio ($a < 0.7$), the dynamics and the deposit calculated using the LWA model are in good agreement with the results of DE simulations for 2D and 3D granular collapse. Similar conclusion was obtained in *Mangeney-Castelnau et al.* [2005] where LWA was used to simulate experimental results obtained by *Lajeunesse et al.* [2004]. However, when increasing the aspect ratio, the dynamics and the shape of the final deposit calculated using the continuum approach differs from those calculated using DE models (figure 76). Interestingly, the runout distance is still well recovered by the LWA approximation until $a \simeq 1$ without fitting the friction angle. Using LWA models, the granular mass spreads more rapidly (figure ??). For $a = 0.9$, the final maximum thickness of the granular mass is smaller when using DE simulations. Furthermore, the granular mass calculated using continuum model stops earlier than the mass calculated using DE simulations as was observed in *Mangeney-Castelnau et al.* [2005]. The stopping phase has been shown to involve shallow surface flows that are not taken into account in our LWA model.

Static/flowing Interface

LWA model has proven to be quite good capable of reproducing the dynamics and deposit of the spreading of granular columns for small aspect ratio ($a < 0.5$) despite the strong vertical heterogeneity related to the static/flowing transition occurring during the flow. Indeed, DE simulations show that a layer of flowing grains is moving over a layer of static grains at the base of the flow. This phenomena

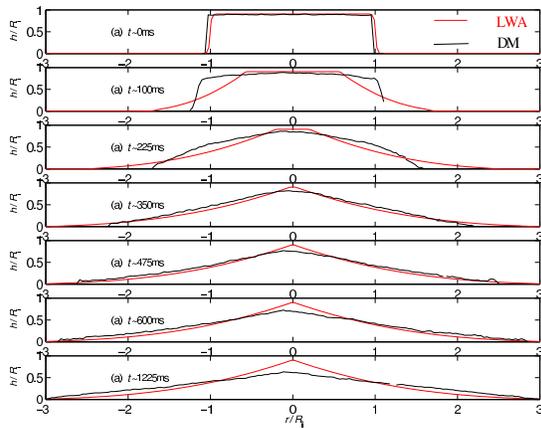


FIG. 75 – Thickness of the granular mass with aspect ratio $a = 0.9$ at several times calculated using the DE model (black lines) and LWA model (red lines).

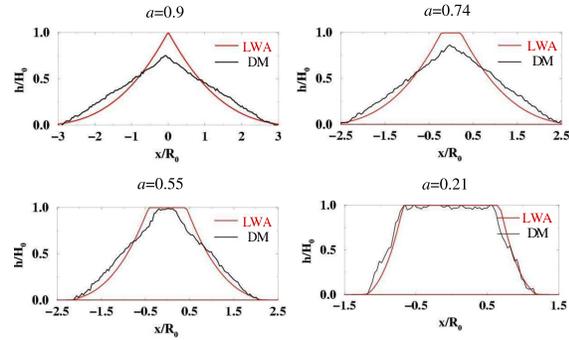


FIG. 76 – Deposits calculated with the DE model (black lines) and LWA model (red lines) for various aspect ratio.

is obviously not taken into account in the depth-averaged approach. However, it is not clear whether the static/flowing effect is more important when increasing the aspect ratio of the initial released mass (figure 77).

Velocity profile

When deriving the LWA equations, a given vertical profile of the horizontal velocity is generally assumed (linear, constant, exponential profile). A constant velocity profile is mostly imposed [e.g. Gray *et al.*, 1999]. The influence of this assumption is still an open question. However Bouchut *et al.* [2003] and Bouchut and Westdickenberg [2004] show that the LWA equations can be derived without this assumption by introducing the velocity at half-thickness of the granular layer instead of the depth-averaged velocity. Furthermore, experiments and DE simulations show that the velocity profile changes during the flow (figure 78). In any case, experimental results and DE simulations do not show significant change of the velocity profile when the aspect ratio increases. As a result, the limits of the LWA for increasing aspect ratio are not expected to be due to the assumptions on the velocity profiles.

Ratio between horizontal and vertical velocities

LWA models only calculate depth-averaged horizontal velocity ($u = v_x$) and vertical velocity is neglected ($w = v_y$). How the ratio v_x/v_y changes with increasing aspect ratio? Figure 79 shows that at $t > T_0$, where T_0 is a characteristic time, the relative magnitude of the vertical velocity compared to the horizontal velocity is smaller for higher aspect ratio. As a result, the relative magnitude of the vertical velocity is not the reason for the limits of LWA models when the aspect ratio of the granular mass increases.

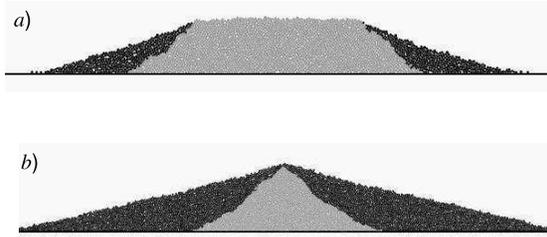


FIG. 77 – Flowing grains (black) and static grains (gray) for an aspect ratio (a) $a = 0.2$, (b) $a = 1$. Figure Lydie Staron.

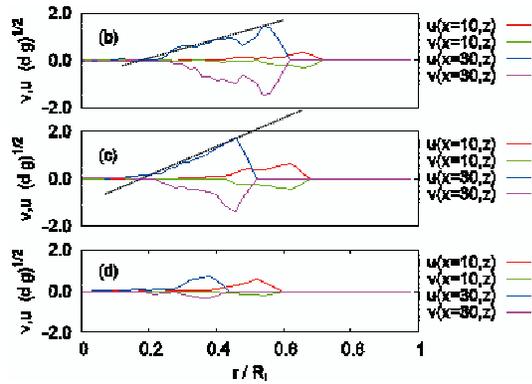


FIG. 78 – Velocity profiles calculated by Dmitri Volfson using a molecular dynamics DE model in the case of the collapse of axisymmetrical granular columns with aspect ratio $a = 0.9$. Figures (b), (c), (d) represent the velocity profiles at several times, (d) is calculated at a time close to the stopping time of the granular mass.

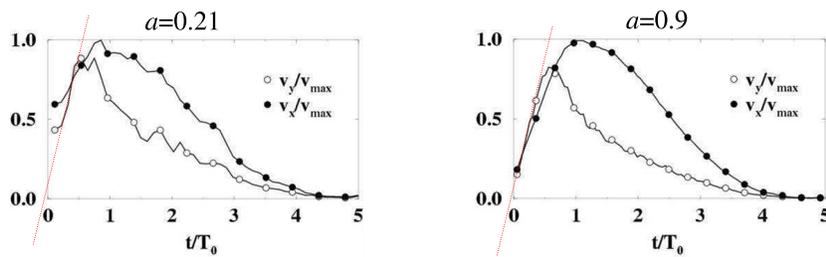


FIG. 79 – Horizontal v_x and vertical v_y velocities normalized by the maximum velocity obtained for each aspect ratio $a = 0.21$ and $a = 0.9$ as a function of the normalized time. Simulations carried out by Lydie Staron.

Hydrostatic pressure

In LWA models, the vertical acceleration is neglected compared to the gravity acceleration. The vertical momentum equation then imposes hydrostatic pressure. However, DE simulations show that the vertical acceleration significantly increases with increasing aspect ratio. As an example, for $a = 0.9$, the vertical acceleration is equal to 20% of the gravity acceleration. In LWA, the pressure gradient is then overestimated providing an additional driving force. The new approach proposed by *Larrieu et al.* [2005] makes it possible to simulate high aspect ratio collapse using LWA type models. In this approach, the higher part of the granular mass is replaced by a given vertical flux deduced from DE simulations. This method cannot be applied to the simulation of real geophysical flows because a general definition of this vertical flux is still lacking. Nevertheless, these results show that extension of the LWA in order to include non-hydrostatic effects is possible and may be applied to granular collapse with high aspect ratio.

Scientific prospect

What I plan to work on in the following years will be in part in the direct line of what has been presented in this manuscript, i. e., the validation and application of models of natural avalanches through a tighter collaboration with the Volcanological Observatories. At the same time, I plan to get more involved in the studies of the geomorphology of the planet Mars and in the comparison between gravitational flows in various planetary environments (gravity, involved material...) in collaboration with Philippe Lognonné, head of the Space Studies and Planetology team, IPGP. I also wish to develop new lines of research to take into account the static/flowing transition related to the erosion/deposition process in the models as well as the presence of fluid inside the flowing material. Indeed, field studies show that these two phenomena play a key role in the dynamics of gravitational flows. In order to benefit fully from the expertise of the Seismology team to which I belong, I plan, in a not too distant perspective, to study the relation between seismicity and landslides as well as the detection of signals emitted during their initiation and their propagation.

In the direct line of my previous research, the PhD thesis of Adrien Bon, which has started in October 2005 under my supervision, will focus on some aspects described in this manuscript. We plan to evaluate the influence of some terms related to the topography curvature matrix on the flow and the shape of deposits. The TOP^{aval} numerical model will be applied to real field events as well as laboratory experiments and a systematic analysis of the order of magnitude of the different contributions will be performed. As I have described previously, we will compare field observations, numerical and experimental modelling on more complex data than the currently used area of deposits and averaged velocity. This comparison will lead to a better understanding of the mechanism at work in the formation of these morphological structures through the numerical evaluation of the forces involved. On the other hand, the comparison with simpler models as RASH^{3D} or the models developed by Karim Kelfoun, will be done to estimate the influence of an accurate description of the topography. An application focussing partly on these aspects and led by Olivier Roche, LMV, IRD, is presently submitted to the french Agence Nationale pour la Recherche (ANR). I intend to push forward the study of self-channelling flows to check on field data the relevance of mechanism suggested by numerical simulation. I want also to apply the empirical scaling laws to recover the order of magnitude of the emitted fluxes generating unconfined flows from the analysis of their levees-channel deposit. In this context, we have organized a field survey to measure the pyroclastic flow deposits on the Lascar Volcano, Chile in April 2006 in collaboration with Karim Kelfoun and Philippe Labazuy, LMV, with IRD, Chile and with topographers from EDF. These pyroclastic flows display several lobes behaving as self-channelling flows with a central channel bounded by levees. Flows with similar characteristics are also observed on Mars (figure 12). The accuracy of the future satellite data from the High Resolution Imaging Science Experiment (HiRISE) will make it possible to measure these fine structures. The vertical accuracy is expected to be 25 to 50 cm per pixel in a pair of stereo images while the measurement of the flow width will be obtained in the high resolution mode with an accuracy of 1 to 2 m per pixel. This project has been submitted with Philippe Lognonné and accepted by the HiRISE committee. Furthermore, we have submitted a project to the ANR concerning the application of our models to Martian landslides involving the DMA (François Bouchut), IPGP, the IDES-Orsay (Nicolas Mangold) and the LAMA (Ioan Ionescu). In the frame of this project, we want to make a comparative study of terrestrial and Martian landslides in as similar as possible environments. Towards this end, we propose to study debris flows in arctic regions (Greenland) with the help of satellite images and field study. I have recently started some work in this direction by supervising the work of 2 Master students. I plan also to pursue my research for 1 year in UCSD, California, in the framework of a CNRS



FIG. 80 – La Conchita landslides, 1995 California, photo USGS.

delegation. This will make it possible for me to use the outstanding dataset on Martian avalanches obtained by the GPS, Caltech, Pasadena in collaboration with Oded Aharonson.

I also look forward to apply our best numerical model in order to create operational tools for risk assessment as we have already started in collaboration with the Politecnico, Turin. Clearly orders of magnitude are not sufficient in this context as evidenced by the figure 80 which shows two landslides which have occurred in California with runout distance differences of a few hundred meters. These few hundred meters change drastically the amount of destruction occurring in these two events.

At the more fundamental levels, I will focus on two basic processes, first the coexistence of static and flowing zones within the granular mass and second the interaction between a solid and a liquid phase. The recent progress on the physics of granular media makes it possible to develop a new generation of models which take into account these two types of phenomena.

Concerning the first point, various attempts have been made to describe the transition between static and flowing zones within the framework of the long wave approximation. However, a number of inconsistencies and oversimplifications make it hard to apply this model to real geophysical data. We have started working on this subject with Enrique Nieto, mathematician from the University of Seville, François Bouchut, DMA and Pierre-Yves Lagree, LMM. I propose myself to apply to this problem a theory recently developed by *Aranson and Tsimring* [2002] which allows to describe explicitly this transition through the introduction of an order parameter. This work will be done in collaboration with Lev Tsimring and Dmitri Volfson during my eventual stay at UCSD.

Concerning the second point, the presence of fluid inside the flowing material is expected to change

drastically the behaviour of a granular flow by increasing its mobility. The study of biphasic media is presently a priority if one wants to describe real events since in most cases they imply an important fluid content. To incorporate the effects due to the presence of interstitial fluids in long wave approximation, models have up to now used the assumption of a constant porosity and the equality of the velocity of the two phases. However, new models have been developed with separate equations for the velocity of the 2 phases and for porosity. These equations have not yet been solved numerically. In collaboration with François Bouchut, I plan to use methods which have been developed in the context of two layer models for solving these equations. This work has already started with Marica Pelanti's postdoc at IGP.

The validation of these models is now possible by the use of the most accurate data set obtained with space craft imagery systems on the Earth and on Mars. The question however remains as to how the presence of water influences the morphology of the deposits observed on the two planets. Numerical simulations of these events should provide clues as to whether water must be included in the description of the emplacement of mass flows.

Finally, in a not too distant future, I would like to get involved on the problem of the relation between seismicity and landslides. This will require to focus on the initiation phase of landslides which is crucial for risk assessment. This line of work will use expertise of the Seismological Team as well as the detection of landslides through the analysis of signals registered on seismometers (see for example the work of Keiiti Aki).

Supervision

PhD

- Adrien Bon, Numerical modelling of debris flows over complex natural topography, Doctoral School IPGP (since 2005)
- Marina Pirulli, PhD co-supervisor (50%) with Claudio Scavia, Politecnico, Turin, Numerical modelling of landslide runout, a continuum mechanics approach, IPGP/Politecnico Geotechnical Engineering (2002-2004)
- Stéphanie Deboeuf, Participation (20%) in PhD supervision, Solid-liquid transitions and coexistence in granular matter, IPGP (2002-2005)
- Bruno Palaric, Technological Research Diploma (DRT), Supervisor at University with SO-GREAH Engineering, Hydrosedimentary study to preserve ecological properties of the Seine estuary, University Paris 7 (1999-2002)
- Anne Le Friand, participation (20%) in PhD supervision, Flank collapse of active volcanoes in Lesser Antilles : origin and consequences, IPGP (1998-2001)

Post-doc

- Marica Pelanti, post-doc supervisor, Numerical modelling of biphasic flows (2005-2006)
- David Baratoux, co-supervisor with Jean-Pierre Vilotte, Coupling satellite data with numerical modelling of avalanches (2002-2003)
- Sudahkar Yernini, co-supervisor with Jean-Pierre Vilotte, Numerical modelling of debris avalanches (2001-2002)

Masters

- Antoine Lucas, Masters 2 supervisor, Numerical modelling of Martian landslides (2006)
- Luce Malverti, Masters 1 supervisor, Reconstruction of pre-avalanche topography of Valles Marineris landslides, Mars (2005)
- Alexandre Aubertin, Masters 2 supervisor, Numerical modelling of self-channelling flows (2004)
- Alexandre Aubertin, Masters 1 supervisor, Numerical modelling of granular collapse (2003)
- Christophe Plaud, Masters 2 supervisor, Numerical modelling of debris avalanches (2002)
- Cyril Charlot, Masters 2 co-supervisor with Philippe Heinrich, Numerical modelling of granular flows using various flow laws (1999)

Others

- Marie Montaigne, Licence 2 University Cergy Pontoise, co-supervisor with Eric Lajeunesse (2002)

Curriculum Vitae

Anne MANGENEY

Age : 38

Nationality : French

Status : married, 4 children

Full time Assistant Professor, University Paris 7
Seismology Group, Institut de Physique du Globe de Paris
4 Place Jussieu, F75252 Paris cedex 05, France
Tel : +33 1 44 27 24 16 ; Fax : +33 1 44 27 38 94
Email : mangeney@ipgp.jussieu.fr

Research area

Numerical modelling of gravitational flows for risk assessment and for understanding of erosion processes at the surface of the Earth and other telluric planets, flow of geophysical fluids (avalanches, tsunamis, polar ice), long wave approximation for gravitational flows, flow law for geophysical granular flows, flow of mixtures (solid/fluid), development of numerical models, comparison of experimental and numerical modelling, comparison of discrete and continuum modelling and development of analytical solutions.

Training and Education

- 1996 : PhD in Geophysics, Large scale modelling of ice sheet flow : introduction of an anisotropic flow law, Paris VI
- 1992 : Masters 2 Oceanology, Meteorology and Environment, Using mass spectroscopy for measuring ^{14}C concentration in sea water, University Paris VI
- 1990-91 : Licence 3 and Masters 1 Fundamental Physics, University Paris VI

Professional Experience

- July 2004 : Invited guest at the Institute for Non-Linear Sciences, UCSD, San Diego, USA
- Jan. 2002 : Invited guest at Department of Physics, University of Montreal, Canada
- Since 2000 : Assistant Professor, Paris 7, Sismology Group, IPGP
- 1998-2000 : Assistant Professor, Paris 7, Laboratory of Environment and Development-Paris7/Centre of Terrestrial and Planetary Environment (CETP)-CNRS
- 1997-1998 : Post-doctoral position in Laboratory of Detection and Geophysics-CEA/Volcanic Observatories-IPGP
- August 1996 : Darmstadt Institute of Mechanics, European Project
- 1992-1996 : PhD at Laboratory of Glaciology and Geophysics of the Environment-CNRS
- 1992 : Masters 2 at Low Radioactivity Centre (CFR)-CEA

Synergistic activities

- Member of the board of directors of IPGP since 2004 (director advisor)
- Elected Member of the Administration board of IPGP (2000-2003, 2003-2006)
- Member of the Specialist Committee 35, University Claude Bernard, Lyon I (2001-2004)
- Member of the Pedagogical Committee of Department of Earth Science (2001-2004)
- Member of the Commission Paritaire d'Établissement, IPGP (2003-2006)

Direction and participation in scientific projects

- Project leader of ATIP, Modelling of debris avalanches (20 kF, 2002-2004)
- Project leader at IPGP of the ACI New Interfaces of Mathematics (NIM), Modelling, Mathematical Analysis and Simulation of Geophysical Flows (45 keuros, 2003-2005)
- Project leader at IPGP of the ACI Aleas and Global Change, Dynamics of volcanic biphasic flows (10 keuros, 2004-2006)
- Member of ACI Joung Researcher, Geomorphogenesis, Erosion and Granular Transport (80 keuros, 2005-2007)
- Member of ACI Natural Risk and Climatic Change, Eruptive Dynamics of Volcanoes in the Antilles (100 keuros, 2004-2006)
- Member of the ACI Natural Disaster, Gravitational Flows (166 keuros, 2000-2003)
- Participation in CNRS Research Group (GdR Milieux Divisés) and European Training Network HYKE

International collaborations

- Lev Tsimring and Dmitri Volfson, Institute for Nonlinear Science, UCSD, San Diego, USA
- Joe Goddard, Depart. of Mechanical and Aerospace Engineering, UCSD, San Diego, USA
- Oded Aharonson, Division of Geological and Planetary Sciences, Caltech, Pasadena, USA
- Kolumban Hutter, Institut für Mechanik, Darmstadt, Germany
- Lydie Staron and John Hinch, DAMTP, Cambridge, UK
- Enrique Fernandez Nieto, University of Sevilla, Spain
- Claudio Scavia and Marina Pirulli, Politecnico, Turin, Italy

Teaching (192 hours/year)

University Paris 7, Dept. Environment (1998-2000), Dept. Earth Sciences (2000-2006) :

- 1998-2000 : Fluid Mechanics, Physics, creation of experiments for Practical Courses in Environmental Physics, Industrial Projects
- 2000-2006 : Waves and Vibrations (M1), Structure and Dynamics of the Globe (L3), Computing in Geology (L3), Field training course in marine seismology (M2), Numerical methods (M2), Ice sheet flow (M1), Creation of the Geosciences course (L1), Seismology (M1), Field training course in Geology (L1), Organization of student training period in the Observatories (L,M)

Expert evaluation

- Review of 10 papers for international journals including *Terra Nova*, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *Geophys. J. International*.
- Expert evaluations of 2 ACI projects.
- Various conference papers.

Scientific Production

1. Peer-reviewed Publications

- 1.1 Bouchut, F., Fernandes-Nieto, E.D., Mangeney, A., Lagree P.Y., 2006. Erosion in avalanches, submitted.
- 1.2 Mangeney, A., Bouchut, F., Thomas, N., Vilotte, J. P., Bristeau, M. O., 2006. Numerical modeling of self-channeling granular flows and of their levee/channel deposits, *J. Geophys. Res.*, submitted.
- 1.3 Pirulli, M., Mangeney, A., Bristeau, M. O., and Scavia, C., 2006. The effect of the earth pressure coefficients on the runout of granular material, *Environmental Modeling and Software*, in press.
- 1.4 Deboeuf, S. Dauchot, O., Staron, L., Mangeney, A., and Vilotte, J.P., 2005. Memory of the Unjamming Transition during Cyclic Tiltings of a Granular Pile, *Phys. Rev. E*, **E72**, 051305.
- 1.5 Deboeuf, S., Vilotte, J.P., Mangeney, A., Staron, L., and Dauchot, O., 2005. Evolution of the contact network during tilting cycles of a granular pile under gravity, *Powder and Grains 2005*, A. A. Balkema Publishers, pp. 105-108.
- 1.6 Mangeney-Castelnaud, A., Bouchut, B., Vilotte, J.P., Lajeunesse, E., Aubertin, A., and Pirulli, M., 2005. On the use of Saint-Venant equations for simulating the spreading of a granular mass, *J. Geophys. Res.*, **110**, B09103, 1-17.
- 1.7 Lajeunesse, E., Mangeney-Castelnaud, A., and Vilotte, J.P., 2004. Spreading of a granular mass on an horizontal plane, *Phys. Fluids*, **16**(7), 2371-2381.
- 1.8 Bouchut, F., Mangeney-Castelnaud A., Perthame, B., and Vilotte, J. P., 2003. A new model of Saint-Venant and Savage-Hutter type for gravity driven shallow water flows, *C. R. Acad. Sci. Paris, Ser. I*, **336**, 531-536.
- 1.9 Mangeney-Castelnaud, A., Vilotte, J. P., Bristeau, M. O., Perthame, B., Bouchut, F., Simeoni, C., Yernini, S., 2003. Numerical modeling of avalanches based on Saint-Venant equations using a kinetic scheme, *J. Geophys. Res.*, **108**(B11), 2527.
- 1.10 Mangeney, A., Aubert, D., Demarty, J., Otle, C., and Braud, I., 2003. Mesh size selection in a soil-biosphere-atmosphere transfer model, *J. Environ. Eng. Sci.*, **2**, 77-81.
- 1.11 Mangeney, A., Heinrich, Ph., Roche, R., Boudon, G., and J. L., Cheminée, 2000. Modeling of debris avalanche and generated water waves : Application to real and potential events in Montserrat, *Phys. Chem. Earth.*, **25**(9-11), 741-745.
- 1.12 Mangeney, A., Heinrich, Ph., and R., Roche, 2000. Analytical and numerical solution of the dam-break problem for application to water floods, debris and dense snow avalanches, *Pure Appl. Geophys.*, **157**, 1081-1096.
- 1.13 Mangeney, A., 2000. Precision and convergence of a steady two-dimensional ice sheet flow model, *Math. Geol.*, **33**(2), 229-237.
- 1.14 Mangeney, A., Heinrich, Ph., Le Friand, A., Boudon, G., and C., Deplus, 1999. Modeling of water waves generated by debris avalanches : application to past and potential events in Martinique and Montserrat, Lesser Antilles, *International Conf. on Tsunamis*, 383-394.
- 1.15 Heinrich, Ph., Guilbourg, S., Mangeney, A., and R., Roche, 1999. Numerical modeling of a landslide-generated tsunami following a potential explosion of the Montserrat volcano, *Phys. Chem. Earth*, **24**(2), 163-168.
- 1.16 Heinrich, Ph., Mangeney, A., Guilbourg, S., Roche, R., Boudon, G., and J. L., Cheminée, 1998. Numerical simulation of a potential landslide-generated tsunami in Monserrat, *Geophys. Res. Lett.*, **25**(19), 3697-3700.
- 1.17 Mangeney, A., and F., Califano 1998. The shallow-ice approximation for anisotropic ice : Formulation and limits, *J. Geophys. Res.*, **103**, 691-705.

- 1.18 Castelnau, O., Shoji, H., Mangeney, A., Milsch, H., Duval, P., Miyamoto, A., Kawada, K., and O., Watanabe, 1997. Anisotropic behavior of GRIP ices and flow in Central Greenland, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **154**, 307-322.
- 1.19 Mangeney, A., Califano F., and K., Hutter, 1997. A numerical study of anisotropic, low-Reynolds number, free surface flow for ice sheet modeling, *J. Geophys. Res.*, **102**, 22,749-22,764.
- 1.20 Mangeney, A., Califano, F., and O., Castelnau, 1996. Isothermal flow of an anisotropic ice sheet in the vicinity of an ice divide, *J. Geophys. Res.*, **101**, 28,189-28,204.
- 1.21 Fabre, A., Letréguilly, A., Ritz, C., and A., Mangeney, 1995. Greenland under changing climates : sensitivity experiments with a new 3D ice-sheet model, *Ann. Glaciol.*, **21**, 1-7.

2. Other Publications

- 2.1 Deboeuf, S., Dauchot, O., Staron, L., Vilotte, J.P., and A. Mangeney, 2005. Déformations d'un empilement granulaire lors de cycles de rotation quasi-statique sous gravité, *Comptes Rendus du 17ème Congrès Français de Mécanique*, septembre.
- 2.2 Staron, L., Mangeney-Castelnau, A., Vilotte, J.P., and E.J. Hinch, 2005. Comparative study of the spreading dynamics of a granular mass and its shallow-water counterpart, *Geophys. Res. Abstracts*, **7**, 02084.
- 2.3 Pirulli, M., Scavia, C., Mangeney-Castelnau, A., 2004. Sviluppo di un modello basato sulla meccanica del continuo per lo studio della propagazione di valanghe di roccia, *Incontro Annuale dei Ricercatori di Geotecnica 2004, IARG 2004*.
- 2.4 Mangeney-Castelnau, A., Vilotte, J.P., Bouchut, F., and Thomas, N., 2004. Numerical Modelling of the Formation of Levees in Granular Flow Deposits : a way to Investigate the Hidden Part of the Flow law, *Eos Trans. AGU*, **85**(47).
- 2.5 Mangeney-Castelnau, A., Vilotte, J. P., Pirulli, M., Bristeau, M. O., Bouchut, F., Perthame, B., Bouchut, F. : 2002. Numerical Simulation of Debris Flows, *EOS Trans. AGU*, **83**(47).
- 2.6 Mangeney-Castelnau, A., Vilotte, J. P., Bristeau, M. O., Bouchut, F., Perthame, B., Siméoni, C., Yernini, S., 2002. A new kinetic scheme for Saint-Venant equations applied to debris avalanches, *INRIA Report*, 4646, novembre.
- 2.7 Mangeney, A., 2002. Large-scale modelling of debris avalanches using St-Venant approach, specific problems linked to granular flows over complex topography, *Problèmes Non Linéaires Appliqués aux Ecoulements peu profonds à surface libre*, *Support de Cours Ecoles CEA-EDF-INRIA*, Paris 7-10 octobre.
- 2.8 Mangeney, A., 2002. Large-scale modelling of anisotropic ice sheet flow, formulation and limits of the shallow ice approximation, *Problèmes Non Linéaires Appliqués aux Ecoulements peu profonds à surface libre*, *Support de Cours Ecoles CEA-EDF-INRIA*, Paris 7-10 octobre.
- 2.9 Mangeney, A., Vilotte, J. P., Bristeau, M. O., Perthame, B., Simeoni, C., 2002. Numerical modeling of avalanches based on Saint-Venant equations using a kinetic scheme, *GdR Milieux Divisés*, Paris, France, 25 juin.
- 2.10 Caristan, Y., Heinrich, Ph., Piatanasi, A., Mangeney, A., Schindele, F., Raymond, D., Mariotti, C., Bouchez, J., and Massinon, B. 1999. Genesis and Impact of Tsunamis on the European Coasts, Tsunamis warning and Observations, *Gitex-two final scientific report*, 50 pp.
- 2.11 Mangeney, A., 1996. Modélisation de l'écoulement de la glace dans les calottes polaires : prise en compte d'une loi de comportement anisotrope, *Thèse de l'Université Paris VI*.

- 2.12 Fabre, A., Letréguilly, A., Ritz, C., et A., Mangeney, 1995. Modélisation de la calotte du Groenland, Actes du Colloque d'Hydrotechnique (Glaciologie et Nivologie), *La Houille Blanche*, Grenoble 15-16 février 1995, 257-264.
- 2.13 Fabre, A., Letréguilly, A., Ritz, C., et A., Mangeney, 1994. Modélisation de la calotte du Groenland : tests de sensibilité et expérience d'évolution avec un nouveau modèle 3D, *Atelier de modélisation de l'atmosphère*, Toulouse, novembre 1994, 479-486.
- 2.14 Mangeney, A., et C., Ritz, 1994. Changement de la viscosité de la glace - influence sur la datation, *Atelier de modélisation de l'atmosphère*, Toulouse, novembre 1994, 149-155.

3. General knowledge papers

- 3.1 Mangeney, A., 2005. Les glissements de terrain : des outils pour évaluer les risques, *Annales des Mines*, Responsabilité et Environnement, octobre.
- 3.2 Heinrich, Ph., Mangeney, A., Boudon, G., et Roche, R., 1999. Modéliser un raz-de-marée créé par un volcan, *La Recherche*, mars, 66-71.

4. Communications

- 4.1 Bon, A., Mangeney, A., Kelfoun, K., Labazuy, P., Bouchut, F., Vilotte, J. P., 2006, Numerical modelling of the Socompa avalanche using a numerical model taking into account the complex 3D topography effects, *EGU 2006*, Vienne, Autriche, 3-7 avril.
- 4.2 Pirulli, M., Deline, P., Mangeney, A., Mortara, G., Noetzli, J., Scavia, C., and Tamburini, A., 2006, The thurwieser rock avalanche, Ortles-Cevedale Group (Italian Alps) : description and dynamics analysis, *EGU 2006*, Vienne, Autriche, 3-7 avril.
- 4.3 Mangeney-Castelnau, A., Vilotte, J.P., Bouchut, F., and Thomas, N., 2005, Numerical Modelling of the Formation of Levees in Granular Flow Deposits : a way to Investigate the Hidden Part of the Flow law, *AGU Fall Meeting*, San Francisco, 13-17 Decembre.
- 4.4 Pirulli, M., Mangeney-Castelnau, A. and Scavia, C., Studio della propagazione di valanghe di roccia attraverso un modello della meccanica del continuo, *Incontro Annuale dei Ricercatori di Geotecnica 2005, IARG 2005*, Trento, 29 juin-1 juillet 2005.
- 4.5 Mangeney, A., Bouchut, F., Vilotte, J.P., Bristeau, M.O., Perthame, B., Staron, L., Hinch, J., Volfson, D., and Tsimring, L., 2005. Numerical modeling of experimental granular flows, *Symposium Granular Matter : Mathematical Modelling and Physical Instances*, Reggio Calabria, Italie, 26-29 juin.
- 4.6 Mangeney-Castelnau, A., Staron, L., Volfson, D., Tsimring, L., Hinch, J., Vilotte, J.P., and Bouchut, F., Comparison between continuum and discrete modelling of granular spreading, *ASME McMat 2005*, Baton Rouge, Louisiane 1-3 juin.
- 4.7 Mangeney-Castelnau, A., Bouchut, F., Vilotte, J.P., Bristeau, M.O., and Pethame, B., Numerical modelling of experimental granular flows : the flow law revisited, *ASME McMat 2005*, Baton Rouge, Louisiane, 1-3 juin.
- 4.8 Staron, L., Mangeney-Castelnau, A., Vilotte, J.P., and E.J. Hinch, 2005. Comparative study of the spreading dynamics of a granular mass and its shallow-water counterpart, *EGU 2005*, Vienne, Autriche, 24-29 avril.
- 4.9 Pirulli, M., Scavia, C., Mangeney-Castelnau, A., Sviluppo di un modello basato sulla meccanica del continuo per lo studio della propagazione di valanghe di roccia, *Incontro Annuale dei Ricercatori di Geotecnica 2004, IARG 2004*, Trento, 7-9 juillet 2004.

- 4.10 Mangeney-Castelanu, A., Aubertin, A., Bouchut, F., Lajeunesse, E., and Vilotte, J. P., 2004. Numerical modelling of the spreading of a granular mass, *GdR Milieux Divisés*, Carry, France, 26-30 april.
- 4.11 Mangeney-Castelanu, A., Aubertin, A., Bouchut, F., Lajeunesse, E., and Vilotte, J. P., 2004. Numerical modelling of experimental granular flows, *EGU*, Nice, France, 26-30 april.
- 4.12 Lajeunesse, E., and Mangeney-Castelanu, A., Experimental study of the spreading of a granular mass on an horizontal surface, 2003. *Joint MIDI/DIGA Meeting on Physics and Mechanics of Granular Media*, Experimental study of granular spreading, 5-7 mai, Carry le Rouet.
- 4.13 Pirulli, M., Mangeney-Castelanu, A., Lajeunesse, E., Vilotte, J. P., Bristeau, M.O., Bouchut, F., Perthame, B., 2003. Numerical simulation of granular flows : comparison with experimental results, *EGS-AGU-EUG Joint Assembly*, Nice (France), 06-11 avril.
- 4.14 Mangeney-Castelanu, A., Pirulli, M., Lajeunesse, E., Vilotte, J. P., Bristeau, M. O., Bouchut, F., Perthame : 2003. Numerical Simulation of fluid/solid transition in debris avalanches, *International Conference on fast Slope Movements*, Prediction and Prevention for Risk Mitigation, Naples, Italie, 11-13 mai.
- 4.15 Mangeney-Castelanu, A., Vilotte, J. P., Pirulli, M., Bristeau, M. O., Bouchut, F., Perthame, B. : 2002. Numerical Simulation of Debris Flows. *AGU Fall Meeting*, San Francisco, U.S., 6-10 décembre.
- 4.16 Mangeney, A., Vilotte, J. P., Bristeau, M. O., Perthame, B., Plaud, C., 2002. Modélisation numérique de la transition fluide/solide dans les avalanches de débris. *GdR Milieux Divisés*, Paris, France, 25 juin.
- 4.17 Mangeney, A., Vilotte, J. P., Bristeau, M. O., Perthame, B., Bouchut, F., Plaud, C., Simeoni, C. 2002. Numerical simulation of debris avalanches using a kinetic scheme. *Journées Savoisiennes de Mathématiques Appliquées sur les Equations de Saint-Venant*, Chambéry, France, 16-17 mai.
- 4.18 Mangeney, A., Plaud, C., Vilotte, J. P., 2002. *XXVI General Assembly of the European Geophysical Society*, Nice (France), 20-24 avril.
- 4.19 Mangeney, A., Vilotte, J.P., Bristeau, M.O., Perthame, B., 2002. Modélisation numérique d'avalanches basée sur un schema cinétique. *GdR Milieux Divisés*, Carry, France, 11-13 mars.
- 4.20 Mangeney, A., 2001 : Modelling of debris avalanches. **Invited** in the *Conference on Methods of Applied Mathematics and Mechanics in an Environmental, Geophysical and Climatological Context*, Seeheim-Jugenheim, Germany, 18-23 mars.
- 4.21 Demarty, J., Otle, C., Braud, I., Mangeney, A., Frangi, J.P., 2000. Effect of aerodynamic conductances modelisation on SISPAT-RS simulated surface fluxes. *XXV General Assembly of the European Geophysical Society*, Nice (France), 25-29 avril.
- 4.22 Mangeney, A., Demarty, J., Otle, C., and Braud, I., 2000. Influence of soil hydraulic properties on surface fluxes, temperature and humidity in the one-dimensional SISPAT model. *XXV General Assembly of the European Geophysical Society*, Nice (France), 25-29 avril.
- 4.23 Heinrich, Ph., Mangeney, A., Boudon, G., Flouzat, M., and Schindele, F., 1999. Risque Tsunami instabilités, Prévention des catastrophes naturelles, Gestion des territoires et Développement durable, *Conférence de Paris*, Paris (France), 17-19 Juin.
- 4.24 Mangeney, A., Heinrich, Ph., Boudon, G., 1999. Simulation of debris avalanches and pyroclastic flows, *GdR Physique des Milieux Hétérogènes Complexes*, Paris (France), 22 Janvier.
- 4.25 Heinrich, Ph., Mangeney, A., and Boudon, G., 1998. Simulation of water waves generated by a debris avalanche in Montserrat, Lesser Antilles. *International conference on Sediment transport and deposition by particulate gravity currents*, Leeds (Angleterre), 7-9 September.

- 4.26 Mangeney, A., Heinrich, Ph., Roche, R., Boudon, G., and J. C., Komorovski, 1998. Debris avalanche sensitivity to topographic relief, application to the 26th December 1997 debris avalanche in Montserrat, Lesser Antilles. *International conference on Sediment transport and deposition by particulate gravity currents*, Leeds (Angleterre), 7-9 September.
- 4.27 Mangeney, A., Heinrich, Ph., Roche, R., Boudon, G., and J. L., Cheminée, 1998. Numerical simulation of the december 1997 tsunami generated by a debris avalanche in Montserrat, Lesser Antilles. *International Conference on Tsunamis*, Paris (France), 26-28 mai.
- 4.28 Mangeney, A., Heinrich, Ph., Roche, R., Guibourg, S., Boudon, G., and J. L., Cheminée, 1998. Numerical simulation of a potential debris avalanche in Montserrat, Lesser Antilles. *XXIII General Assembly of the European Geophysical Society*, Nice (France), 20-24 avril.
- 4.29 Mangeney, A., Heinrich, Ph., Roche, R., et G., Boudon, 1998. Modélisation d'une avalanche de débris. *17e Réunion des Sciences de la Terre*, Brest (France), 31 mars-3 avril.
- 4.30 Duval, P., Castelnaud, O., Mangeney, A., Milsch, H., Miyamoto, A., Kawada, K., and O., Watanabe, 1997. Anisotropic behavior of GRIP ices and flow in Central Greenland, Gindewald (Suisse), 27-30 septembre.
- 4.31 Mangeney, A., 1996. Influence de l'anisotropie sur la datation des carottes glaciaires. *16e Réunion des Sciences de la Terre*, Orléans (France), 10-12 avril.
- 4.32 Fabre, A., Letréguilly, A., Ritz, C., et A., Mangeney, 1994. Modélisation de la calotte du Groenland : tests de sensibilité et expérience d'évolution avec un nouveau modèle 3D. *Atelier de modélisation de l'atmosphère*, Toulouse (France), 29-31 novembre.
- 4.33 Mangeney, A., 1994. Traitement complet de la mécanique de l'écoulement dans un modèle d'évolution de calotte polaire. *Atelier de modélisation de l'atmosphère*, Toulouse (France), 29-31 novembre.
- 4.34 Mangeney, A., 1994. Model intercomparison. Workshop European Ice Sheet Modelling Initiative, Bremerhaven (Allemagne), 22-24 juin.
- 4.35 Mangeney, A., and C., Ritz, 1994. Changing ice viscosity with impurity content : influence on the datation. *XIX General Assembly of the European Geophysical Society*, Grenoble (France), 25-29 avril.
- 4.36 Ritz, C., and A., Mangeney, 1994. Introducing enhancement factor in an ice sheet model : influence on the ice sheet evolution. *Workshop European Ice Sheet Modelling Initiative* (European Science Fondation) : Mechanical properties of Polar Ices and Ice Sheet Modelling, Aussois (France), 5-7 janvier.

5. Invited seminars, lectures and courses

- 15 Invited seminars including the following since 2004 : LAMA, Chambéry (November 2005), Laboratoire Magmas et Volcans, Clermont-Ferrand, France (June 2004), Coastal Morphology Group, SCRIPPS, San Diego, USA (July 2004), Division of Geological and Planetary Sciences, Caltech, Los Angeles, USA (July 2004), Institute for Nonlinear Sciences, San Diego, USA (July 2004)
- 4 Invited lectures including the following since 2004 :
Mangeney-Castelnaud, A., 2005, IHP, Session on granular matter, 12 January, Paris, France
Mangeney-Castelnaud A., 2004, HYKE Conference on Complex Flows, Barcelona, Spain, 6-9 October
- 3 Invited courses at thematic schools

Major publications

- Mangeney-Castelnau, A., Bouchut, B., Vilotte, J.P., Lajeunesse, E., Aubertin, A., and Pirulli, M., 2005. On the use of Saint-Venant equations for simulating the spreading of a granular mass, *J. Geophys. Res.*, **110**, B09103, 1-17.
- Mangeney-Castelnau, A., Vilotte, J. P., Bristeau, M. O., Perthame, B., Bouchut, F., Simeoni, C., and Yernini, S., 2003. Numerical modeling of avalanches based on Saint-Venant equations using a kinetic scheme, *J. Geophys. Res.*, **108**(B11), EPM 9, 2527, 2003.
- Bouchut, F., Mangeney-Castelnau A., Perthame, B., and Vilotte, J. P., 2003. A new model of Saint-Venant and Savage-Hutter type for gravity driven shallow water flows, *C. R. Acad. Sci. Paris, Ser. I*, **336**, 531-536.
- Lajeunesse, E., Mangeney-Castelnau, A., and Vilotte, J.P., 2004. Spreading of a granular mass on an horizontal plane, *Phys. Fluids*, **16**(7), 2371-2381.
- Deboeuf, S. Dauchot, O., Staron, L., Mangeney, A., and Vilotte, J.P., 2005. Memory of the Unjamming Transition during Cyclic Tiltings of a Granular Pile, *Phys. Rev. E*, **E72**, 051305.
- Heinrich, Ph., Mangeney, A., Guilbourg, S., Roche, R., Boudon, G., and J. L., Cheminée, 1998. Numerical simulation of a potential landslide-generated tsunami in Monserrat, *Geophys. Res. Lett.*, **25**(19), 3697-3700.
- Mangeney, A., Bouchut, F., Thomas, N., Vilotte, J. P., Bristeau, M. O., 2006. Numerical modeling of self-channeling granular flows and their channel-levee deposits, *J. Geophys. Res.*, submitted.
- Pirulli, M., Bristeau, M. O., Mangeney, A., and Scavia, C., 2006. The effect of the earth pressure coefficients on the runout of granular material, *Environmental Modeling and Software*, in press.