



Dynamique des instabilités gravitaires par modélisation et télédétection: Applications aux exemples martiens

Antoine Lucas

► To cite this version:

Antoine Lucas. Dynamique des instabilités gravitaires par modélisation et télédétection: Applications aux exemples martiens. Géophysique [physics.geo-ph]. Institut de physique du globe de paris - IPGP, 2010. Français. NNT : . tel-00503212

HAL Id: tel-00503212

<https://theses.hal.science/tel-00503212>

Submitted on 16 Jul 2010

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

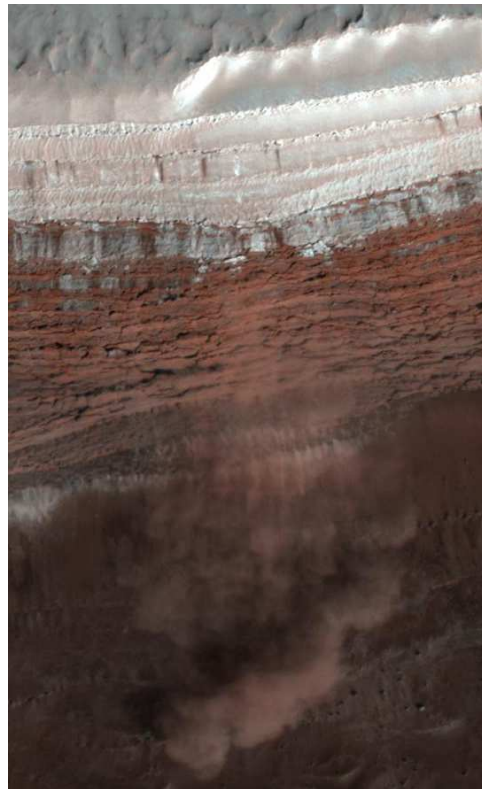
L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

INSTITUT DE PHYSIQUE DU GLOBE DE PARIS

Université Paris Diderot

Thèse de doctorat

Dynamique des instabilités gravitaires
par modélisation et télédétection:
Applications aux exemples martiens



ANTOINE LUCAS

- 30 mars 2010 -

Dynamique des instabilités gravitaires par modélisation et télédétection: Applications aux exemples martiens

Thèse de doctorat

Présentée par

Antoine Lucas

pour l'obtention du titre de docteur de l'Institut de Physique du Globe de Paris
(Spécialité Géophysique planétaire)

Devant le jury composé de

ANNE MANGENEY	M.C. HDR IPGP, Université Paris-Diderot	(Directrice)
DANIEL MÈGE	M.C. HDR LPGN, Université de Nantes	(Co-Directeur)
PHILLIPE LOGNONNÉ	Prof. IPGP, Université Paris-Diderot	(Examineur)
JEAN-PHILLIPE MALET	C.R. CNRS EOST	(Examineur)
FRANÇOIS COSTARD	D.R. CNRS, Université Paris Sud, Orsay	(Rapporteur)
OLDRICH HUNGR	Prof. University of British Columbia, Canada	(Rapporteur)

30 mars 2010

Remerciements

De San Diego à Hong-Kong en passant par Nantes, Londres, Houston, Berlin et même Mars, ce travail de thèse m'a avant tout permis de voyager intellectuellement. C'est avec une immense sincérité que je remercie mes deux directeurs de thèse, Anne Mangeney et Daniel Mège pour m'avoir accordé leur confiance et permis de mener à bien ce travail dans d'excellentes conditions. J'ai eu beaucoup de plaisir à travailler avec eux et suivre leurs conseils toujours pertinents et justifiés. C'est avec un grand plaisir que je continuerai à collaborer avec eux.

Merci au jury composé de Jean-Philippe Malet, Philippe Lognonnée, François Costard et Oldrich Hungr pour avoir accepté d'évaluer ce travail.

Je remercie toute l'équipe de sismologie pour son accueil, sa bonne humeur et sa disponibilité. Je tiens à saluer tout particulièrement Pascal Favreau pour m'avoir initié à la sismologie. Un grand merci à Geneviève Moguilny et Patrick Stoclet pour leur soutien technique indispensable, Sylvie Contamina pour son aide administrative sans faille. Merci à mes collègues de bureau, Diego, Adrien, Xavier, Gaël, Clément, Sébastien, Stéphanie, Julien, Alexandre, Laurent, Matthieu, Mathieu, Huong, Élodie et les autres... Je tenais également à adresser mes remerciements aux sableuses et tractopelles du chantier de Jussieu pour m'avoir accompagné pendant ces trois années de leur douce mélodie.

Je remercie le laboratoire de planétologie et géodynamique de Nantes pour m'avoir, une seconde fois, accueilli pendant sept mois. Merci à Stéphane Le Mouélic, Olivier Bourgeois, Christophe Sotin, Nicolas Mangold et Christophe Desailly pour leur soutien scientifique et technique.

Je tenais également à remercier Jan Peter Muller et Peter Grindrod de UCL pour m'avoir donné accès à la station stéréo et ainsi nous permettre d'être la première équipe en Europe à utiliser les MNT HiRISE.

Je salue les gens qui, de près ou de loin, ont subi les dommages collatéraux d'un thésard en pleine rédaction : Bertrand, Benoît, David, Fouk, Nico, Marx Dormoy & Co (Corentin, Julien, Marie, Thomas, Sylvain(s), BenJ, Pauline, Valérie, Jérémie...), la promo 2004 des gogologues de Nantes.

Évidemment, ce travail n'aurait pas pu être mené sans la participation de mes parents, il y a 28 ans déjà. Ils ont, sans faille aucune, toujours su me soutenir et m'encourager dans mes choix. Merci à ma famille également pour avoir accepté mes absences, certains week-ends passés au labo et surtout pour tout le reste.

Enfin, un immense merci à Nadaya pour son soutien quotidien depuis la Californie pendant ces longs mois.

Résumé

Les instabilités gravitaires contribuent aux processus de transport de matière à la surface des planètes et constituent des risques importants pour les populations sur Terre. Afin d'apporter des contraintes sur la dynamique des instabilités gravitaires, notre étude se base sur le couplage entre simulation numérique et analyse des données par télédétection. Le modèle utilisé s'est montré capable de reproduire des observations en laboratoire ainsi que la dynamique enregistrée par des signaux sismiques pour un exemple terrestre. En outre, nous avons développé une méthode de reconstruction topographique pré-glissement en utilisant les données satellitaires afin d'étudier les effets des conditions initiales. En effet, la distance d'arrêt (runout) des dépôts est très largement utilisée dans l'analyse de la dynamique des glissements de terrain ainsi que dans la calibration des paramètres rhéologiques impliqués dans la modélisation, et ce malgré les incertitudes sur la géométrie initiale. Nous montrons par des tests théoriques que le runout est faiblement affecté par la géométrie du plan de rupture. Au contraire, l'extension latérale se révèle être contrôlée par la géométrie initiale ce qui fournit un cadre unique pour remonter également au volume initial. L'application aux exemples martiens apporte des contraintes sur les conditions de mise en place et ouvre de nouvelles perspectives pour la compréhension de la dynamique de ces processus. En outre, nous introduisons un nouveau paramètre de dissipation empirique indépendant de la topographie permettant, sans calibration, de retrouver par la simulation la bonne distance de runout dans un contexte géologique donné.

Abstract

Slope instabilities take part in weathering and transport processes at the surface. The runout distance is extensively used in analysis of landslide dynamics and in the calibration of the rheological parameters involved in numerical modelling. However, the unknown impact of the uncertainty in the shape of the initial released mass on the runout distance and on the overall shape of the deposit questions the relevance of these approaches. Indeed, the shape of the initial scar is generally unknown in real cases. Our study is based on numerical simulations coupled with remote sensing data analysis. The model used in this study has been intensively compared with laboratory experiments and well constrained natural cases in order to establish its range of use. We have also developed a pre-event topographic reconstruction method using remote sensing data allowing the study of the topographic and initial failure plane geometry effects. We show that the runout distance is a robust parameter that is only poorly affected by the initial scar geometry. On the contrary, the extent of the deposits perpendicular to the main mass displacement direction is shown to be controlled by the scar geometry, providing a unique tool to retrieve information of the initial failure geometry, as well as on the released volume. A feedback analysis of Martian landslides shows excellent agreement between numerical results and geomorphological evidence, providing insight into the initial landsliding conditions. In addition, we introduce a new empirical dissipation parameter allowing a good prediction of the runout in the simulation without any calibration for a given geological context.

Notations et liste de symboles

Sont regroupées ici les notations mathématiques employées dans le manuscrit. Les scalaires sont notées en italique x . Les vecteurs 2D sont notés en gras $\mathbf{c}$ et les vecteurs 3D avec une flèche $\vec{n}$. Les notations (x, y, z) ne sont pas réservées aux coordonnées cartésiennes. La lettre t est réservée pour le temps. La notation $\partial_x(.)$ désigne la dérivée partielle première de $(.)$ par rapport à x . La notation $\nabla_X z$ désigne la dérivée partielle première de z dans le référentiel X .

Symboles Latins

dx	incrément en x
dy	incrément en y
$f, F, \mathbf{F}$	force
g	constante de l'accélération de la gravité
$\mathbf{g}$	vecteur de l'accélération de la gravité
h	épaisseur de l'avalanche
H_{max}	hauteur maximale de l'avalanche
H_0, H_i	Hauteur initiale de l'avalanche
H_f	Hauteur finale de l'avalanche
$\bar{h}$	valeur moyenne de h
$h_{i,j}^n$	valeur numérique de h au point i, j et à l'incrément n
m	Masse d'un corps
p	Pression
t	temps
$\mathbf{T}$	

Symboles Grecs

δ	Angle de friction
Δx	Incrément de x en différence finie
ρ	Densité

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Phénoménologie d'un processus géophysique majeur	1
1.2	Résultats expérimentaux et numériques	4
1.3	Les exemples martiens	9
1.4	Objectifs	13
2	Modélisation numérique d'avalanches granulaires	17
2.1	Description du modèle	17
2.2	Évolution du code pour une utilisation en géophysique	22
2.2.1	Assimilation des données	27
2.3	Confrontation du modèle	29
2.3.1	Estimation de la dissipation numérique	29
2.3.2	Confrontation aux expériences en laboratoire	32
2.3.3	Confrontation à des exemples naturels	37
2.4	Conclusions	50
3	Dynamique des glissements de terrain par sismologie	53
3.1	Motivations et contexte	53
3.2	Dynamique et paramètres de friction	55
3.3	Génération d'un signal sismique depuis une force ponctuelle	60
3.3.1	Résultats	61
3.4	Conclusions	70
4	Données et Méthodologies	73
4.1	Introduction	73
4.2	Imagerie	74

4.2.1	Imagerie visible	74
4.2.2	Imagerie Infrarouge	75
4.3	Traitement des images	80
4.3.1	Contenu des données	80
4.3.2	Calibration radiométrique et correction du bruit	82
4.4	Extraction topographique	88
4.4.1	Introduction	88
4.4.2	Préparation et calibration des données	91
4.4.3	Identification des points homologues	92
4.4.4	Validation du modèle numérique de terrain	95
4.4.5	Méthodes alternatives pour l'extraction topographique	100
4.5	Méthodologie de reconstruction topographique pré-glissement	104
4.5.1	Identification des dépôts par télédétection	104
4.5.2	Modification vectorielle de l'information topographique	104
4.5.3	Régularisation de l'information topographique par estimation optimale	105
4.6	Conclusions	109
5	Écoulements granulaires martiens	111
5.1	Motivations	111
5.2	Ravines sinueuses et implications rhéologiques	112
5.2.1	Expériences numériques sur topographies modèles	115
5.2.2	Bilan	129
5.3	Ravines martiennes digitées	130
5.4	Écoulement de type « slope streaks »	135
5.5	Conclusions	140
6	Paramétrisation de la dissipation moyenne	145
6.1	Introduction	152
6.2	Résultats expérimentaux et numériques	153
6.3	Effets de la pente et de la friction sur topographie 2D	155
6.4	Simulation sur topographie réalistes 3D	157
6.4.1	Reconstruction de la topographie	157

6.4.2	Résultats et comparaisons avec les observations à l'échelle MOLA	158
6.5	Vers une nouvelle mobilité, facteur de déplacement intrinsèque	158
6.6	Conclusions	160
7	Effets de la géométrie de la rupture sur la dynamique	163
7.1	Introduction	167
7.2	Cas d'étude et contexte géologique	170
7.3	Données et méthodologie	174
7.3.1	Identification des dépôts	175
7.3.2	Reconstruction du MNT	175
7.4	Description du modèle numérique	178
7.5	Tests numériques théoriques	180
7.5.1	Écoulements 2D	180
7.5.2	Écoulements 3D	183
7.6	Application aux exemples martiens	186
7.6.1	Propriétés frictionnelles des glissements de terrain martiens	186
7.6.2	Dépôts simulés et géométrie du plan de rupture	191
7.6.3	Bilans de masse	192
7.6.4	Implications sur les conditions de mise en place	193
7.7	Conclusions	195
8	Conclusions et perspectives	201

Chapitre 1

Introduction

1.1 Phénoménologie d'un processus géophysique majeur

Dès qu'une masse de débris rocheux se déstabilise sur une pente, elle s'écoule sous l'effet de la gravité pour s'y déposer. Ces transferts peuvent faire intervenir des matériaux d'une très grande variété granulométrique (du débris aux blocs rocheux). La taille des grains mobilisés peut aller du micromètres à des blocs de plusieurs mètres de diamètre. Aussi, la gamme de vitesse varie de plusieurs ordres de grandeur, de quelques mm.an^{-1} à plusieurs m.s^{-1} . Ces événements sont parfois imperceptibles, parfois particulièrement destructeurs. Observés à la surface de différents corps planétaires comme la Terre, la Lune, Mars ou encore les satellites de Jupiter et Saturne (figure 1.1), ces effondrements gravitaires jouent un rôle majeur dans la dynamique des paysages et contribuent ainsi au transport de matière à la surface des planètes.

Tributaires de mécanismes mettant en jeu des couplages complexes entre climat, altération, tectonique, biomasse et activités anthropiques, ces processus sont le sujet de nombreuses études, à la fois en mécanique, en géophysique, en géomorphologie et en planétologie. S'intéresser à ces processus, c'est tenter de comprendre la dynamique de surface des corps planétaires solides. En outre, l'étude des instabilités gravitaires constitue un cadre important pour la gestion des risques liés à ces processus.

Le nombre de terme désignant les instabilités gravitaires illustre la difficulté à définir une classification consensuelle, car les diverses communautés qui s'y intéressent ne s'entendent pas sur les critères pertinents à prendre en compte dans la terminologie [Hungr *et al.*, 2001]. De plus, ces écou-

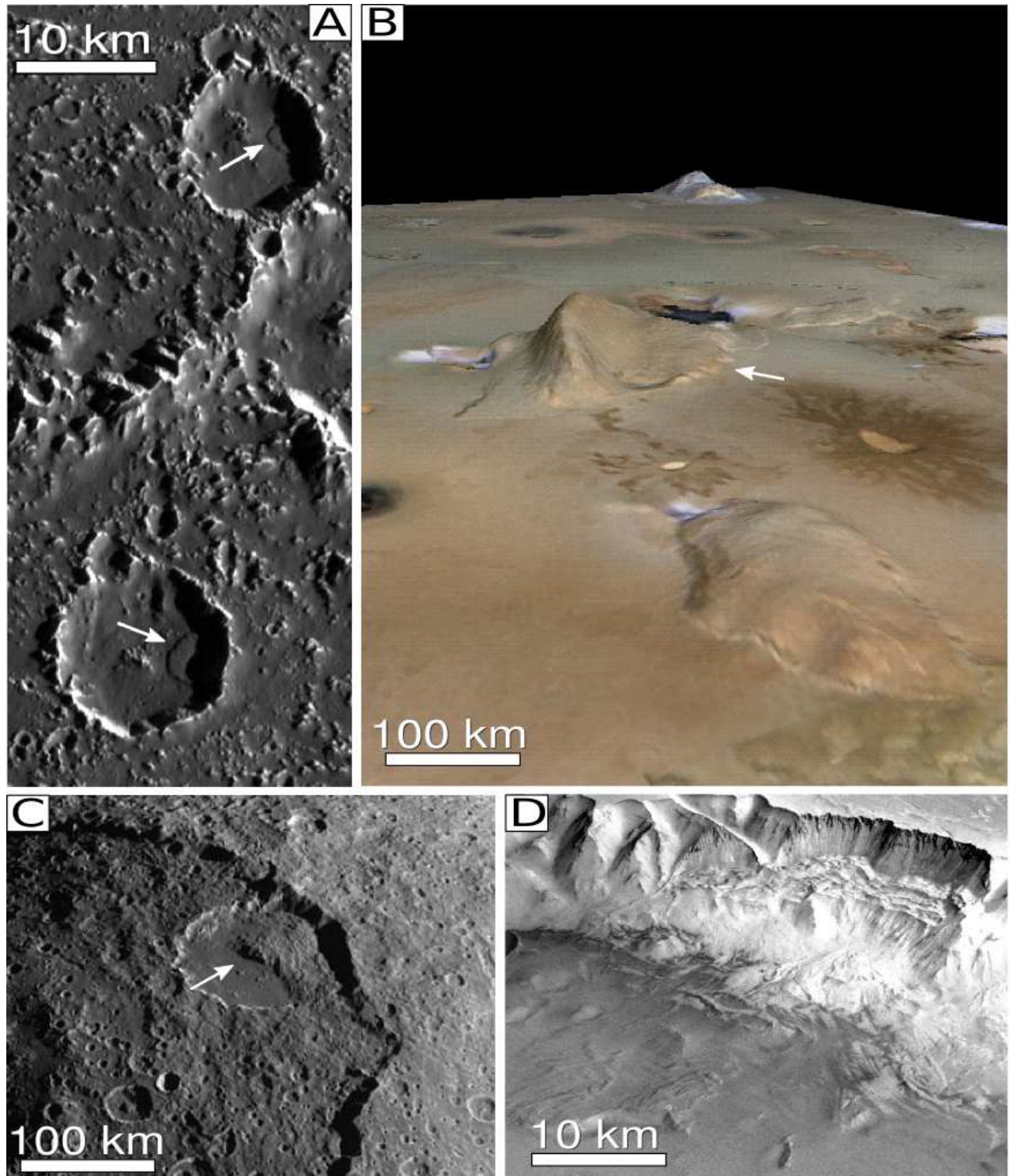


FIG. 1.1: Glissements de terrain observés sur différents corps planétaires comme les satellites de Jupiter (A) Callisto, (Image SSI/Galileo, *ce travail*) et (B) dans la région d'Euboea Montes sur Io (topographie exagérée 4 fois et extraite depuis des images Voyager par P. Schenk, [Schenk and Bulmer, 1998]). (C) Exemple observé sur Japet, satellite de Saturne par la sonde Cassini-Huygens. [Image NASA/JPL/Space Science Institute]. (D) Glissement de terrain dans Ganges Chasma, sur Mars (Image HRSC drapée sur MNT HRSC, *ce travail*).

lements intrinsèquement non-permanents et non-uniformes peuvent parfois évoluer d'un régime vers un autre, ce qui rend l'emploi de toute classification confus. En outre, les mécanismes de déclenchement peuvent être très différents (séismes, précipitations, activité volcanique, phénomènes anthropiques...). Le comportement de ces écoulements se montre tributaire de nombreux paramètres. Qu'il s'agisse d'éboulement sur un flanc volcanique, d'écoulement pyroclastique, d'avalanche de roche ou d'écoulement de débris en montagne, la nature des phénomènes physiques qui régissent les instabilités et les écoulements gravitaires reste mal connue.

Cependant, il convient de caractériser des paramètres pertinents pour la description de la dynamique des instabilités gravitaires (géométrie, volume, nature du matériau, rôle des fluides, vitesse, topographie...). Les études sur le terrain montrent que les instabilités gravitaires ont une grande mobilité, c'est à dire la capacité de parcourir de grandes distances, les rendant d'autant plus destructeurs [Heim, 1932 ; Legros, 2002]. Des relations entre mobilité, volume, aire des dépôts, friction apparente ont pu être mises en évidence. En effet, le paramètre de mobilité, défini comme le rapport H_{max}/L_{max} , où H_{max} est la hauteur de chute maximale et L_{max} la longueur d'arrêt des dépôts, semble dépendre du volume (Figure 1.2a). Cette anti-corrélation suggère que la distance de parcours maximale L_{max} (*runout*) est dépendante du volume, comme le montre la Figure 1.2b. Cependant, une corrélation positive est observée entre H_{max} et L_{max} (Figure 1.2c). L'explication proposée par Legros, [2002] est que, sur une faible pente, une grande augmentation de L_{max} correspondrait à une faible augmentation de H_{max} (puisque $H_{max} \ll L_{max}$) et donc à une diminution du rapport H_{max}/L_{max} . Il semble donc que des effets topographiques se cachent derrière ces relations. La variabilité des topographies sur lesquelles ont lieu les instabilités gravitaires rendent délicate l'analyse de ces effets. Aussi, la mobilité définie par le rapport H_{max}/L_{max} n'est-elle pas biaisée par les effets topographiques ?

Plusieurs hypothèses ont été avancées pour tenter d'expliquer cette mobilité, comme la fluidisation par l'air, l'eau ou des gaz volcaniques [Shaller and Smith-shaller, 1996]. Des études ont proposé que de l'air puisse être piégé sous la masse en mouvement et ainsi fluidiser l'écoulement [Kent, 1996] ou encore le soulever sur un coussin d'air [Shreve, 1968]. De fines particules présentent dans la masse en mouvement peuvent également fluidiser les blocs plus importants [Hsü, 1975]. D'autres auteurs ont proposé des mécanismes secs comme la fluidisation acoustique [Melosh, 1979] ou l'auto-lubrification [Campbell, 1995]. Enfin, des études évoquent des comportements rhéolo-

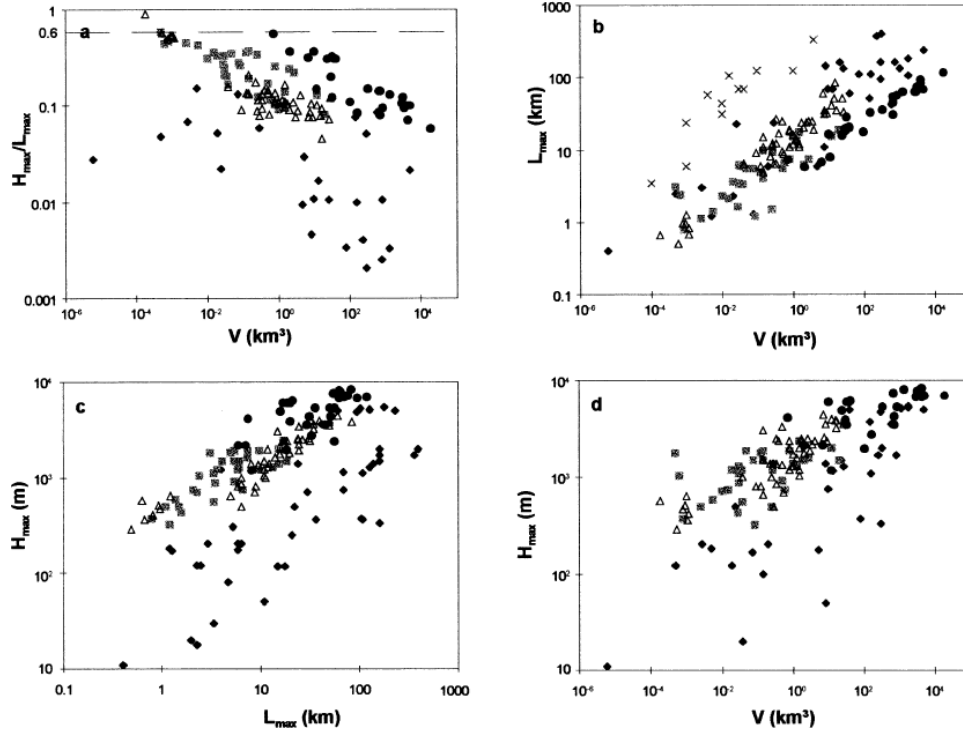


FIG. 1.2: Relations entre hauteur maximale d'effondrement H_{max} , longueur d'arrêt L_{max} et volume V pour les glissements martiens (●), les glissements sous-marins (◆), les écoulements de débris (×), les glissements aériens volcaniques (△) et les glissements aériens non volcaniques (■). (Figure modifiée d'après Legros, [2002]).

giques visqueux [McEwen, 1989 ; Dade and Hupper, 1998]. La diversité des mécanismes proposés met en lumière l'absence de théorie unifiée pour expliquer cette mobilité [Legros, 2002].

1.2 Résultats expérimentaux et numériques

En outre, les observations sur les exemples naturels sont généralement effectuées après l'événement. Il est difficile dans ces conditions d'avoir accès aux informations concernant la dynamique de l'écoulement. Comme nous venons de le voir, peu de paramètres sur le terrain permettent ainsi de valider la théorie. En outre, la complexité des exemples naturels (granulométrie, géométrie, topographie...) rendent les comparaisons délicates d'un exemple à l'autre. Aussi, de nombreux travaux expérimentaux permettant de contrôler les propriétés du matériau et la géométrie du lit ont été menés dans le but d'isoler le comportement de l'écoulement dans des conditions définies [Gray et al, 1999 ; Grev and Hutter, 1993 ; Hutter et al, 1995 ; Pouliquen, 1999]. Ces expériences se sont montrées per-

tinentes pour valider certaines théories [Savage and hutter, 1989]. Cependant, passer de l'échelle du laboratoire à l'échelle du terrain pose souvent problème.

Récemment, des études expérimentales et numériques ont montré que le rapport d'aspect initial a (où $a = H_i/L_i$ avec H_i la hauteur initiale et L_i la longueur initiale) d'une masse granulaire s'effondrant sur un plan horizontal contrôlait la distance d'arrêt (ou distance de *runout*) des dépôts [Lube et al., 2004 ; Lajeunesse et al., 2004 ; Mangeney-Castelnau et al., 2005]. Les simulations numériques ont permis de montrer, en outre, que les équations ne dépendaient ni du volume, ni de la gravité, mais seulement de ce rapport d'aspect initial. Ces lois d'échelles empiriques permettent ainsi d'extrapoler les observations en laboratoire à l'échelle du terrain. Cependant, les expériences ne permettent pas d'avoir accès aux forces mises en jeu, ni de véritablement tester les conditions initiales comme la géométrie, le volume ou encore la topographie.

C'est pourquoi de nombreux modèles numériques ont été développés, même si la description du comportement de toutes les particules (polydisperses et hétérogènes) sur une topographie réaliste et avec la prise en compte des interactions éventuelles entre fraction solide et fraction fluide (liée à la présence de l'eau par exemple) est inaccessible aujourd'hui. Certains de ces processus sont mal compris. De plus, les temps de calcul alors demandés sont inenvisageables malgré les progrès en calcul haute performance réalisés ces dernières années. C'est pourquoi les modélisateurs s'attachent à développer des modèles peu coûteux en temps de calcul mais néanmoins capables de reproduire le comportement moyen d'un écoulement granulaire afin d'étudier des cas naturels.

Il est donc nécessaire d'utiliser des approximations sur la dynamique, la géométrie ou les lois de comportement mécanique. La description du comportement d'un milieu granulaire à l'échelle microscopique (échelle du grain) est aujourd'hui correctement décrite. En revanche, le comportement à l'échelle de l'écoulement reste à ce jour mal comprise. C'est la capacité des milieux granulaires de se comporter comme un solide restant au repos avec une surface libre ou comme un liquide qui s'écoule le long d'une pente qui rend la description physique difficile à cette échelle.

Les modèles par éléments discrets décrivent le comportement de chaque particule (ou grain) en prenant en compte les interactions grain/grain. Les limites de temps de calcul imposent néanmoins à ces modèles une taille de grain uniforme (ou quasi-uniforme) ce qui constitue une hypothèse forte au regard des granulométries observées sur le terrain.

Dans ces conditions, si l'on cherche à modéliser des exemples naturels, il convient d'utiliser l'approche dite "continue". Cette approche, aussi appelée couche mince, se base sur l'hypothèse que l'épaisseur caractéristique de l'écoulement est significativement plus faible que la longueur de celui-ci [Savage and Hutter, 1989]. Cette hypothèse s'appuie sur l'observation d'un certain nombre d'exemples naturels comme les avalanches de débris ou de neige. Les équations sont intégrées dans l'épaisseur h de l'écoulement ce qui permet de calculer une valeur moyenne de la vitesse u et donc de s'abstraire de la connaissance exacte du champ de vitesse dans l'écoulement et ainsi de minimiser le temps de calcul.

Malgré ces simplifications, ce type de modèle s'est montré capable de reproduire des observations effectuées en laboratoire et des exemples naturels [Savage and Hutter, 1989 ; Hungr , 1995 ; 2004 ; Heinrich et al., 1999 ; Kelfoun and Druitt, 2005 ; Mangeney-Castelnau et al., 2005 ; Pirulli et al., 2004 ; Lucas and Mangeney, 2007] (Figures 1.3 et 1.4).

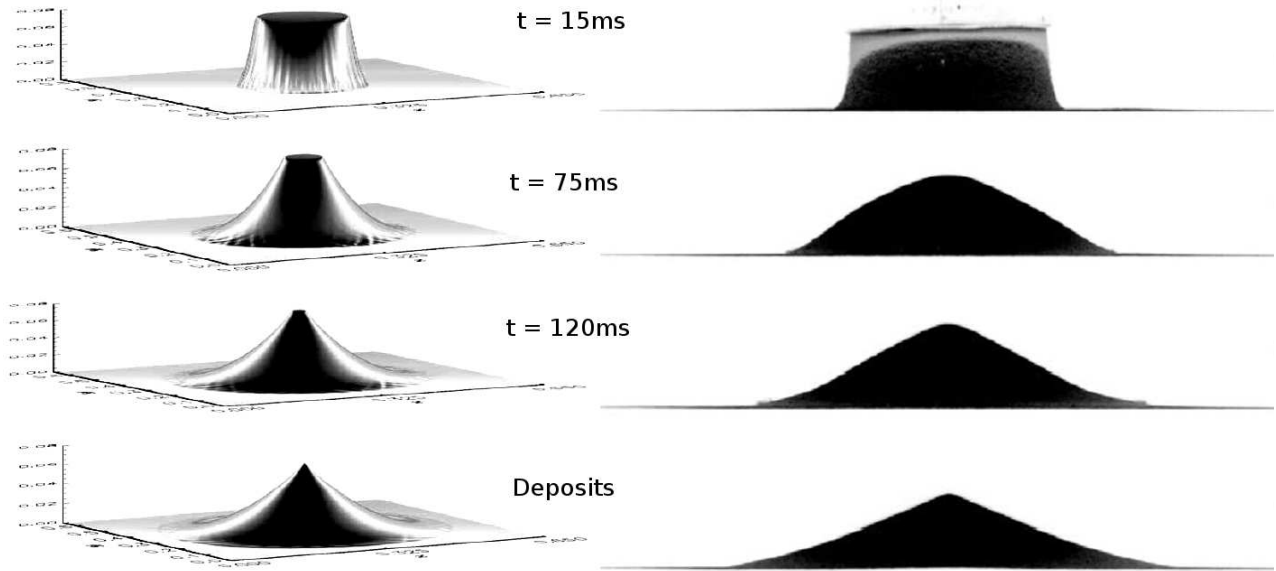


FIG. 1.3: Comparaison entre simulation numérique (à gauche) et expérience en laboratoire (à droite) d'un étalement de colonne cylindrique avec un rapport d'aspect $a = 0.8$. (Figure modifiée d'après Mangeney-Castelnau, et al., [2005]).

Sur la base des travaux de Bouchut, [2003] et Bouchut and Westdickenberg, [2004], un modèle d'onde longue a été récemment développé et appliqué à des écoulements granulaires sur une topographie horizontale par Mangeney-Castelnau et al., [2005]. Contrairement aux études précédentes, le tenseur des courbures de la topographie est dans ce nouveau modèle (nommé *SHALTOP*) pris en compte avec toutes ses composantes. Ceci permet de décrire les équations d'écoulement sur une

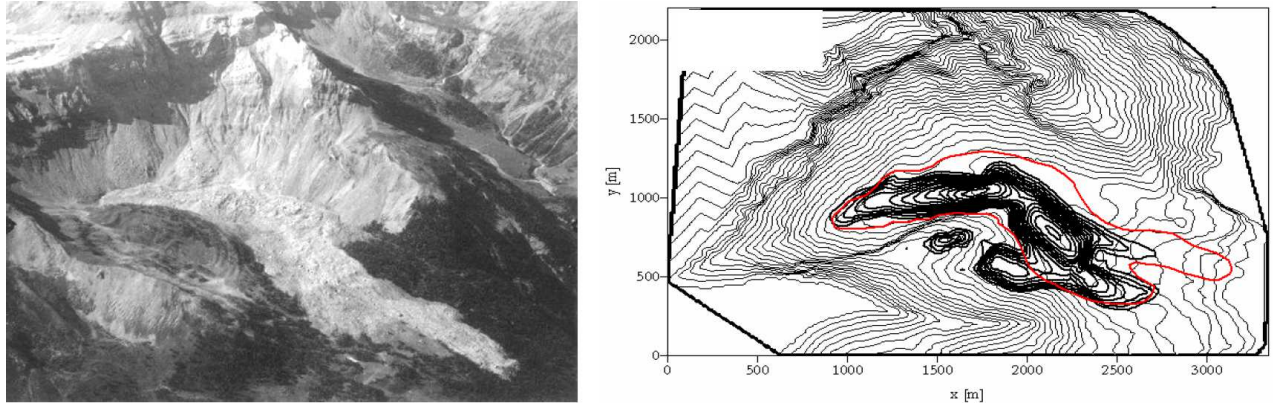


FIG. 1.4: (à gauche) Glissement de terrain de Six des Eaux Froides, Suisse. (à droite) Modélisation numérique du Glissement de Six des Eaux Froides. Les dépôts observés sur le terrain sont cartographiés par la limite rouge. (Photographie d'après CREALP, Sion Suisse. Figure d'après Pirulli, *et al.*, [2004]).

topographie complexe de manière cohérente avec l'approximation de couche mince [Mangeney-Castelnau *et al.*, 2005 ; Mangeney *et al.*, 2007].

Un paramètre habituellement utilisé dans les études géologiques liées aux avalanches de roche est la friction effective μ_e [Lucchitta, 1987 ; Dade and Huppert, 1998 ; Legros, 2002 ; Quantin *et al.*, 2004a ; Mangeney-Castelnau *et al.*, 2005]. Celle-ci représente le rapport entre la hauteur initiale de chute et la distance maximale parcourue par l'avalanche (ou *runout*) (Figure 1.5). Ainsi μ_e devient dans le problème adimensionné :

$$\mu_e = \frac{H_i}{L_f} = \frac{a}{\tilde{L}_f}. \quad (1.2.1)$$

L'équation 1.2.1 montre que la friction effective μ_e varie linéairement en fonction du rapport d'aspect a . La figure 1.6 illustre que cette loi se vérifie également lors des expériences et des simulations numériques. [Mangeney *et al.*, 2000].

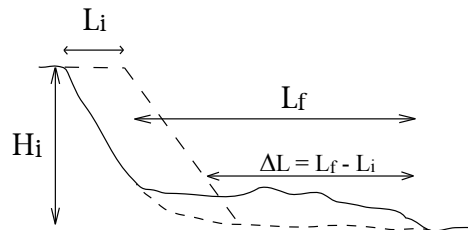


FIG. 1.5: Paramètres morphométriques 2D d'un glissement de terrain. La friction effective $\mu_e = H_i/L_f$ où H_i est la hauteur initiale de la masse qui se déstabilise et L_f la longueur finale du dépôt (*runout*).

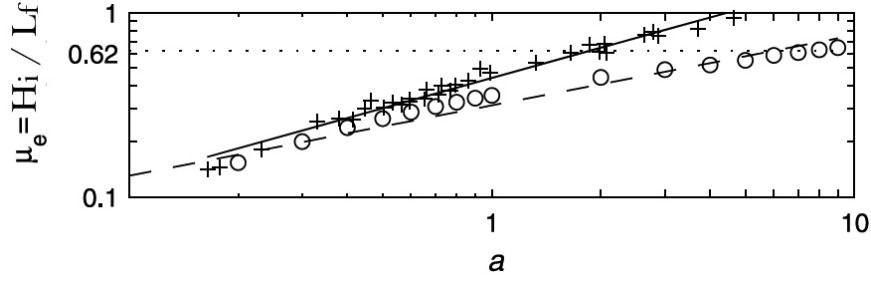


FIG. 1.6: La friction effective μ_e est corrélée au rapport d'aspect initial a dans les simulations numériques ($\circ$) et les expériences ($\times$). D'après *Mangeney-Castelnau et al.*, [2005].

Par ailleurs, *Dade and Huppert*, [1998] ont montré une forte corrélation entre l'aire du dépôt et l'énergie potentielle de l'avalanche en se basant sur des études de terrain sur Terre mais également sur des données obtenues par télédétection sur la Lune et sur Mars. Il apparaît que les glissements de terrains suivent tous la même tendance quelle que soit la gravité (Figure 1.7). Les simulations numériques se sont montrées capables de reproduire correctement ces observations (Figure 1.7).

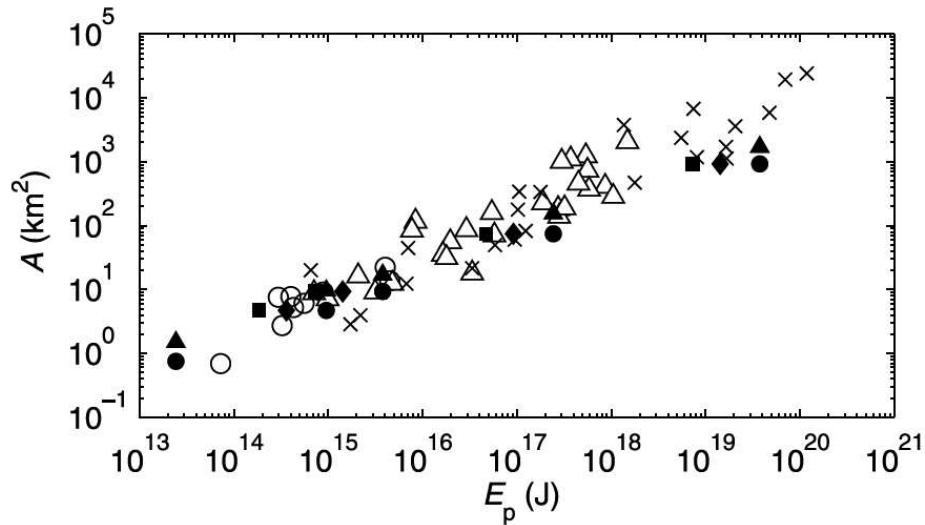


FIG. 1.7: Aire des dépôts de glissements de terrain en fonction de l'énergie potentielle sur Terre (Δ et $\circ$) et extra-terrestres ($\times$). Les résultats des simulations numériques avec une gravité terrestre ($\bullet$ et $\blacktriangle$), martienne ($\blacklozenge$) et lunaire ($\blacksquare$). Données géologiques d'après *Dade and Huppert*, [1998]. Simulations numériques d'après *Mangeney-Castelnau et al.*, [2005].

En outre, s'il est délicat de conclure sur la paramétrisation des modèles pour simuler tel ou tel évènement, la reproduction de structures morphologiques et de lois d'échelle en faisant varier les caractéristiques de l'écoulement, comme la géométrie initiale de la masse déstabilisée ou encore la topographie sous-jacente, donne de fortes contraintes. Étudier ainsi des exemples naturels dans

des contextes similaires (géologie, dimensions, climat...) apporte une vision systématique des paramètres nécessaires à la modélisation.

Sur Terre, il est délicat de trouver plusieurs exemples dans un même contexte géologique. De plus, il est rare que les dépôts soient convenablement conservés pour une comparaison fine entre observations et dépôts simulés. Les exemples martiens présentent donc plusieurs avantages à ce sujet. Une cinquantaine d'exemples ont été répertoriés dans la région de Valles Marineris [Lucchitta, 1978 ; 1979]. Ces exemples présentent des volumes semblables [McEwen, 1989 ; Quantin et al., 2004a]. En outre, les lois d'échelle qui relient la géométrie initiale avec la morphologie des dépôts sont également observées pour les exemples martiens [Lajeunesse et al., 2006 ; Lucas and Mangeney, 2007].

1.3 Les exemples martiens

Grâce aux missions spatiales des quarante dernières années, un nombre considérable de données ont été acquises sur les glissements martiens. Des nombreux travaux mettent en évidence une très grande mobilité de ces écoulements gravitaires sur Mars [Lucchitta, 1978 ; Lucchitta, 1979 ; Lucchitta, 1987 ; Mc Ewen, 1989 ; Cruden and Varnes, 1996 ; Legros, 2002 ; Quantin et al., 2004a].

Que ce soit les précipitations, les recharges de nappes, les mouvements de masse d'eau dans le régolite ainsi que l'évapotranspiration, l'ensemble des processus hydrologiques exerce un contrôle important sur les mécanismes de déclenchement et de propagation des instabilités gravitaires sur Terre [Iverson and Major, 1987 ; Hungr and Evans, 2004].

Depuis les missions Viking (1976), les glissements de terrain martiens font l'objet de multiples controverses concernant l'évidence de la présence d'eau pour expliquer les mécanismes de mise en place de ces écoulements. Lucchitta [1979] et Shaller, [1989 ; 1991] ont proposé à partir d'analyses morphologiques qu'une forte contribution d'eau liquide était nécessaire pour rendre compte des observations. Au contraire, Mc Ewen [1989], Quantin et al. [2004b], Lajeunesse et al. [2006] et Soukhovitskaya and Manga [2006] ont suggéré que l'influence d'un quelconque fluide était négligeable. Par ailleurs, Harrisson and Grimm [2003] ont proposé, à partir de diverses simulations numériques, un modèle de fluidisation (incluant une pression de pore non nulle) causée par un liquide (l'eau ?) ou

la sublimation d'un gaz (le CO_2 ?) pour rendre compte de la dynamique des glissements de terrain dans Valles Marineris.

Récemment, *Quantin et al.*, [2004b] ont estimé les âges de mise en place des grands glissements de terrain martiens observés dans la région de Valles Marineris entre 100 millions et 2 milliards d'années, à partir de la méthode de datation par comptage de densité de cratères d'impact (méthode DCI) [Hartmann, 1970 ; 1973]. Cependant les incertitudes liées à la méthode utilisée sont importantes. En outre *Wieczorek and Le Feuvre*, 2009, ont montré qu'un impact géant aurait réorienté la Lune. Si leurs résultats se confirmaient, des différences de 30% seraient obtenues sur les âges estimés par la méthode DCI (M. Wieczorek, communication personnelle). C'est donc avec prudence qu'il faut considérer les âges estimés par la méthode DCI. Néanmoins, la mise en place des glissements de terrain post-date, nécessairement, l'ouverture de Valles Marineris. Celle-ci est estimée (toujours avec la méthode DCI) entre 3.0 et 3.5 Ga [Hartmann and Neukum, 2001]. Depuis les missions Viking (1976), aucun nouveau glissement de terrain n'a été, à ce jour, observé dans la région de Valles Marineris. Il est probable que les conditions de déclenchement et de mise en place de ces processus ne soient plus réunies actuellement sur Mars.

Les versants de Valles Marineris (VM) sur Mars présentent une morphologie impliquant une histoire géologique complexe (Figure 1.8). Grâce aux images Viking¹, THEMIS² ou plus récemment HRSC³, des morphologies liées à des processus tectoniques (facettes triangulaires, failles, grabens...) et à des processus érosifs (ravinelements, vallées, sappingement, glissements de terrain...) ont été identifiées (Figure 1.9) [Lucchitta, 1979 ; Peulvast et al., 2001]. De plus, les différents spectro-imageurs⁴ mis en orbite autour de Mars ont montré qu'au premier ordre la lithologie à l'échelle de Valles Marineris était homogène et proche de celle d'un basalte [Bibring et al., 2001 ; Bibring et al., 2004]. Ainsi, les dimensions extraordinaires de ces structures, l'absence de végétation et une lithologie homogène font de Valles Marineris un laboratoire naturel unique pour valider les modèles expérimentaux et numériques de glissements de terrain.

D'autres exemples d'effondrements granulaires sont observés sur Mars comme des ravines (Figure 1.10) ou encore des écoulements fins nommés « slope streaks » (Figure 1.11). Certaines ravines

¹Mission de la Nasa (1976) comprenant deux landers et deux sondes orbitales – Res. 100 - 40 m/pixel

²Thermal Emission Imaging System - Embarqué sur la sonde Mars Odyssey – Res. 100 - 18 m/pixel

³High Resolution Stereoscopic Camera - Embarqué sur Mars Express – Res_{max}. 10 m/pixel

⁴ISM : Spectro-imageur français, embarqué sur Phobos, 1989 et OMEGA : Spectro-imageur ISM de seconde génération – Embarqué sur Mars Express en orbite depuis 2003.

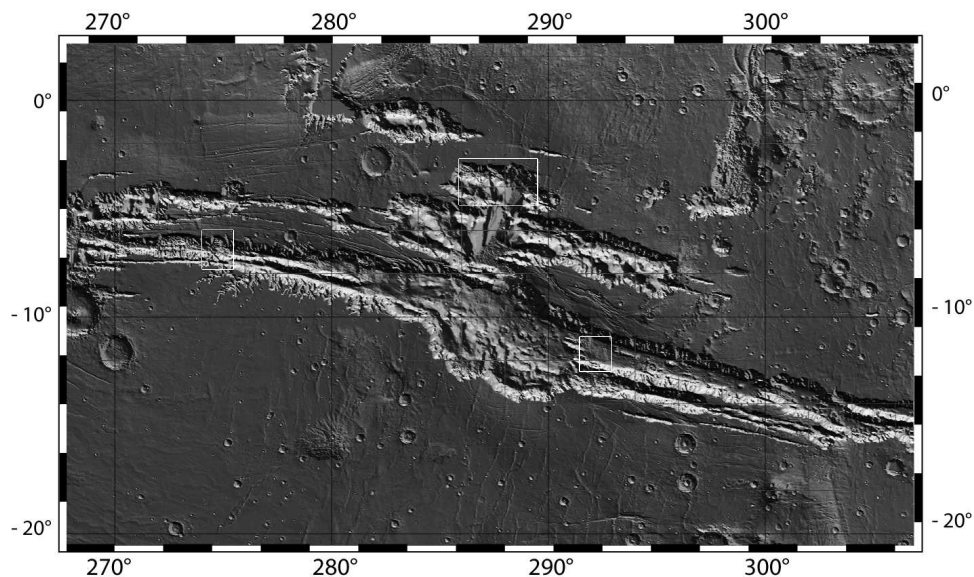


FIG. 1.8: Carte altimétrique ombrée de la région de Valles Marineris d'après les données MOLA. Complexe morpho-tectonique de 4000 km de long, 500 km de large et de 8 km de profondeur situé à l'équateur martien. Les cadres blancs indiquent les trois glissements sur lesquels s'est portée l'étude, respectivement d'Ouest en Est, Ius Chasma, Ophir Chasma (voir Figure 1.9) et Coprates Chasma.

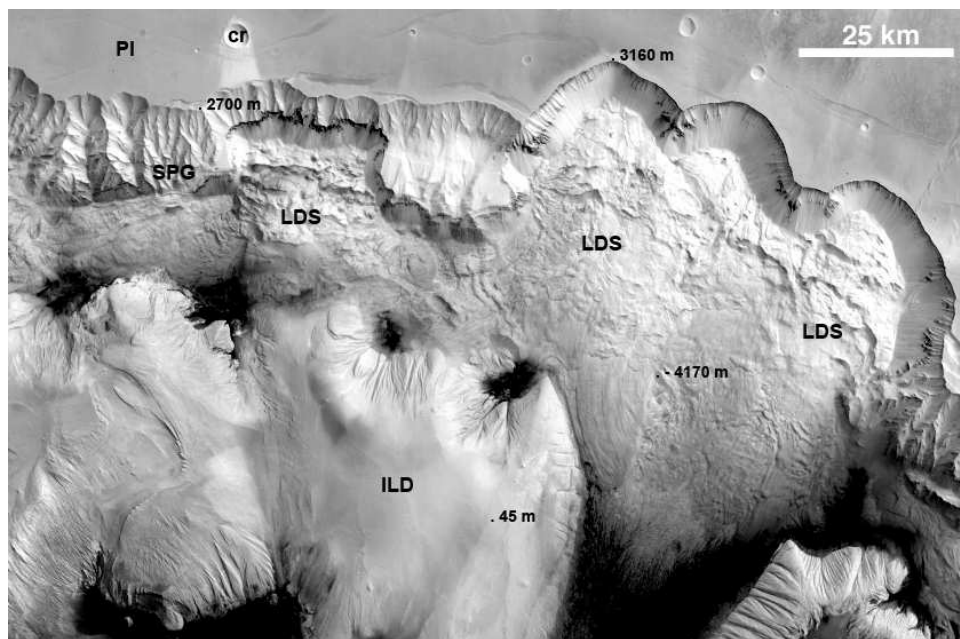


FIG. 1.9: Image HRSC, Nord de Valles Marineris, région d'Ophir Chasma, centre de l'image : $-3,71^{\circ}\text{N}$, 288°E . (SPG) ravinement des versants – (LDS) glissements de terrain – (ILD) dépôts stratifiés – (PL) le plateau cratérisé – (CR) cratère d'impact. Quelques cotes altimétriques sont notées sur l'image.

observées à haute latitude sont actives aujourd'hui [Malin *et al.*, 2006 ; Schorghofer *et al.*, 2007]. Récemment, la sonde Mars Reconnaissance Orbiter a fortuitement observé une avalanche au pôle Nord (photographie de couverture du manuscrit). Par ailleurs, de nouveaux slope streaks ont été observées

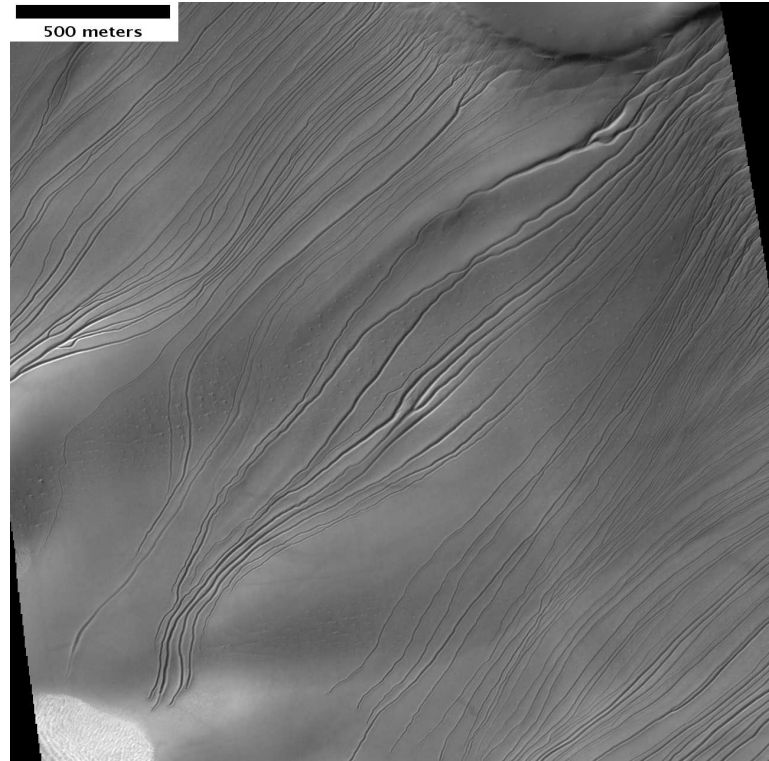


FIG. 1.10: Ravines formées sur les versants d'une dune dans le Cratère Russell ($-54.2^{\circ}N$, $12.93^{\circ}E$). Ces ravines présentent des levées ainsi que des oscillations dont l'origine est discutée. (Image *HiRISE*).

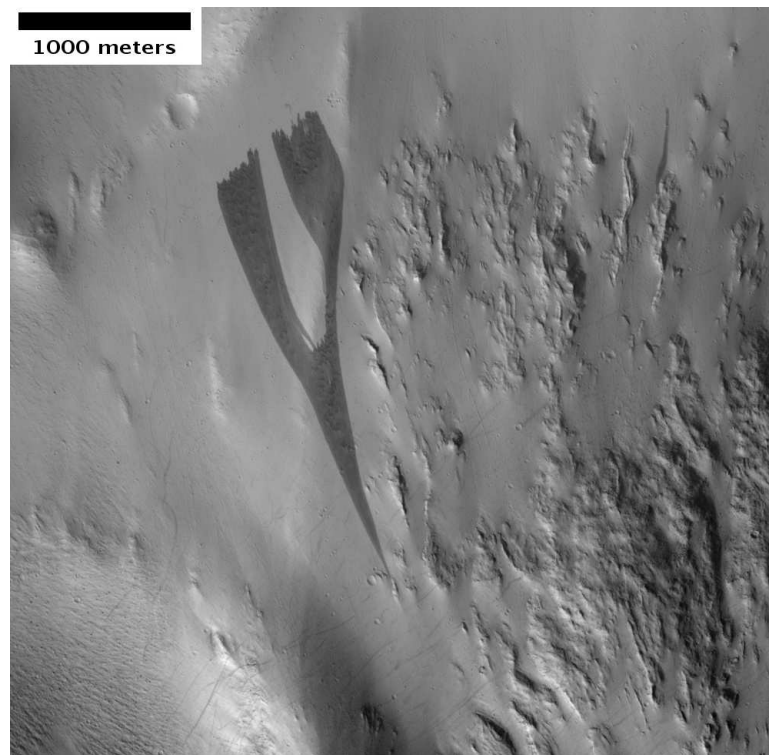


FIG. 1.11: Écoulements fins (appelés « slope streaks ») observés ici sur le versant Nord d'Olympus Mons ($23.3^{\circ}N$, $223.7^{\circ}E$), le plus grand volcan connu à ce jour. (Image *HiRISE*).

entre deux clichés différents datant de 1999 et 2001 [Aharonson *et al.*, 2003]. Ces événements font l'objet de débats quant à la présence ou non d'une phase fluide [Hoffman, 2000 ; Musselwhite *et al.*, 2001 ; Mellon and Phillips, 2001 ; Costard *et al.*, 2002 ; Schorghofer *et al.*, 2002 ; Aharonson *et al.*, 2003 ; Mangold *et al.*, 2003 ; Christensen *et al.*, 2003 ; Treiman, 2003 ; Ishii and Sasaki, 2004 ; Heldmann and Mellon, 2004 ; Gerstell *et al.*, 2004 ; Shinbrot *et al.*, 2004 ; Heldmann *et al.*, 2005 ; Balme *et al.*, 2006 ; Levy *et al.*, 2009 ; Mangold *et al.*, 2010].

Certains écoulements présentent des sinuosités sur des topographies complexes, interprétées comme le résultat d'écoulement aqueux bien que les conditions d'eau liquide à la surface de Mars ne soient pas présentes actuellement [Heldman and Mellon, 2004]. Néanmoins, des travaux ont montré que la glace d'eau était stable en profondeur à haute latitude [Feldman *et al.*, 2004]. D'autres études ont proposé que les fortes variations d'obliquité de la planète pouvaient entraîner des changements importants dans la distribution géographique de cette glace d'eau au cours du temps [Mellon and Jakosky, 1995]. Enfin, d'autres types d'écoulements granulaires sont observés sur des topographies à faible pente ($< 10^\circ$) et présentent ainsi une grande mobilité. Comme pour les grands glissements, la prise en compte de la topographie sous-jacente permet-elle d'expliquer les morphologies observées ?

1.4 Objectifs

Les observations de terrain montrent une grande mobilité des écoulements naturels sur Terre comme sur Mars. Malgré le nombre d'études qui se réfèrent à cette mobilité, il semble qu'il y ait des problèmes liés à la définition des paramètres pris en compte. Y a-t-il des effets géométriques ou topographiques derrière ce paramètre de mobilité ? Comment peut-on alors les quantifier ? En outre, peut-on valider le pouvoir prédictif des modèles et retrouver des informations sur les conditions initiales à partir du dépôt ? Enfin, quelle gamme de valeur obtient-t-on pour le paramètre de friction ? Peut-on conclure à l'implication d'une phase liquide ?

La modélisation numérique s'avère indispensable pour, d'une part, extrapoler les résultats expérimentaux (lois d'échelle) à l'échelle du terrain et, d'autre part, tester différentes conditions initiales (géométrie de la masse, volume, morphologie de la surface de rupture...) ainsi que les effets topographiques.

Le travail mené ici se propose donc d'étudier à l'aide du modèle numérique *SHALTOP* les interactions complexes entre topographie et écoulement granulaire et d'appliquer les analyses aux cas martiens et terrestres. En effet, ces exemples offrent un cadre unique d'étude à la fois grâce à la bonne conservation des dépôts et à la disponibilité de nombreuses données haute résolution.

Dans un premier temps, il convient de circonscrire le domaine de validité du modèle numérique en le confrontant à des expériences en laboratoire et à des cas naturels avec peu d'incertitude sur le volume de la masse et sur la topographie du glissement.

La dynamique reproduite par la modélisation sera ensuite confrontée à une analyse des ondes sismiques générées par l'avalanche. Une confrontation avec des données de terrain sera alors menée en partie 3.

Les études précédentes se basent généralement sur des topographies planes ou inclinées. Nous nous proposons ici d'utiliser directement de vraies topographies. Cependant, la modélisation numérique d'avalanche de roche demande de connaître la topographie sous-jacente. Ceci implique, pour les cas martiens en particulier, de reconstruire cette topographie. Le développement d'un tel procédé demande en amont de maîtriser le traitement des données (imagerie et topographie) acquises par les missions spatiales. Après avoir décrit la nature et le traitement de ces données, une méthode d'extraction de topographie à haute résolution à partir de paires d'images par stéréoscopie sera présentée. Puis, la méthode de reconstruction topographique pour les glissements de terrain martiens sera détaillée.

À l'aide des outils préalablement décrits, une analyse des effets topographiques sur la morphologie des dépôts d'écoulement granulaire sera menée afin d'en étudier les implications concernant les sinuosités observées sur les ravines martiennes.

Depuis une analyse dimensionnelle, nous verrons qu'il est possible de détacher les effets topographiques des effets géométriques dans la paramétrisation de la mobilité. Ce paramètre servira par la suite pour la calibration des modèles.

Enfin, des expériences numériques menées sur la géométrie de l'escarpement des glissements de terrain seront détaillées. L'application directe sur des modèles numériques de terrain reconstruits à partir des méthodes décrites en partie 4 permettra de valider les tests théoriques. Nous en verrons les effets et les implications géologiques pour les glissements de terrain martiens.

Chapitre 2

Modélisation numérique d’avalanches granulaires

2.1 Description du modèle

La modélisation physique des écoulements gravitaires est motivée par le risque que ces événements induisent pour les populations dans les régions volcaniques et montagneuses en particulier. En outre, le contexte scientifique qu’offre ce type de processus concerne un large spectre disciplinaire, aussi bien en mécanique, en géophysique qu’en géomorphologie.

La compréhension physique de ces événements demande d’étudier les processus de déclenchement d’une part et la phase de propagation d’autre part. C’est cette seconde phase qui nous intéresse ici. Actuellement, la description physique de la propagation se heurte à l’absence de loi de comportement correctement établie.

L’approche empruntée est de tester, à l’aide d’un modèle numérique, les lois de comportement et d’en évaluer les effets sur la dynamique et sur la morphologie des dépôts. La mise au point de modèles physiques implique nécessairement des hypothèses, à la fois sur le comportement et sur le matériau lui-même, en particulier pour des effondrements naturels dont la nature (composition, granulométrie, structure...) n’est pas connue. Et même si la nature du matériau est connue, la description physique n’en est pas simple. En outre, la prise en compte de tous les processus connus pose des problèmes de temps de calcul.

Deux approches basées sur des concepts physiques coexistent à l'heure actuelle : l'approche dite "granulaire" ou discrète et l'approche "hydrodynamique". Si la philosophie de ces deux approches est radicalement différente, elles s'attachent néanmoins toutes deux à décrire le comportement d'une masse en mouvement sous l'influence de la gravité. C'est l'aptitude des matériaux granulaires à se comporter parfois comme un solide, parfois comme un liquide et d'en décrire alors la transition qui justifie le nombre d'approches théoriques existantes aujourd'hui.

Le modèle *SHALTOP* utilisé dans cette étude est le fruit d'une collaboration étroite entre l'Institut de Physique du Globe de Paris et le Département de Mathématiques Appliquées de l'École Normale Supérieure de Paris. Il décrit l'effondrement d'une masse granulaire s'écoulant sur une topographie complexe quelconque [Bouchut et al., 2003 ; Bouchut and Westdickenberg, 2004 ; Mangeney-Castelnau et al., 2005, Mangeney et al., 2007a]. Le modèle est basé sur l'approximation d'onde longue se basant sur l'hypothèse que l'épaisseur de l'écoulement est significativement plus petite que la longueur de celui-ci. Il prend en compte une friction de type Coulomb suivant les travaux de Savage and Hutter [1989] et décrit l'évolution temporelle de l'épaisseur $h(x, y)$ et de la vitesse intégrée de l'écoulement $u(x, y)$ le long d'une topographie quelconque.

À l'inverse de l'approche classique (Hutter et collaborateurs), les équations dans le modèle *SHALTOP* sont exprimées dans le repère cartésien (x, y, z) , alors que l'approximation d'onde longue est effectuée dans le repère lié à la topographie (X, Y, Z) (Figure 2.1). Ainsi, l'accélération normale à la topographie est négligée par rapport au gradient de pression normale à la topographie. L'analyse asymptotique rigoureuse¹ permet ainsi la prise en compte de la matrice de courbure de la topographie $\mathcal{H}$ définie par

$$\mathcal{H} = \left(\frac{1}{\sqrt{1 + \|\nabla_{\mathbf{x}} b\|^2}} \right)^3 \cdot \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 b}{\partial x^2} & \frac{\partial^2 b}{\partial x \partial y} \\ \frac{\partial^2 b}{\partial x \partial y} & \frac{\partial^2 b}{\partial y^2} \end{pmatrix}, \quad (2.1.1)$$

où la fonction scalaire $b(x, y)$ décrit la topographie 3D, $\nabla_{\mathbf{x}}$ est le vecteur gradient dans le plan horizontal x, y et le vecteur 2D $\mathbf{x} = (x, y) \in \mathbb{R}^2$ décrit les coordonnées dans le repère horizontal. Le

¹Somme finie de fonctions de référence donnant une approximation d'une fonction donnée plus complexe afin d'en décrire le comportement au voisinage considéré.

vecteur unitaire 3D normal à la topographie est défini par

$$\vec{n} \equiv (-\mathbf{s}, c) \in \mathbb{R}^2 \times \mathbb{R}, \quad \text{avec} \quad \mathbf{s} = \frac{\nabla_{\mathbf{x}} b}{\sqrt{1 + \|\nabla_{\mathbf{x}} b\|^2}}, \quad \text{et} \quad c = \frac{1}{\sqrt{1 + \|\nabla_{\mathbf{x}} b\|^2}}, \quad (2.1.2)$$

où $c = \cos \theta$, avec θ définissant l'angle entre la normale à la topographie $\vec{n}$ et la verticale. Les vecteurs 3D sont notés avec une flèche $\vec{\cdot}$ et les vecteurs 2D sont notés en **gras**. Ainsi, l'écoulement est décrit par

$$h(t, x) \geq 0, \quad \mathbf{u}'(t, x) \in \mathbb{R}^2, \quad (2.1.3)$$

où h est l'épaisseur dans la direction normale à la topographie, et $\mathbf{u}' = (u, u_t)$ (avec l'indice t pour transverse) est une paramétrisation de la vitesse. La vitesse réelle 3D dans le repère cartésien peut être déduite de cette paramétrisation de la vitesse et s'écrit

$$\vec{\mathbf{u}} = (c\mathbf{u}', \mathbf{s} \cdot \mathbf{u}'). \quad (2.1.4)$$

Cette vitesse physique est tangente à la topographie $\vec{\mathbf{u}} \cdot \vec{n} = 0$ et peut être exprimée comme vecteur 2D $\mathbf{u} = (u, v)$ dans le repère (X, Y) . À 1D, u' décrit alors la vitesse tangente à la topographie.

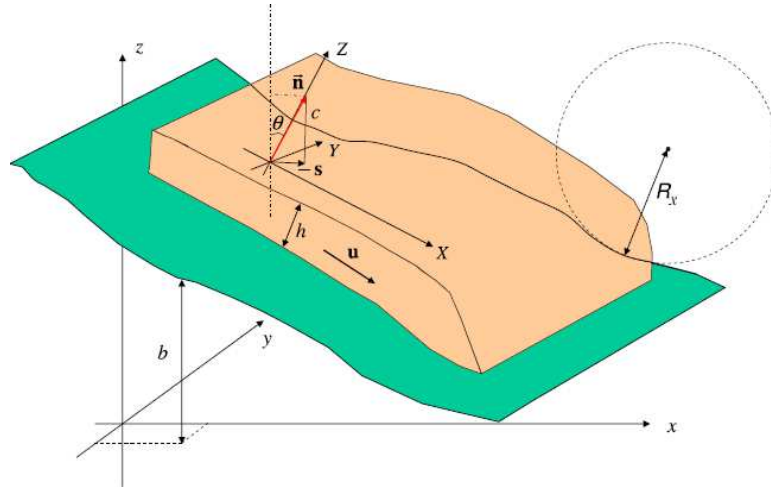


FIG. 2.1: Référentiel et variables utilisées dans le modèle, avec h l'épaisseur, $\mathbf{u}$ la vitesse, R_x le rayon de courbure, (X, Y, Z) le repère lié à la topographie et (x, y, z) le repère cartésien. Figure d'après *Mangeney et al.*, [2007a].

Dans le cas d'un écoulement sur plan incliné dans la direction x , la vitesse réelle est décrite dans le repère (X, Y) et a pour composantes $\mathbf{u} = (u, v) = (u, cu_t)$. Dans le repère horizontal, le modèle

se formule

$$\partial_t (h/c) + \nabla_{\mathbf{x}} \cdot (h\mathbf{u}') = 0, \quad (2.1.5)$$

$$\begin{aligned} \partial_t \mathbf{u}' + c\mathbf{u}' \cdot \nabla_{\mathbf{x}} \mathbf{u}' + \frac{1}{c} (Id - ss^t) \nabla_{\mathbf{x}} (g(hc + b)) = \\ -\frac{1}{c} (\mathbf{u}'^t \mathcal{H} \mathbf{u}') \mathbf{s} + \frac{1}{c} (\mathbf{s}^t \mathcal{H} \mathbf{u}') \mathbf{u}' - \frac{g\mu c \mathbf{u}'}{\sqrt{c^2 \|\mathbf{u}'\|^2 + (\mathbf{s} \cdot \mathbf{u}')^2}} \left(1 + \frac{\mathbf{u}'^t \mathcal{H} \mathbf{u}'}{gc}\right)_+ \end{aligned} \quad (2.1.6)$$

où g est l'accélération de la gravité et μ le coefficient de friction. L'indice $+$ indique la partie positive de l'expression $x_+ = \max(0, x)$. Dans le cas d'un écoulement sur plan incliné dans la direction x , les équations se réduisent à

$$\frac{\partial h}{\partial t} + c \frac{\partial(hu)}{\partial x} + \frac{\partial(hv)}{\partial y} = 0, \quad (2.1.7)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + cu \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + c \frac{\partial(ghc)}{\partial x} = -g \sin \theta + f_x, \quad (2.1.8)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + cu \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial(ghc)}{\partial y} = f_y \quad (2.1.9)$$

où $\mathbf{f} = (f_x, f_y)$ décrit la force de friction parallèle à la topographie. Les coordonnées notées X sont définies par $X = x/c$, $c\partial/\partial x = \partial/\partial X$ et (2.1.7)-(2.1.9) peuvent ainsi être réduites aux équations classiques de *Savage and Hutter*, [1989].

La transition entre l'état statique (pour lequel $\mathbf{u} = 0$) et l'état dynamique (où $\mathbf{u} \neq 0$) est modélisée par l'introduction d'un seuil de Coulomb σ_c . La mise en mouvement est alors possible lorsque la force motrice $\|\mathbf{f}\|$ devient plus élevée que ce seuil σ_c [*Mangeney-Castelnau et al.*, 2003]. Dans le modèle (2.1.8)-(2.1.9), $\mathbf{f}$ est exprimée par

$$\begin{aligned} \|\mathbf{f}\| \geq \sigma_c &\Rightarrow \mathbf{f} = -gc\mu \frac{\mathbf{u}}{\|\mathbf{u}\|}, \\ \|\mathbf{f}\| < \sigma_c &\Rightarrow \mathbf{u} = \mathbf{0}, \end{aligned} \quad (2.1.10)$$

où $\sigma_c = gc\mu$, avec $\mu = \tan \delta$ le coefficient de friction (et δ l'angle de friction). Lorsque le matériau dépasse le seuil σ_c , la loi de Coulomb implique que la force de friction ait une direction opposée au champ de vitesse tangentielle moyenné et l'amplitude de cette force de friction est alors proportionnelle à la contrainte normale et au coefficient de friction μ .

L'avalanche de débris est donc traitée ici comme un matériau monophasique, sec, de type coulombien. Le coefficient de friction μ est alors supposé être

1. constant dans le cas de la loi de Coulomb :

$$\mu = \tan \delta, \quad (2.1.11)$$

où δ est l'angle de friction constant, ou

2. dépendant de l'épaisseur h de l'écoulement et du nombre de Froude $Fr = \|\mathbf{u}\|/\sqrt{gh}$, où $\|\mathbf{u}\|$ est la norme de la vitesse moyennée de l'écoulement, dans le cas de la loi de Pouliquen [Pouliquen et al., 1999] :

- Si $Fr > \beta$

$$\mu(h, Fr) = \tan \delta_1 + (\tan \delta_2 - \tan \delta_1) \frac{1}{\frac{\beta h}{FrL} + 1}. \quad (2.1.12)$$

- Si $Fr = 0$

$$\mu(h, Fr) = \tan \delta_3 + (\tan \delta_4 - \tan \delta_3) \frac{1}{\frac{h}{L} + 1}. \quad (2.1.13)$$

où δ_i , $i = 1, 4$ sont les angles de friction caractéristiques du matériau, L est une longueur caractéristique déduite des expériences en laboratoire et $\beta = 0.136$ un paramètre sans dimension proposé par Pouliquen, [1999] pour les billes de verre. Ainsi, la friction augmente lorsque l'épaisseur h est faible et la vitesse $\mathbf{u}$ est grande.

La loi de Pouliquen a permis de reproduire des expériences d'effondrements granulaires [Mangeney-Castelnau et al., 2005] ainsi que de simuler les morphologies de type levées-chenal observées sur le terrain [Mangeney et al., 2007a; Mangold et al., 2010]. Néanmoins, le nombre important de paramètres impliqués la rend délicate à l'emploi et il n'est pas clair qu'elle apporte une réelle amélioration dans la simulation d'écoulements géophysiques réels par rapport à la loi de Coulomb qui n'implique qu'un seul paramètre [Pirulli et al., 2007; Pirulli and Mangeney, 2008; Kuo et al., 2009, Lucas et al., 2010].

La pertinence de l'approximation d'onde longue avec la loi de friction de type Coulomb a été testée en comparant le modèle *SHALTOP* à des simulations par éléments discrets. Plusieurs simulations d'effondrements de colonne ont été effectuées en changeant le rapport d'aspect initial ($a = H_i/L_i$, où H_i et L_i sont respectivement l'épaisseur et la longueur initiales de la masse) [Mangeney et al., 2006]. Les résultats ont montré que le modèle intégré ne donnait pas de bons résultats

pour des rapports d'aspects $a > 1$. Dans ce cas, l'accélération verticale doit être prise en compte dans le modèle. Néanmoins, pour la majorité des cas naturels, le rapport d'aspect est inférieur à 1, permettant ainsi l'utilisation des modèles de couche mince.

2.2 Évolution du code pour une utilisation en géophysique

Les dimensions des exemples naturels ont demandé la parallélisation du modèle initial sous instructions MPI². La parallélisation du code a été effectuée par Patrick Stoclet, alors ingénieur en calculs parallèles à l'IPGP en 2007. Cette évolution se traduit par un découpage de la grille d'espace en sous-domaines distribués à chaque unité de calcul³. Le travail présenté dans cette thèse correspond aux premières utilisations de cette version. La validation de cette nouvelle version du code (nommée *SHALTOP^{mpi}*) a été effectuée en partie par P. Stoclet et en partie dans le cadre de ce travail par comparaison avec la version séquentielle (SEQ).

Les différences observées entre les deux versions sont illustrées ici à travers des exemples de simulations réalisées depuis un profil topographique 2D issu du MNT⁴ de l'avalanche de Punta Thurwieser du 18 septembre 2004 en Italie (Figure 2.2). La grille utilisée est constituée de 324×50 points de calcul avec des pas d'espace $\Delta x = 10$ m et $\Delta y = 2$ m. Le temps complet de simulation est de 100 secondes.

Dans le modèle *SHALTOP*, le pas en temps est contrôlé par une condition de type CFL⁵ qui est une fonction de la vitesse, du pas de temps et du pas d'espace. Ainsi, pour un pas d'espace donné, plus la vitesse est grande et plus petit sera le pas de temps. Ceci permet d'obtenir une meilleure description de l'écoulement lorsque les gradients sont grands. Ainsi, les temps de sortie dépendent des gradients calculés au cours du temps. Les temps de sortie sont strictement les mêmes entre séquentiel et MPI jusqu'à l'incrément 40 soit $t = 78$ s. L'écart maximal entre séquentiel et MPI est de 0.0115s pour un $\Delta t = 0.036$ s (Figure 2.3). La différence entre les deux versions est inférieure au pas de temps Δt . Ces très faibles différences à la fin de la simulation s'expliquent si l'on regarde

²Message Passing Interface : standard de communication pour des nœuds exécutant des programmes parallèles sur des systèmes à mémoire distribuée comme un cluster.

³L'arrivée de processeurs à plusieurs noyaux amène à considérer un noyau comme unité de calcul et non le processeur. Dans le cas du service de calcul parallèle et de traitement de données en sciences de la Terre (S-CAPAD) de l'IPGP, la grille de calcul utilise des nœuds contenant deux processeurs quad-core soit huit unités de calcul par nœud.

⁴Modèle Numérique de Terrain issu des données SRTM.

⁵Courant-Friedrichs-Levy

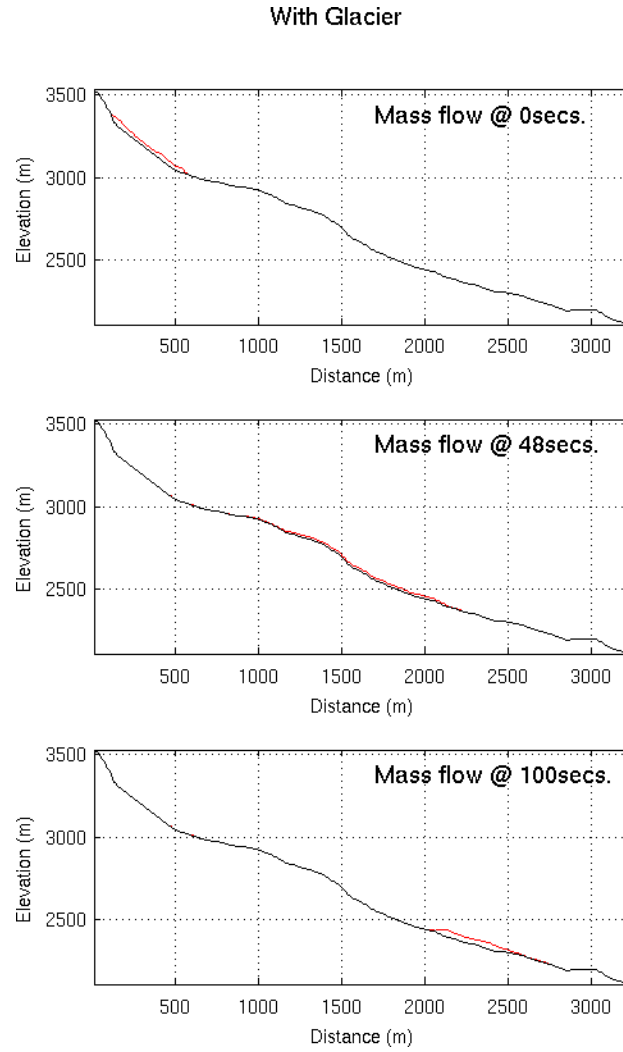


FIG. 2.2: Évolution de la masse (en rouge) le long du profil topographique (en noir) au cours du temps.

l'épaisseur et la vitesse de l'écoulement dans les deux simulations. La comparaison de l'évolution de l'épaisseur $h(x, y, t)$ au cours du temps montre un excellent accord entre les deux versions du code et, ce, pour l'ensemble des sorties en temps disponibles (Figure 2.4). À l'inverse, l'évolution de la composante x de la vitesse u au cours du temps diffère du code SEQ au code MPI à $t = 68$ s (Figure 2.5). Il s'agit de régions pour lesquelles l'épaisseur h est nulle ou très petite devant 1. Le caractère continu du modèle entraîne de fortes vitesses pour un h très petit. Ce sont dans ces régions que les différences entre le code SEQ et le code MPI sont observées. Si la vitesse u est filtrée par rapport à l'épaisseur h pour $h < d$ avec $d = 0.01, 0.5$ m, un excellent accord entre les deux versions du code est alors obtenu (Figures 2.6, 2.7 et 2.8). Les différences observées sont liées à la nature continue du modèle qui nécessite d'imposer une épaisseur minimale qui pourra varier en fonction du cas d'étude.

De plus, les précisions des machines utilisées (station et cluster) peuvent entraîner de très légères différences.

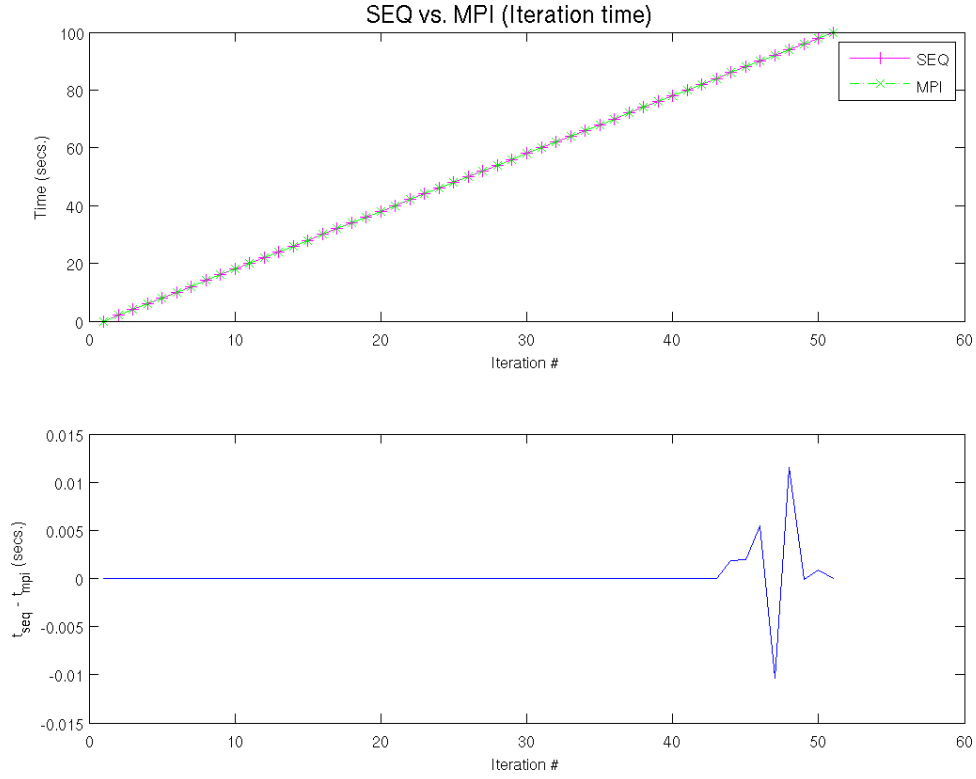


FIG. 2.3: (en haut) Temps physique pour chaque itération de sortie de fichiers pour les deux versions du code. (en bas) Différence entre ces deux temps de sortie ($t_{SEQ} - t_{MPI}$).

Afin de quantifier l'efficacité de cette version MPI, une série de tests a été menée à partir d'un exemple simple : l'étalement de colonne sur un plan horizontal. La géométrie de la masse initiale est cylindrique avec un rapport d'aspect initial de 0.56, afin de respecter l'approximation d'onde longue. Nous avons utilisé une grille de 1000x1000 points et un temps de simulation de 700ms avec les options de compilations suivantes :

```
ifort : -i4 -assume byterecl -O2 -axS
```

Les résultats illustrés par la figure 2.9 montrent la bonne scalabilité du code MPI jusqu'à un nombre d'unités de calcul égal à 48 lorsque le nombre de noyaux utilisés est égal à 4 par nœuds. Cette scalabilité est meilleure si la totalité des unités de calcul par nœud est alors utilisée (ici 8).

En définitive, le modèle MPI donne des résultats très proches de ceux de la version séquentielle. Les différences sont majoritairement observées pour des épaisseur h très petite pour lesquelles la vitesse est grande. Ceci ne pose donc pas problème pour la modélisation d'écoulements naturels.

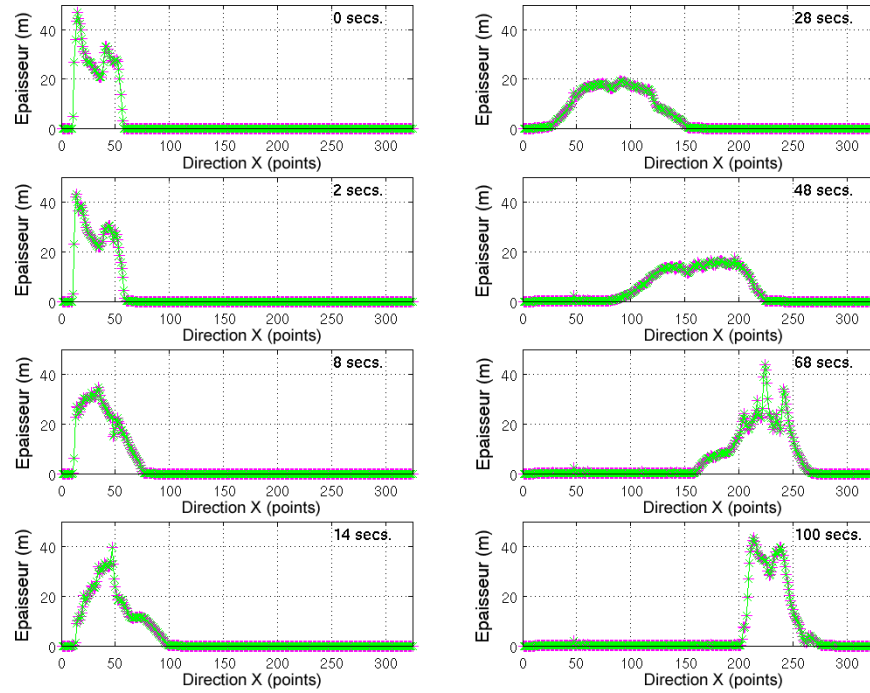


FIG. 2.4: Évolution de l'épaisseur de la masse au cours du temps pour les deux versions du code.

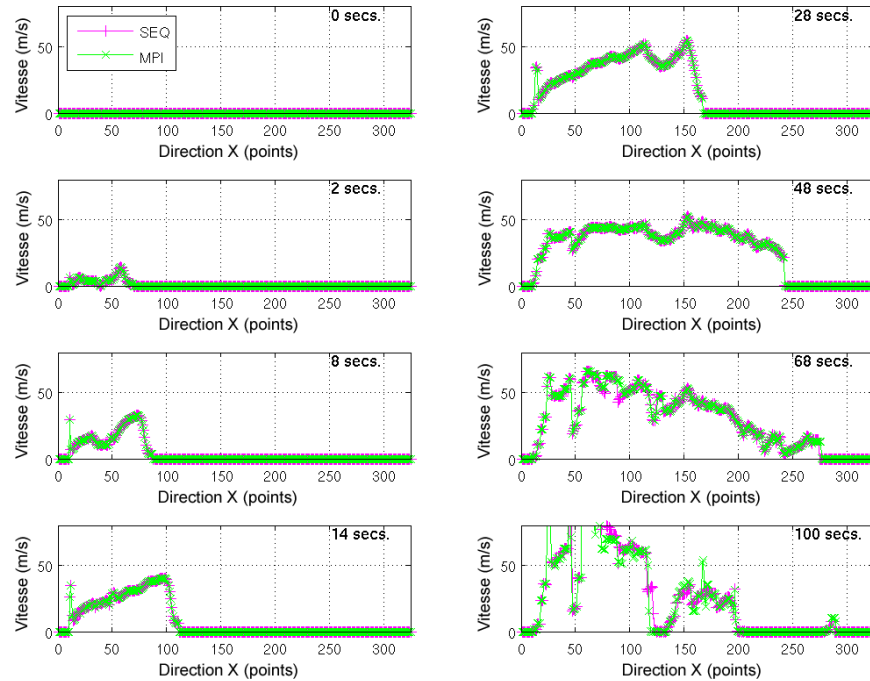


FIG. 2.5: Évolution de la composante x de la vitesse au cours du temps pour les deux versions du code.

En outre, la version MPI montre une bonne scalabilité en particulier si l'ensemble des CPU d'un même nœud est utilisé. Cette version du code sous instructions MPI va permettre l'étude de cas

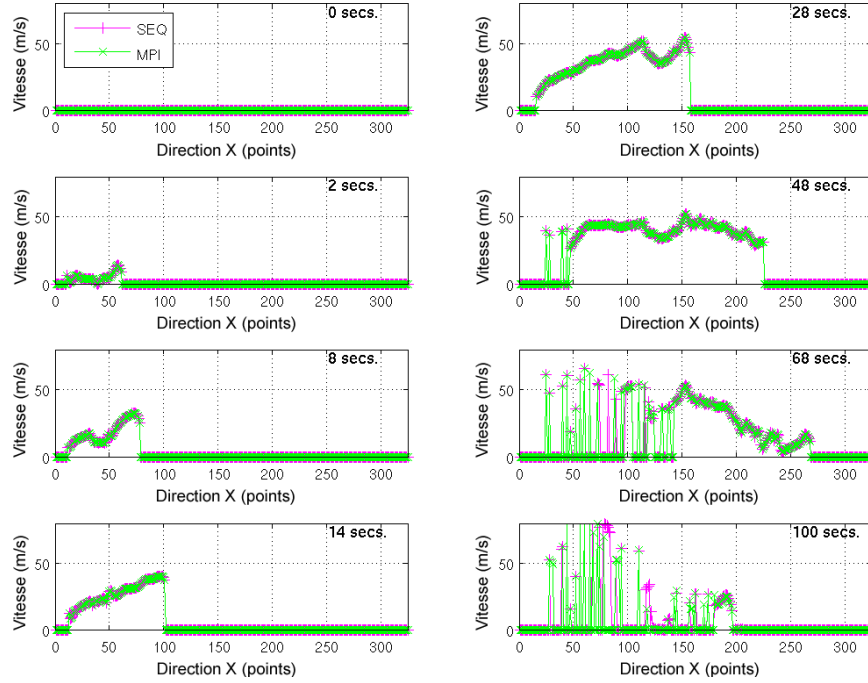


FIG. 2.6: Évolution de la composante x de la vitesse filtrée pour $h > 0.01\text{m}$ au cours du temps pour les deux versions du code.

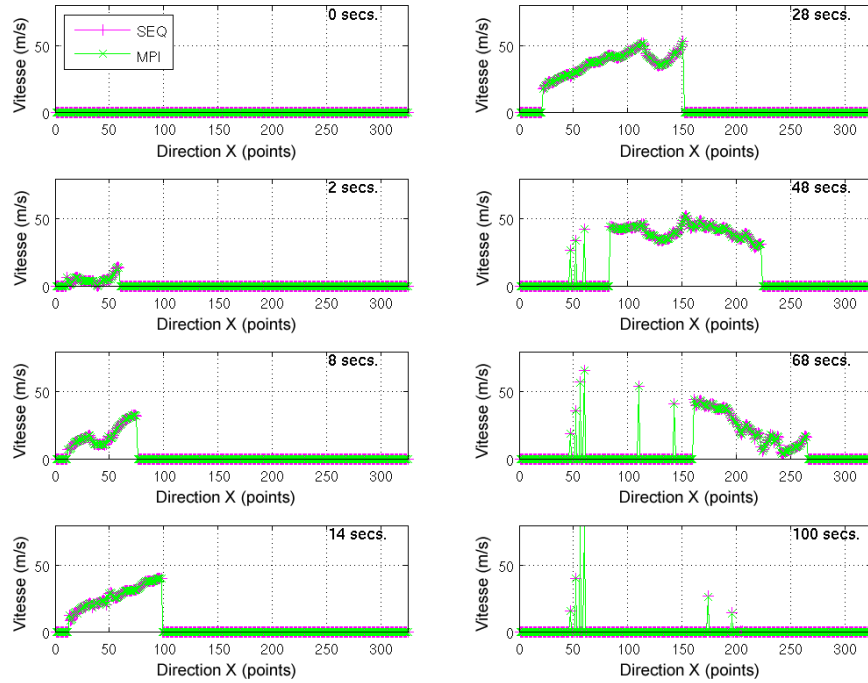


FIG. 2.7: Évolution de la composante x de la vitesse filtrée pour $h > 0.5\text{m}$ au cours du temps pour les deux versions du code.

géophysiques qui demandent de grandes grilles de calcul ($> 10^6$ nœuds) et une quantité de mémoire trop importante pour la version séquentielle (> 4 Go).

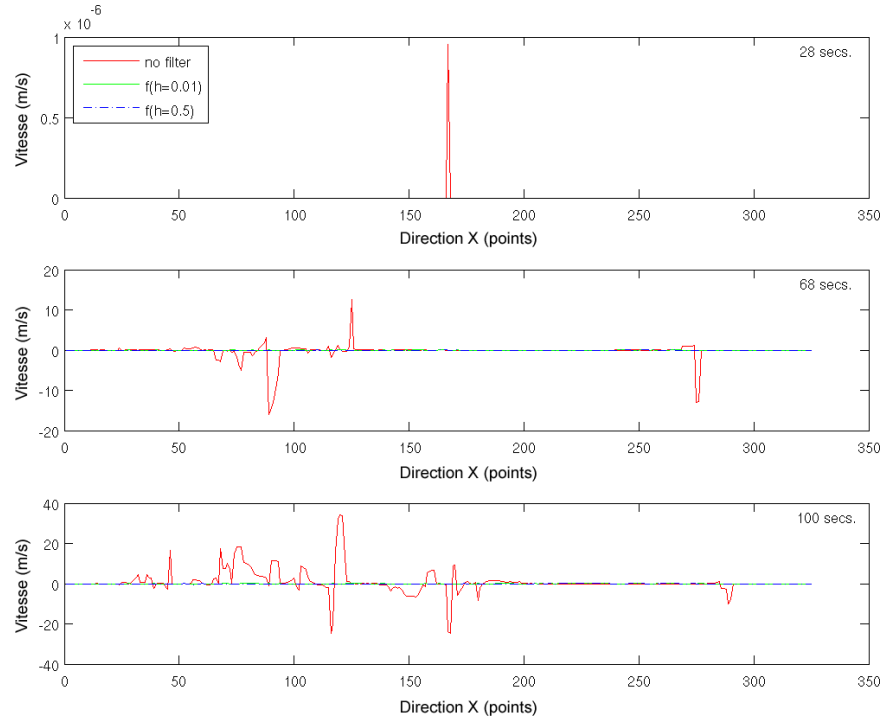


FIG. 2.8: Différence entre les deux modèles des profils de vitesse aux temps $t = 28, 68$ et 100 s pour différents filtres sur h .

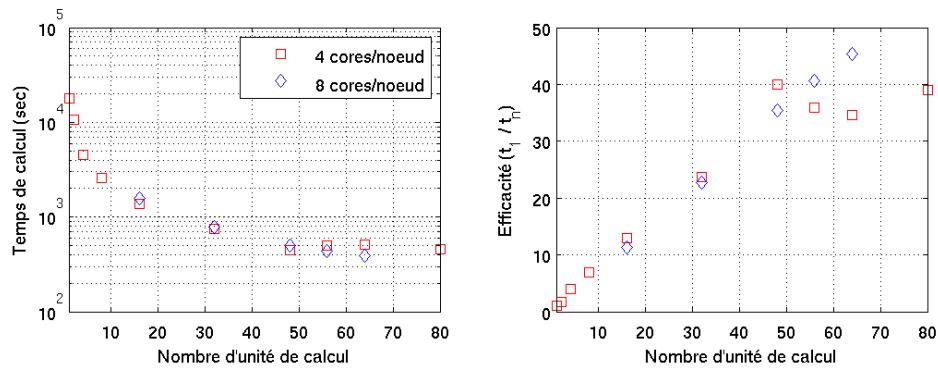


FIG. 2.9: Résultats des tests de la version MPI du code. À gauche est représenté le temps de calcul en fonction du nombre d'unités de calcul. À droite est représentée l'efficacité du calcul en fonction du nombre d'unités de calcul.

2.2.1 Assimilation des données

L'approximation d'onde longue est effectuée dans le repère normal à la topographie (X, Y) (voir section 2.1), ainsi l'épaisseur de l'écoulement est elle-même décrite selon la normale à la topographie sous-jacente. Ceci ne pose pas de problème pour des expériences numériques simples, comme l'étalement de colonne sur un plan horizontal ou pour les écoulements auto-chenalissants sur plan in-

cliné. En revanche, la simulation de cas naturels demande un changement de repère car les données décrivant la masse à modéliser sont décrites initialement dans un repère cartésien (x, y) .

Si b_x est le champ scalaire topographique dans le repère (x, y) et h_x le champ scalaire de la masse dans le repère (X, Y) , alors le champ scalaire $H z_x$ de la hauteur totale (masse + topographie) s'obtient par :

$$H z_x(x', y') = b(x, y) + h(x, y) \times c(x, y), \quad (2.2.1)$$

avec

$$x' = x - \mathbf{s}_x(x, y) \times h(x, y) \times c(x, y), \quad (2.2.2)$$

et

$$y' = y - \mathbf{s}_y(x, y) \times h(x, y) \times c(x, y), \quad (2.2.3)$$

où x' et y' sont les coordonnées cartésiennes du champ scalaire $H z_x$, $\mathbf{s}_i$ sont les composantes x et y du gradient de la topographie et $c = \cos \theta$. Ainsi, $H z_x$ est décrit dans un repère cartésien non régulier.

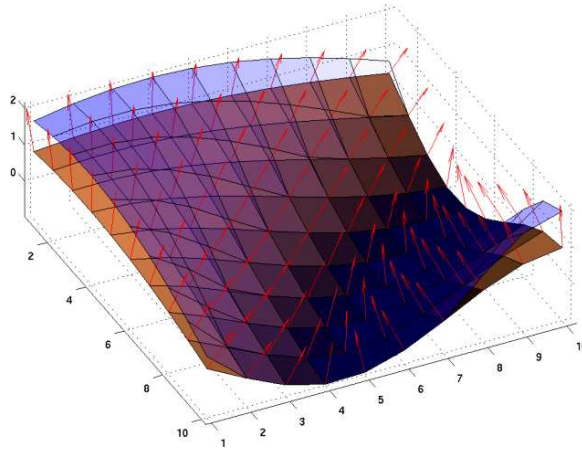


FIG. 2.10: La surface marron représente la topographie sous-jacente à la masse, représentée par la surface bleue transparente. Le champ normal à la topographie est représenté par les vecteurs en rouges.

Si ce changement de repère est simple dans le sens $(X, Y) \rightarrow (x, y)$ (équations (2.2.1)-(2.2.3)), il l'est beaucoup moins dans le sens inverse qui nous intéresse ici. En effet, la surface qui décrit la masse n'est pas nécessairement parallèle à la surface topographique sous-jacente (Figure 2.10).

Dans la plupart des cas, la projection de H sur la normale à la topographie permet d'obtenir une valeur approchée de l'épaisseur dans le repère topographique.

2.3 Confrontation du modèle

Dans le cadre de l'IFDLM 2007 (*the 2007 International Forum on Landslide Disaster Management, Hong-Kong*), nous avons bénéficié de données issues d'expériences en laboratoire et d'exemples naturels étudiés à Hong Kong en particulier [Lucas *et al.*, 2007]. L'objectif était de déterminer les capacités et les limites de notre modèle numérique en terme de reproduction et de prédiction. Ces tests ont montré que dans presque tous les cas, le modèle que nous utilisons est capable de reproduire les observations à l'échelle du terrain.

2.3.1 Estimation de la dissipation numérique

Mangeney *et al.*, [2000] ont proposé une solution analytique (SA) pour calibrer les modèles numériques d'effondrement granulaire et ainsi évaluer la dissipation numérique. Ce test décrit la position du front $h(x, t)$ d'une masse en écoulement sur une pente topographique d'angle θ avec un angle de friction δ qui est défini par

$$h(x, t) = \begin{cases} H & ; x \leq -x_r \\ \frac{1}{9g \cos \theta} \left(2c_0 - \frac{x}{t} - \frac{mt}{2} \right)^2 & ; -x_r < x < x_l \\ 0 & ; x_l \leq x \end{cases}$$

avec

$$m = g(\cos \theta \tan \delta - \sin \theta), \quad (2.3.1)$$

$$c_0 = \sqrt{gH \cos \theta}, \quad (2.3.2)$$

$$x_l = 2c_0 t - \frac{1}{2} m t^2, \quad (2.3.3)$$

$$x_r = c_0 t + \frac{1}{2} m t^2, \quad (2.3.4)$$

où H est la hauteur initiale de la masse, g la gravité, θ l'angle de la pente et δ l'angle de friction (Figure 2.11).

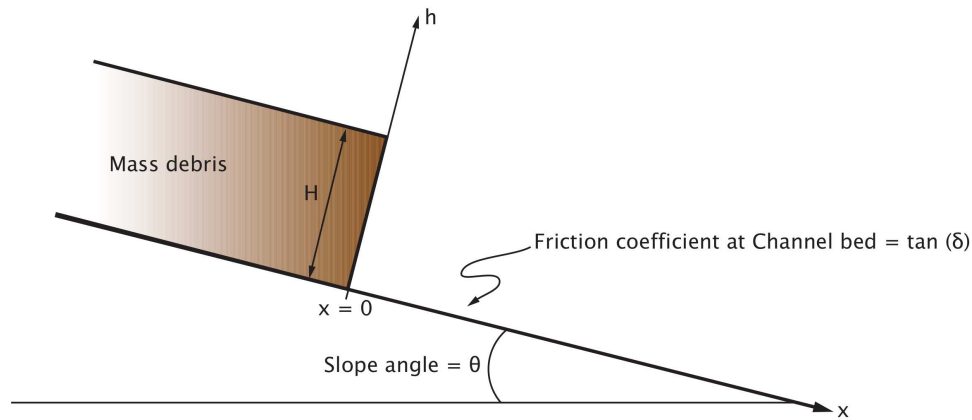


FIG. 2.11: Conditions initiales du test analytique. H est la hauteur initiale de la masse, θ l'angle de la pente et δ l'angle de friction à la base du banc.

Une comparaison simple entre solution analytique et solution numérique utilisant les paramètres suivants :

- épaisseur initiale : $H = 10m$,
- angle de la pente : $\theta = 30^\circ$,
- angle de friction : $\delta = 25^\circ$,

illustre la faible dissipation numérique du modèle utilisé (Figure 2.12).

Plus récent, le modèle *SHALTOP* est basé sur un schéma numérique d'ordre 2 et montre ainsi un meilleur accord avec la solution analytique que le modèle *RASH^{3D}* [Mangeney et al., 2003]. Le nouveau modèle reproduit avec un écart moindre à la solution analytique le profil de hauteur au niveau du front de l'écoulement (fig. 2.13). La surestimation de la distance au front, pour un temps donné avec le modèle cinétique, est directement reliée à la dissipation numérique, résultat d'une estimation des dérivées trop simpliste. Ainsi, la calibration de ce modèle, par ajustement de la distance de parcours maximale de l'écoulement, demande nécessairement un angle de friction supérieur (+2° dans notre exemple). Ceci a donc pour effet d'ajouter une incertitude à l'angle de friction. Dans le cadre du forum IFDLM, le modèle *SHALTOP* s'est montré particulièrement efficace pour reproduire la solution analytique.

En conséquence, le modèle d'ordre 2 apporte une amélioration importante en permettant de réduire les incertitudes liées à la discrétisation des équations et ainsi augmenter la confiance sur les paramètres utilisés dans la modélisation.

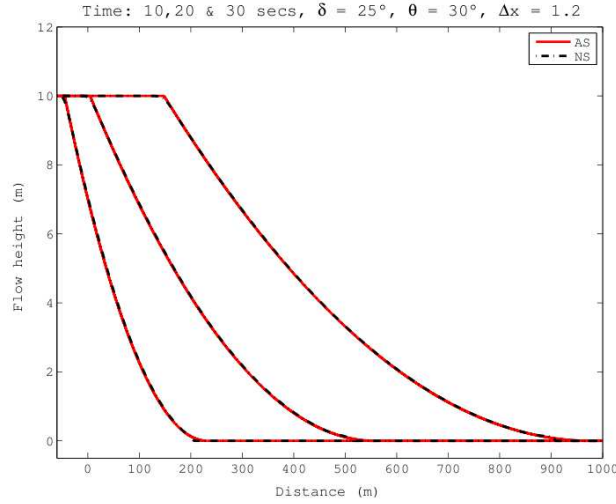


FIG. 2.12: Hauteur h de l'écoulement aux temps $t = 10, 20, 30$ s pour la solution analytique (AS en rouge) et numérique (NS en noir) pour un incrément spatial en x , $\Delta x = 1.2$ m. La solution analytique est très bien reproduite par la solution numérique attestant d'une très faible dissipation numérique du modèle *SHALTOP*.

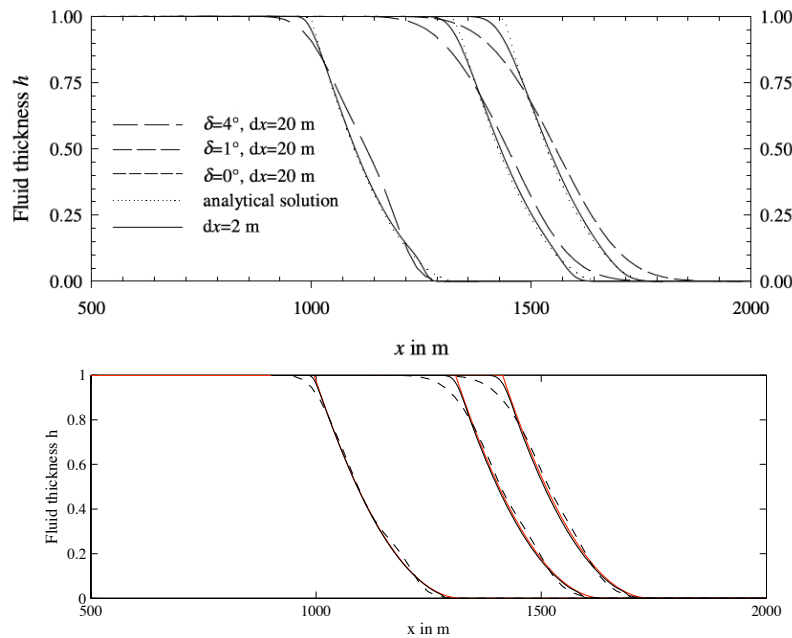


FIG. 2.13: (en haut) – Comparaison entre le modèle *RASH^{3D}* et la solution analytique (depuis *Mangeney et al.*, [2003]). (en bas) – Comparaison entre le modèle *SHALTOP* et la solution analytique.

2.3.2 Confrontation aux expériences en laboratoire

Le modèle utilisé dans cette étude a déjà fait l'objet de comparaisons avec des expériences en laboratoire. Dans le cadre de l'article *Mangeney et al.*, [2005], des étalements de colonnes granulaires en laboratoire ont servi de témoin pour évaluer le modèle. Les principaux résultats montrent que la distance maximale L_f des dépôts est fonction du rapport d'aspect initial $a = H_i/L_i$, avec H_i la hauteur initiale et L_i le rayon initial de la colonne.

Initial aspect ratio: $a = H_i / L_i$

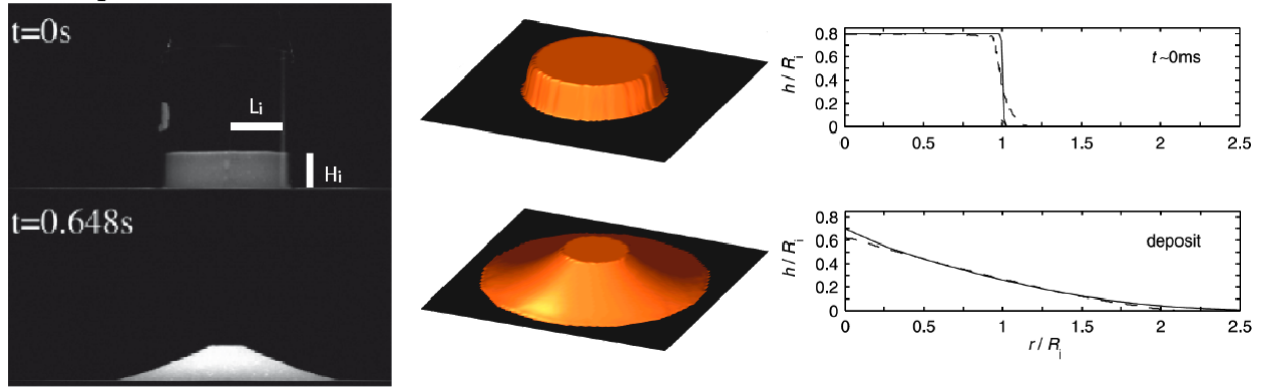


FIG. 2.14: Comparaison entre la simulation et une expérience d'effondrement de colonne *Mangeney et al.*, [2005]. La morphologie des dépôts est ici correctement reproduite par la simulation pour un rapport d'aspect $a = 0.56$.

Les expériences montrent également que, pour un tas de sable sec, il existe deux régimes contrôlés par ce rapport d'aspect. Si $a < 1$, la distance de parcours est une fonction linéaire de a . Si $a > 1$, la distance de parcours est contrôlée par une loi de puissance. Il semble que, dans ce second cas, l'accélération verticale domine la phase de déstabilisation, alors qu'elle est négligeable lorsque que le rapport d'aspect a est inférieur à 1. Le modèle numérique utilisé ne prend pas en compte cette accélération verticale considérée négligeable face au gradient de pression vertical. D'autre part, l'hypothèse de couche mince n'est plus vérifiée dans le cas d'un rapport d'aspect élevé. Il n'est donc pas surprenant que le modèle ne reproduise pas correctement la dynamique de l'étalement de colonne pour de grands rapports d'aspect (typiquement $a \gg 1$). À l'inverse, lorsque celui-ci est petit ($a < 1$), la dynamique et la géométrie des dépôts observées dans les expériences sont correctement reproduites par le modèle (Figure 2.14). Il existe ainsi un domaine de validité du modèle au regard du rapport d'aspect initial. Heureusement, les exemples naturels se trouvent, dans une très large proportion, dans ce domaine de validité.

Le Chenal 3D d'après Iverson *et al.*, [2004]

Iverson et al., [2004] ont proposé une expérience d'effondrement de grains de sable le long d'un chenal irrégulier réalisée en laboratoire. Le modèle numérique de terrain, obtenu par scanner laser, a permis d'effectuer la comparaison avec la simulation numérique.

L'expérience modèle est constituée de trois parties : un réservoir en amont, le chenal lui-même placé entre 9,14 cm et 39,12 cm et un réceptacle en aval (figure 2.15).

Les caractéristiques géométriques de cette topographie sont :

- angle moyen de la pente dans le chenal : 31.6° ,
- largeur de l'ouverture du réservoir : 12 cm,
- X distance de l'ouverture : 8.858 cm,
- Localisation du revêtement d'uréthane de $x = 9.14$ cm à $x = 39.12$ cm
- le prisme triangulaire du réservoir s'étend sur la largeur totale du modèle et atteint une hauteur de 4,35 cm au niveau de l'ouverture. L'épaisseur maximale de la masse $h_0 = 4,35$ cm.

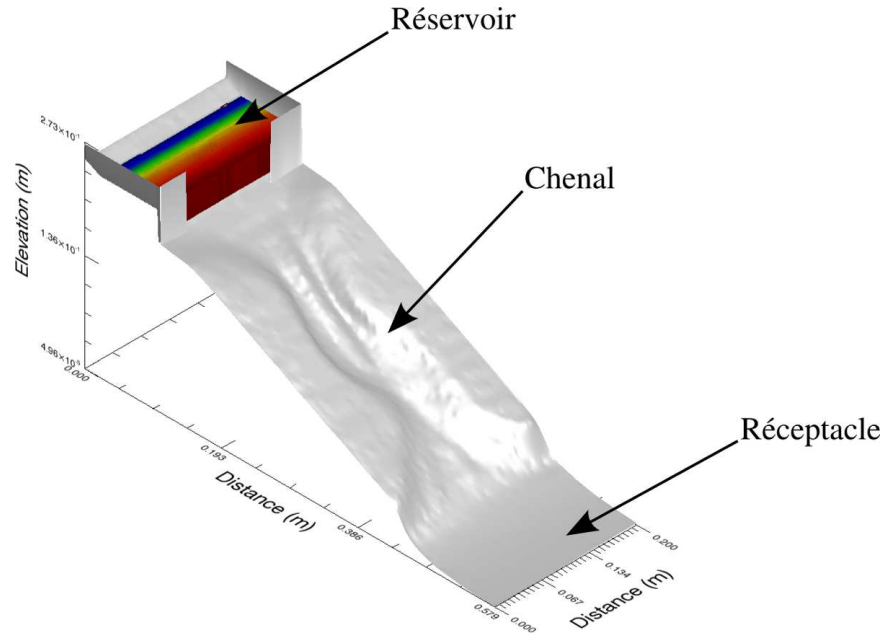
Un revêtement d'uréthane a été placé au niveau du chenal et du formica a été utilisé pour le réservoir et le réceptacle. La friction basale n'est donc pas homogène sur l'ensemble du domaine de l'expérience. Les angles de friction basale calculés dans l'expérience sont de 23.45° pour le formica et 19.85° pour l'uréthane [*Iverson et al.*, 2004].

Un ajustement du modèle numérique a été effectué pour prendre en compte ces variations de friction. Aussi, pour les besoins de la simulation, le modèle numérique de terrain a été interpolé avec un pas d'espace $\Delta x = \Delta y = 1.10^{-3}$ m soit une grille de 562×201 points.

Plusieurs simulations ont été réalisées. Les meilleurs résultats ont été obtenus avec un angle de friction de 26° pour le réservoir et le réceptacle et de 23° pour le chenal (figure 2.16). Comme pour l'effondrement de colonne, le modèle a besoin d'angles de friction plus élevés ($+3^\circ$) que ceux mesurés en laboratoire pour obtenir la bonne dynamique.

Cependant, la masse est déposée jusqu'à la sortie du chenal dans les expériences, alors qu'elle ne s'y dépose pas dans la simulation (Figure 2.17-(9)), la hauteur maximale des dépôts est bien reproduite par le modèle (Figure 2.17-(10)).

L'analyse du champ de vitesse au niveau du réservoir permet de comprendre la dynamique et la forme des dépôts en amont à la fin de l'expérience (Figure 2.18). En particulier, on observe sans



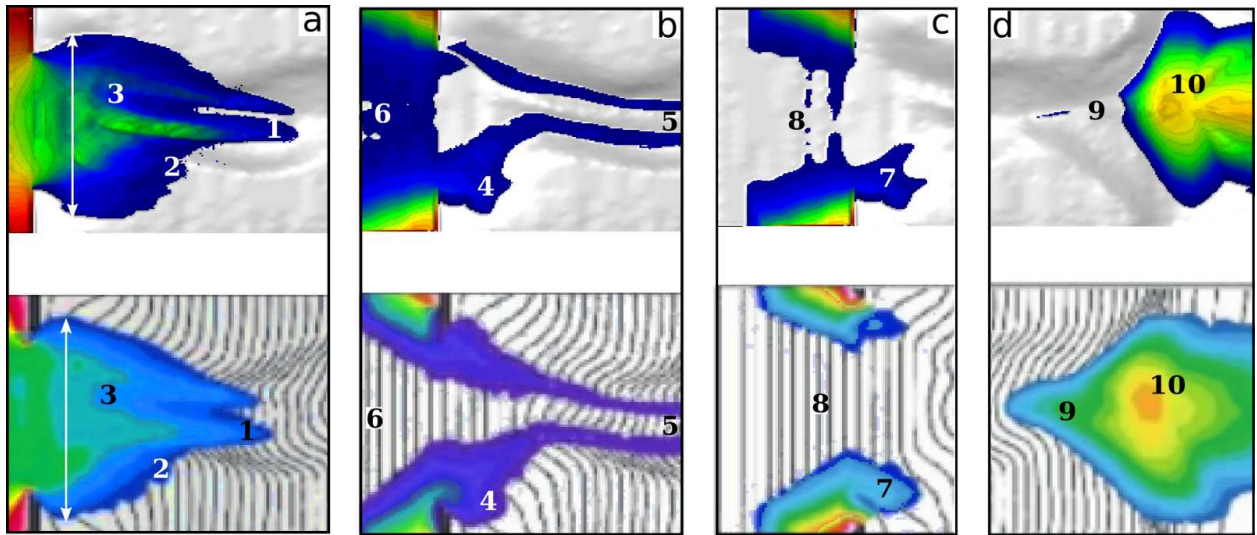


FIG. 2.17: Agrandissements sur les comparaisons entre expériences et simulations de la figure 2.16. (a) Pour $t = 0.30s$ dans l'expérience et $t = 0.22s$ dans la simulation, 1 : le modèle est en mesure de reproduire la séparation observée dans les expériences, 2 : les morphologies des bordures de la masse en écoulement sont très similaires dans les deux cas ; 3 : la géométrie concave vers l'aval est également bien reproduite. (b) pour $t = 2.81s$ dans l'expérience et $t = 2.89s$ dans la simulation, 4 : morphologie aux bords bien reproduite ; 5 : la masse est divisée en deux chenaux, 6 : alors que le réservoir est presque purgé dans l'expérience, il reste encore un peu de masse dans la simulation ; (c) pour $t = 8s$ (dans les deux cas) en amont du domaine, la répartition de la masse est bien reproduite dans le réservoir (8) et à la sortie (7), (d) en aval du domaine, la masse est déposée jusqu'à la sortie du chenal dans les expériences, alors qu'elle ne s'y dépose pas dans la simulation (9), la hauteur maximale des dépôts est bien reproduite par le modèle (10).

avec des angles de friction supérieurs à 3° par rapport aux valeurs mesurées dans les expériences. En outre, nous avons observé des décalages temporels entre simulations et expériences. Le modèle a tendance à être plus rapide lors de la phase initiale de déstabilisation de la masse pour $t \in [0, 30]s$ (Figures 2.16 et 2.17). Pendant la phase de propagation le modèle en revanche se montre légèrement plus lent que les expériences $t \in [0.30, 8.00]s$ (Figures 2.16 et 2.17). La surestimation des vitesses simulées dans la phase initiale d'étalement est également observée dans le cas d'étalement de colonnes granulaires sur un plan horizontal [Mangeney-Castelnau et al., 2005] et a été interprétée comme étant liée à l'accélération verticale qui est négligée dans les modèles de couche mince. Il est néanmoins intéressant d'observer que le temps écoulé pendant l'effondrement observé dans les expériences est correctement reproduit par le modèle.

Le modèle reproduit correctement les expériences avec des angles de friction raisonnables. Quand est-il avec des exemples naturels, objets de notre étude ?

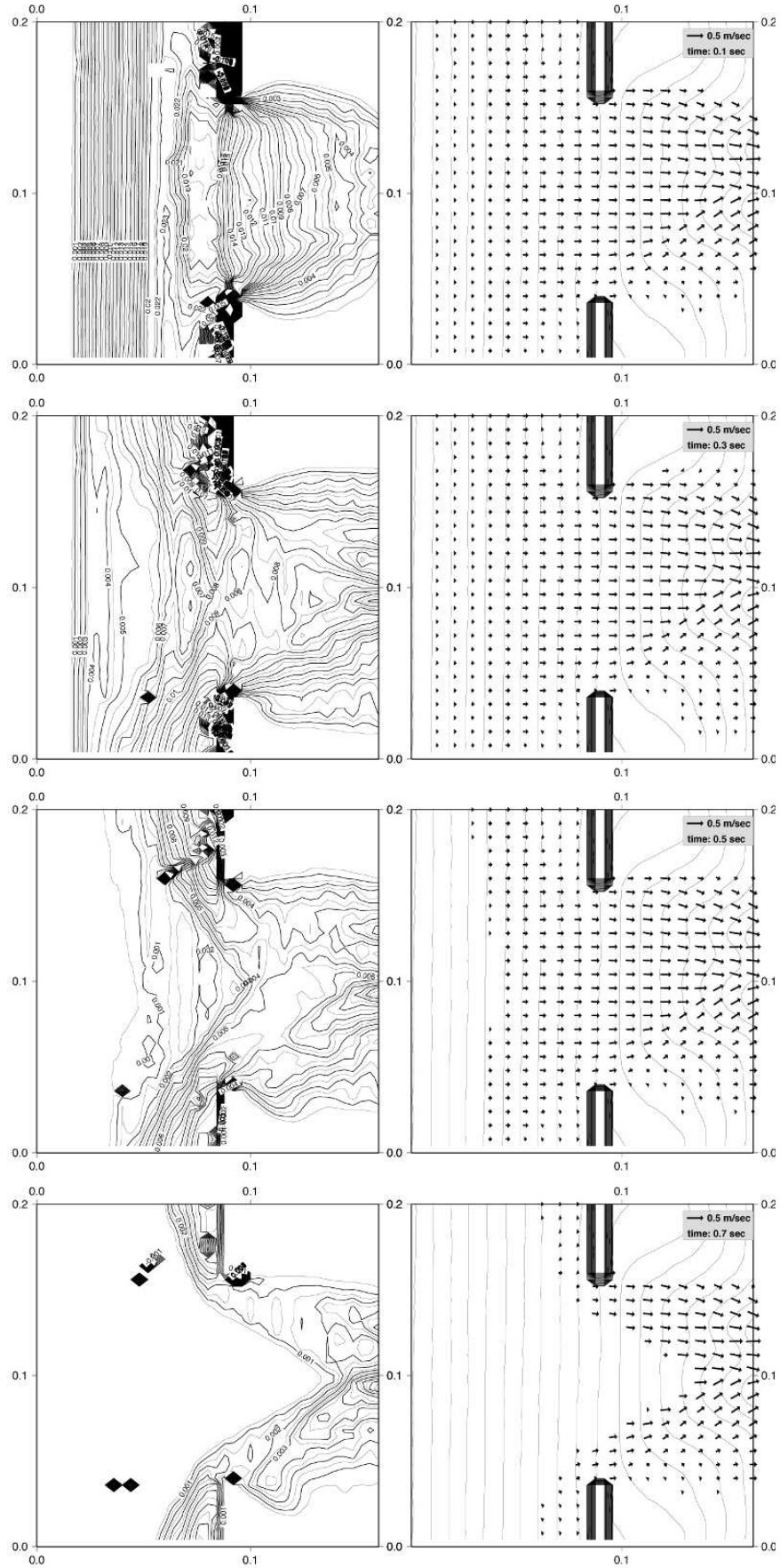


FIG. 2.18: (à gauche) Évolution de la masse. Épaisseur minimale représentée $h_{min} = 0.0005$ m, (à droite) et du champ de vitesse dans le réservoir.

2.3.3 Confrontation à des exemples naturels

L'année 1995 a été pour Hong-Kong particulièrement désastreuse en ce qui concerne les glissements de terrain. Ces glissements ont été attribués à la montée des nappes, conséquence de pluies importantes. En effet, 370 mm de pluie sont tombés le 12 août 1997. Le lendemain, deux glissements de terrain majeurs ont eu lieu, causant la mort de plusieurs personnes. Le GEO (service gouvernemental de géotechnique à Hong Kong) a mené une campagne sur le terrain depuis laquelle les surfaces de glissement ont pu être caractérisées avec précision, permettant ainsi la modélisation de ces événements. Les informations relatives à ces glissements sont disponibles dans le rapport du GEO, 1996 et partiellement en ligne⁶.

Cas HK 1 : Shum Wan landslide

Ce glissement de terrain est le plus grand qui ait eu lieu à Hong Kong depuis 1976. Son volume de 26 000 m³, composé de roche et de sol, s'est étendu sur environ 5 000 m² (Figure 2.19). Un effondrement du remblai de Shum Wan road a déclenché le glissement sur le versant de la colline entre les routes Shum Wan et Nam Long, causant la mort de deux personnes et la destruction de bâtiments en aval. Le rapport d'aspect initial est estimé à 0,4 et la pente sur laquelle s'effondrée la masse est de 25° (Figure 2.20).



FIG. 2.19: Photographie du glissement de Shum Wan (depuis GEO, Hong Kong).

La simulation de ce glissement a été réalisée avec la loi de Coulomb sur une grille de 113×85 points, soit un $\Delta x = 2$ mètres. Plusieurs tests ont été effectués en faisant varier l'angle de friction

⁶<http://civcal.media.hku.hk/landslide/>

$\delta \in [20^\circ, 30^\circ]$ par intervalles de 1° , soit dix simulations. Les résultats obtenus avec $\delta = 20^\circ$ ne permettent pas d'obtenir la bonne distance de parcours, nous avons donc exploré d'autres angles friction $\delta < 20^\circ$ tous les 0.5° . Les meilleurs résultats ont alors été obtenus avec $\delta = 18^\circ$ pour lequel la distance maximale de parcours (*runout*) est atteinte en 30 secondes (Figure 2.21 et Tab. 2.1).

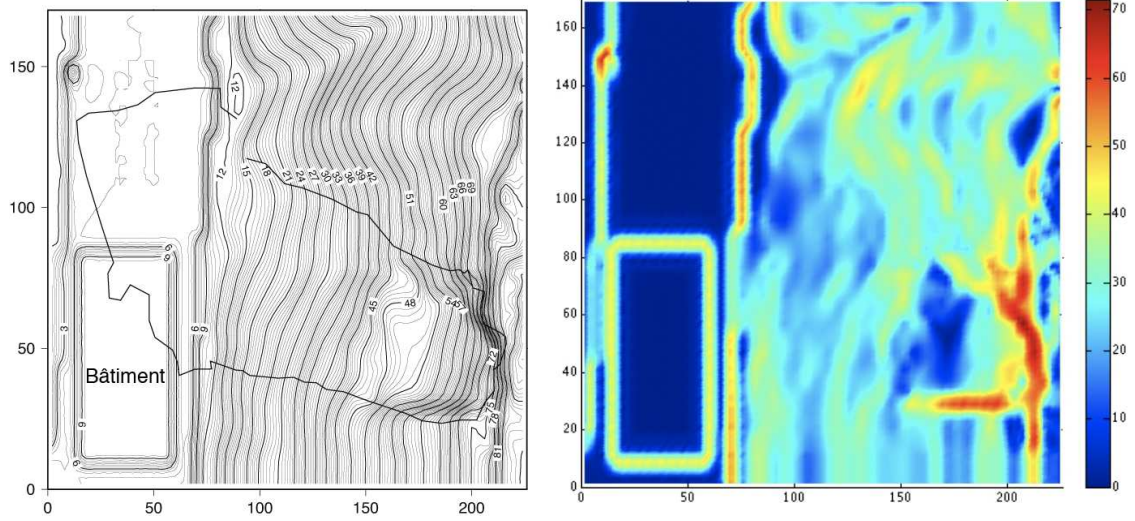


FIG. 2.20: (à gauche) MNT du glissement de Shum Wan avec en trait plein noirs la zone affectée par le glissement de terrain. (à droite) Carte de la pente calculée depuis le MNT. La pente moyenne, le long de laquelle le glissement s'est produit, est d'environ 30° .

Velocity Stats.				
Temps (sec.)	$\bar{u}$ (m.s ⁻¹)	U_{max} (m.s ⁻¹)	σ	$\sigma/\bar{u}$
4	2.39	11.18	2.71	1.14
16	5.16	16.53	4.85	0.94
28	2.56	13.35	4.17	1.62

TAB. 2.1: Vitesses obtenues dans la simulation au cours du temps avec $\bar{u}$, la vitesse moyenne, U_{max} la vitesse maximale et σ l'écart-type.

Le modèle *SHALTOP* est en mesure de reproduire les dépôts observés. Cependant, la différence majeure avec le cas réel réside dans le fait que dans la réalité le bâtiment s'est écroulé, ce qui ne peut évidemment pas être pris en compte dans la modélisation, où le bâtiment est considéré comme un élément de la topographie.

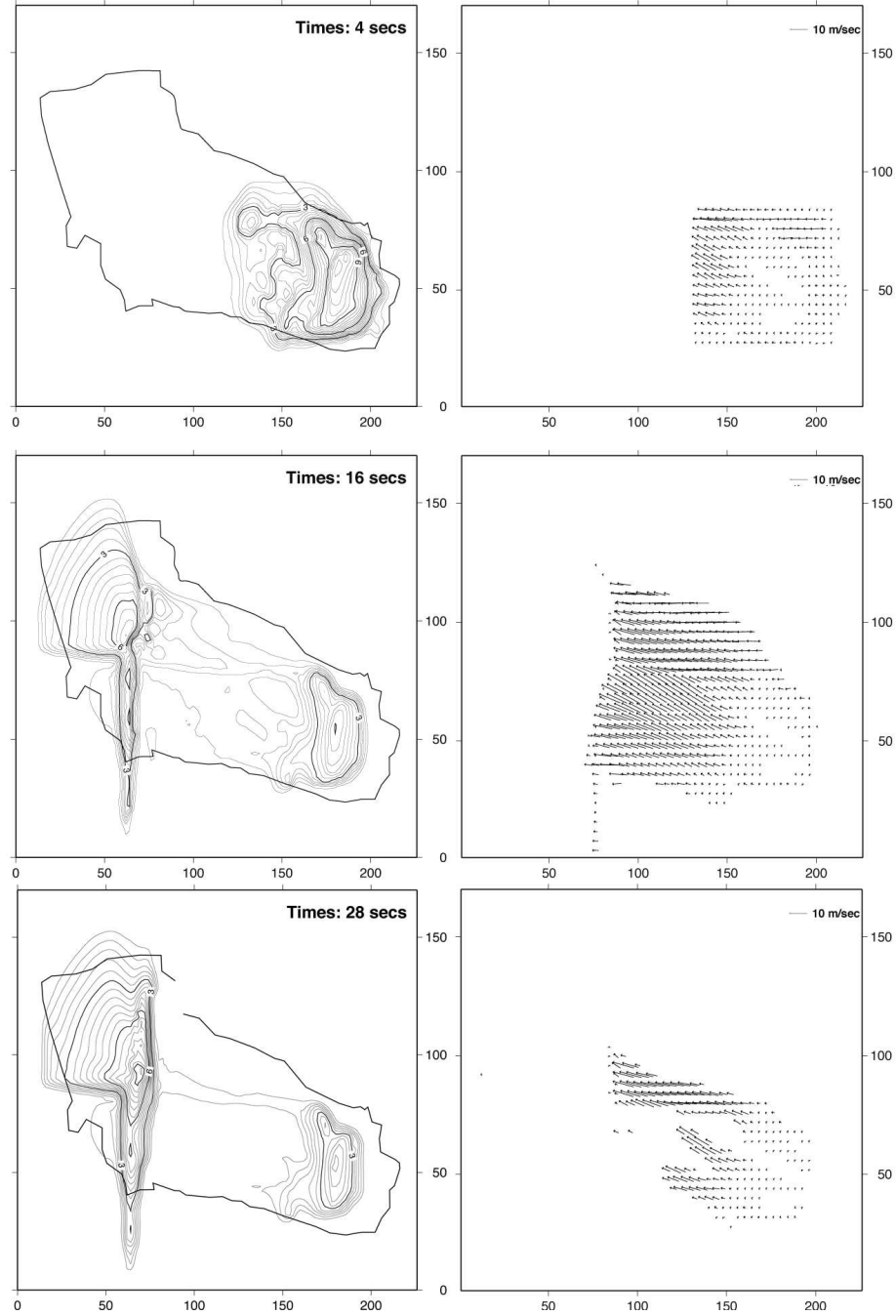


FIG. 2.21: (à gauche) Évolution de la masse au cours du temps (épaisseur minimale représentée $h_{min} = 0.10$ m). (à droite) Champs de vitesse aux mêmes temps.

Cas HK 2 : Fei Tsui

Le second glissement analysé à Hong Kong a eu lieu sur Fei Tsui Road (Figure 2.22). Le volume total est estimé à $14\,000\text{ m}^3$ avec un rapport d'aspect initial estimé à 0,66. Les débris ont traversé la route Fei Tsui pour atteindre une église et un terrain de jeu 40 mètres en aval (Figure 2.23), entraînant la mort d'une personne. La profondeur de la surface de rupture a été mesurée à environ 15 mètres. Cette surface présente une pente de 60° pour une hauteur totale de 27 mètres au dessus de la route. Le glissement s'est produit principalement dans des tufs volcaniques altérés.



FIG. 2.22: Photographie du glissement Fei Tsui (depuis GEO, Hong Kong).

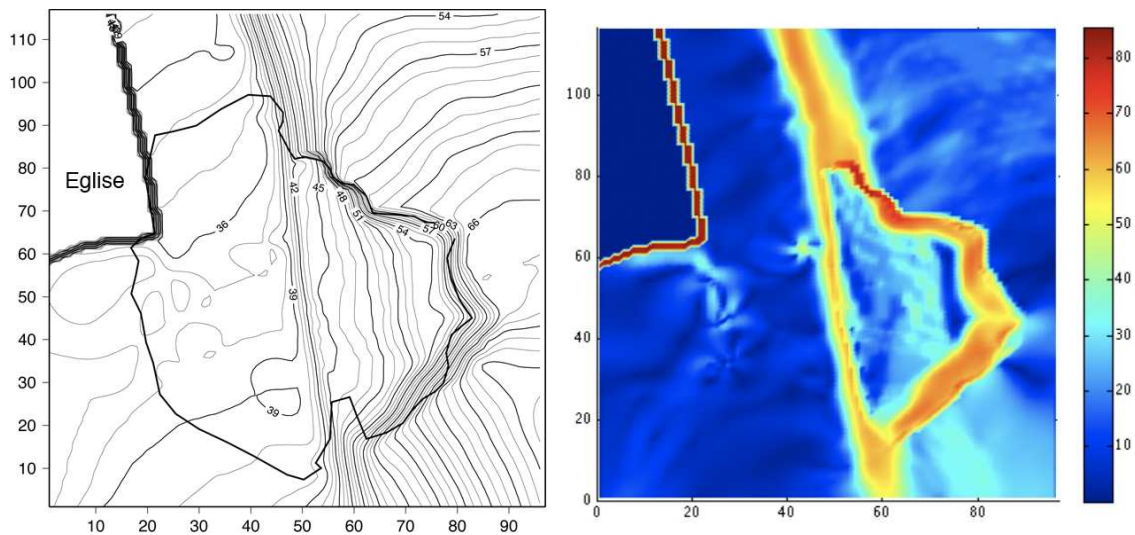


FIG. 2.23: (à gauche) – MNT de Fei Tsui. Le parcours du glissement est indiqué par le trait noir. (à droite) Pente calculée depuis le MNT. La loupe d'arrachement présente une forte pente [30° , 60°].

La modélisation de ce glissement a été effectuée avec la loi de Coulomb en faisant varier l'angle de friction $\delta \in [20^\circ, 30^\circ]$ par pas de 1° , soit dix simulations.

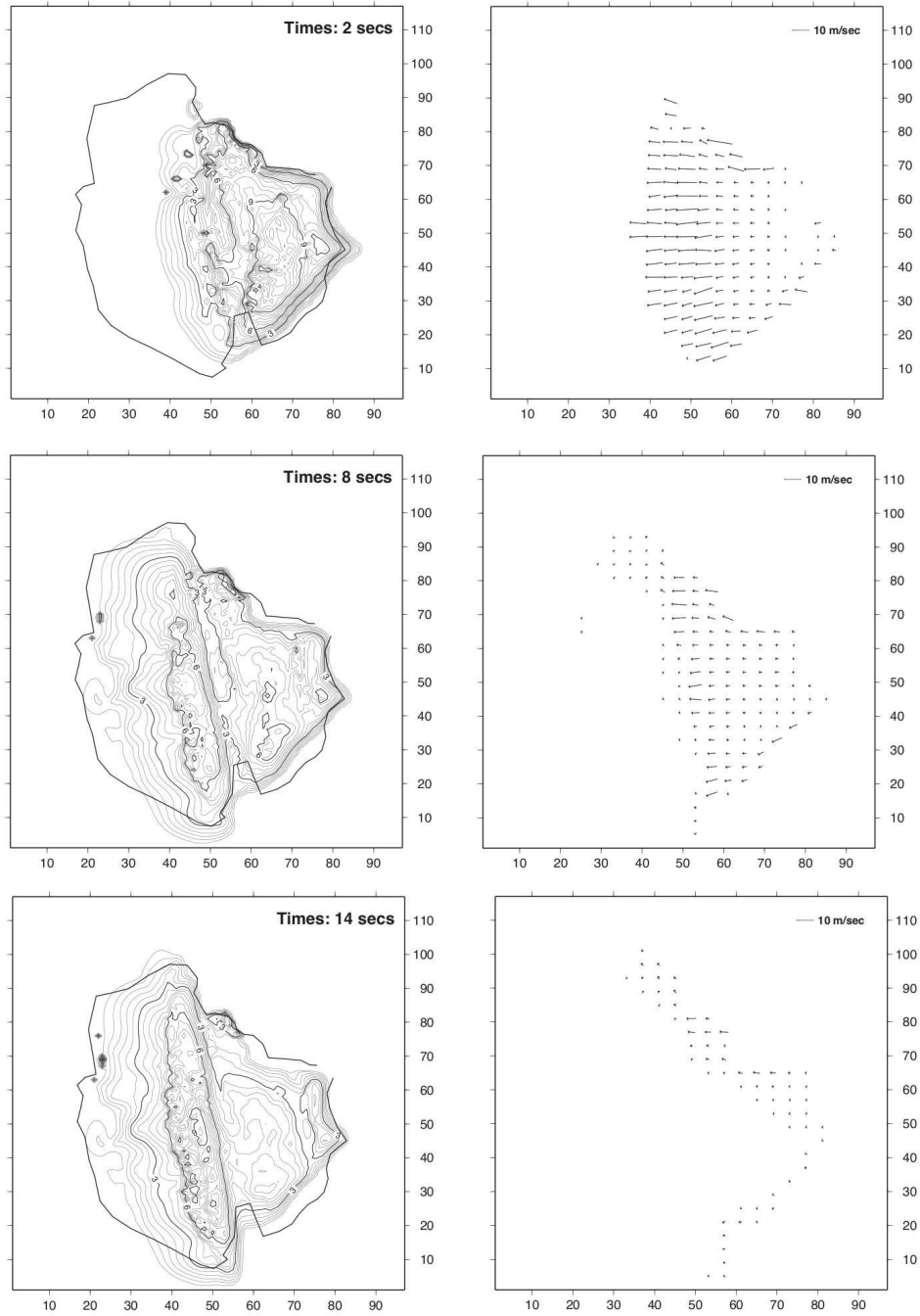


FIG. 2.24: (à gauche) Évolution de l'écoulement du glissement de terrain de Fei Tsui modélisé avec un angle de friction $\delta = 26^\circ$. Équidistance 1 mètre (épaisseur minimale représentée $h_{min} = 0.10$ m). (à droite) Champ de vitesse représenté tous les quatre points de la grille.

Velocity Stats.				
Time (sec.)	$\bar{u}$ (m.s ⁻¹)	U_{max} (m.s ⁻¹)	σ	$\sigma/\bar{u}$
2	4.5	29.05	3.40	0.76
8	2.38	68.33	3.08	1.29
14	1.34	47.39	2.35	1.75

TAB. 2.2: Récapitulatif des vitesses simulées pour le glissement de Fei Tsui avec $\bar{u}$, la vitesse moyenne, U_{max} la vitesse maximale et σ l'écart-type.

Les meilleurs résultats ont été obtenus avec $\delta = 26^\circ$ (Figure 2.24), où la distance de parcours observée est correctement modélisée ainsi que l'extension latérale. Le profil de vitesse (Figure 2.24) simulé montre que celle-ci augmente rapidement après le déclenchement et atteint 70 m.s^{-1} (Tab. 2.2). À $t \simeq 15 \text{ s}$, le glissement s'arrête (Figure 2.24).

Le champ de vitesse modélisé indique qu'entre les temps 8 et 14 secondes, la partie amont de la masse est encore en mouvement, alors que le front a déjà atteint sa position finale. Ceci est essentiellement dû à la forte pente de l'escarpement (Figure 2.23). La conséquence est l'extension latérale importante observée sur le terrain (Figure 2.22) correctement modélisée (Figure 2.24).

La loi de Pouliquen a également été utilisée pour cet exemple avec les paramètres suivants : $\delta_1 = 24^\circ$, $\delta_2 = 36^\circ$, $\delta_3 = 26^\circ$, $\delta_4 = 38^\circ$ et $L = 2 \text{ m}$ (Figure 2.25). Les dépôts obtenus sont très similaires pour les deux lois de friction.

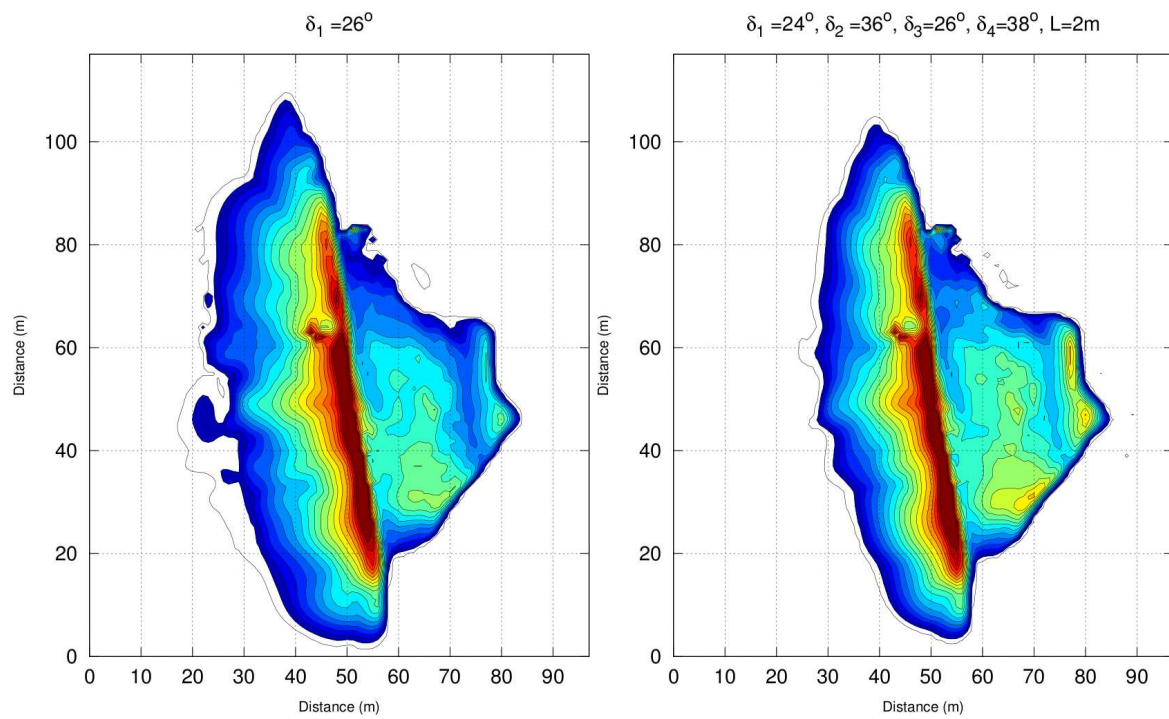


FIG. 2.25: Comparaison entre dépôts simulés avec une friction de type Coulomb (à gauche) et une friction de type Pouliquen (à droite).

Cas réel n° 3 : Frank slide , Canada (1903)

Le glissement de terrain de la ville de Frank reste aujourd'hui le plus meurtrier de l'histoire du Canada. 70 personnes trouvèrent la mort sous cette avalanche de $36.10^6 m^3$ de roche, à 2.5 km en aval de la montagne Turtle (Figure 2.26). Le rapport d'aspect est estimé à 0,6. La principale cause de l'éboulement de Frank a été attribuée à la structure instable du mont Turtle formé de grès et de schistes à la base. Les calcaires qui les chevauchent sont très fracturés. Les précipitations auraient fortement infiltrées la roche. De plus, la veille de l'événement des températures négatives ont été enregistrées. Le gel aurait donc affaibli la roche. Enfin la présence d'une mine de charbon dans le massif aurait également contribué au déclenchement du glissement.

L'escarpement depuis lequel s'est déstabilisée la masse repose sur une pente de plus de 50° (Figure 2.27). Ces fortes pentes ont contribué à la grande distance de parcours du glissement.

La grille de calcul fait 201×201 points avec un $\Delta x = 20$ m.



FIG. 2.26: Glissement de terrain de Frank (Photo du Frank Slide Interpretive Centre).

Des travaux antérieurs effectués avec le code $RASH^{3D}$ (voir section 2.3.1) ont montré qu'un angle de friction $\delta = 14^\circ$ permettait de retrouver la distance de parcours observée [Pirulli and

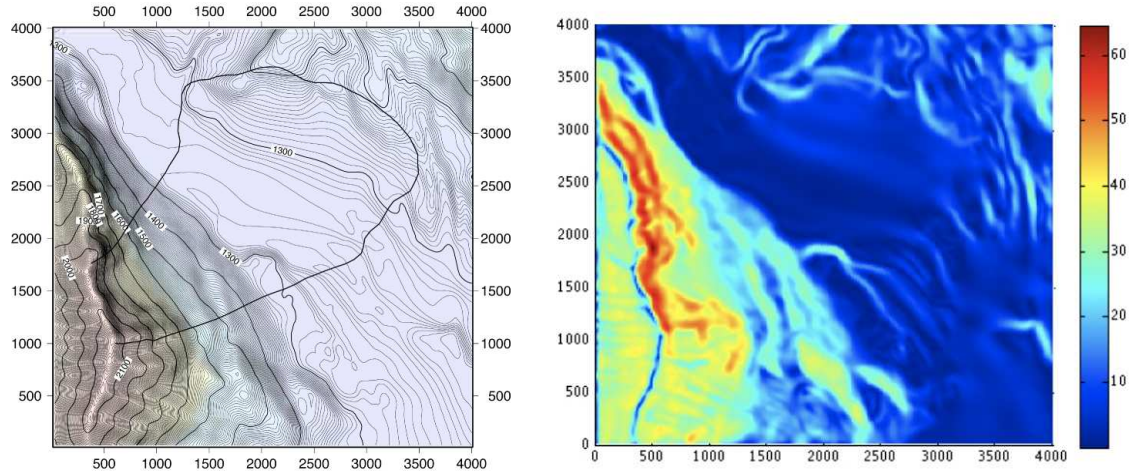


FIG. 2.27: (à gauche) – Modèle numérique de terrain (MNT) du glissement de Frank Slide, CA. La zone affectée par le glissement est annotée par la courbe en noir. (à droite) – Pente calculée depuis le MNT.

Mangeney, 2007]. Avec le modèle *SHALTOP*, ce même angle entraîne une sous-estimation de cette distance de parcours (Figure 2.28). De meilleurs résultats sont obtenus avec $\delta = 12^\circ$ (Figure 2.29).

La différence entre les angles de friction permettant de retrouver le bon runout dans les deux codes provient de la dissipation numérique liée à la discrétisation de la grille topographique où $\Delta x = 20$ m (voir la discussion sur la solution analytique en page 29). Cet exemple illustre l'erreur que cette dissipation peut introduire sur les paramètres de friction.

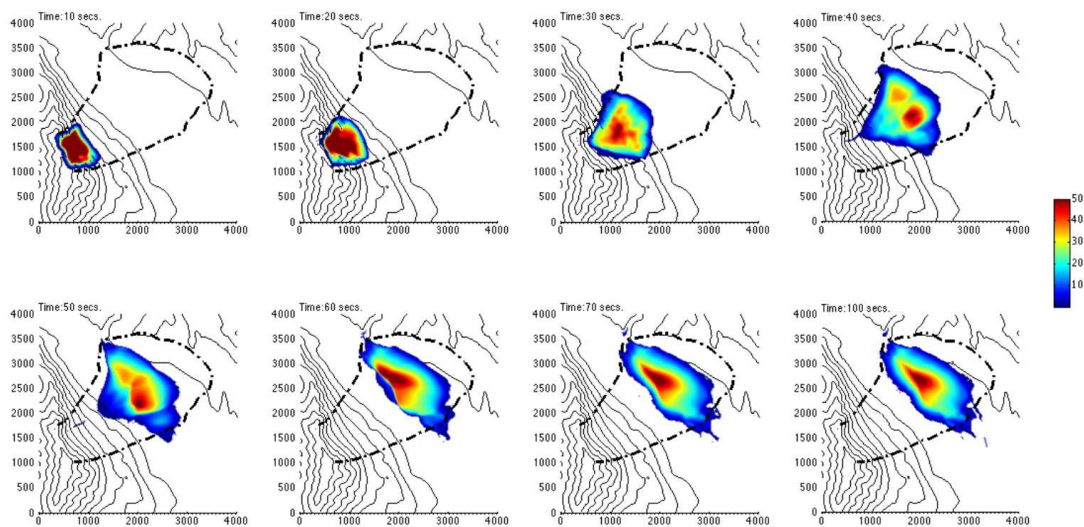
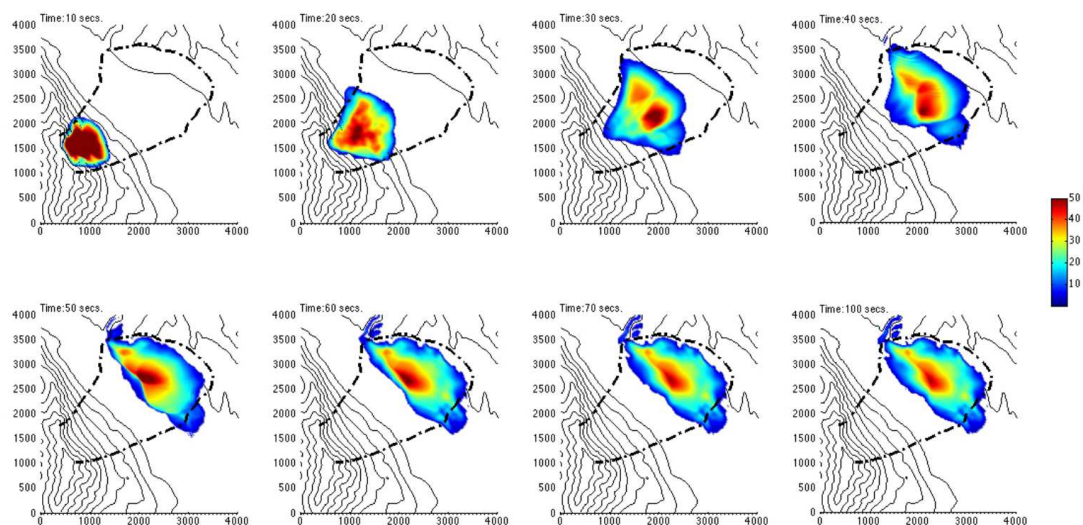
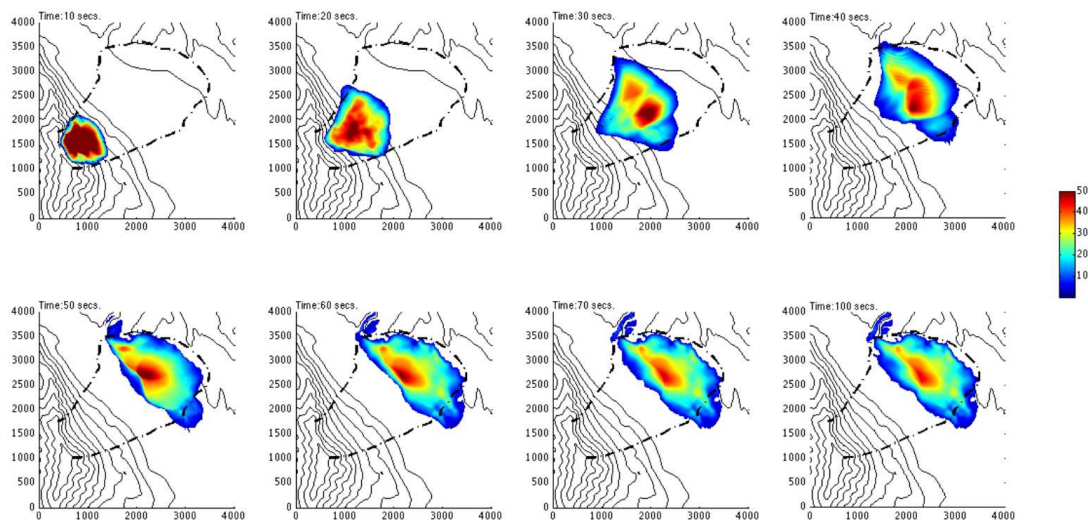


FIG. 2.28: Résultats de simulations du glissement de Frankslide avec $\delta = 14^\circ$

FIG. 2.29: Résultats de simulations du glissement de Frank Slide $\delta = 12^\circ$ FIG. 2.30: Résultats de simulations du glissement de Frankslide avec la loi de Pouliquen ($\delta_1 = 12^\circ$, $\delta_2 = 26^\circ$, $\delta_3 = 14^\circ$, $\delta_4 = 28^\circ$ et $L = 1.5$ m)

La loi de Pouliquen a également été testée pour cet exemple avec les paramètres suivants : $\delta_1 = 12^\circ$, $\delta_2 = 26^\circ$, $\delta_3 = 14^\circ$, $\delta_4 = 28^\circ$ et $L = 1.5$ m. Des résultats très similaires ont été obtenus (Figure 2.30). La distance de parcours est identique et la forme des dépôts est très proche des observations. Les différences sont observées sur la vitesse comme le montre le tableau 2.3. De manière générale, la vitesse augmente et ralentit plus vite avec la loi de Pouliquen (Figure 2.31). Sans aucune information sur la dynamique du glissement, il est difficile de conclure sur la meilleure loi de comportement. En outre, dans le cadre du forum, certains modèles utilisent une troisième loi de comportement : la loi de Voellmy [Voellmy, 1955]. Cette loi fait intervenir dans le modèle frictionnel un terme de turbulence qui dépend de la vitesse moyennée au carré. Les résultats montrent que l'aire des dépôts est sensiblement mieux reproduite avec cette loi de comportement par rapport aux lois frictionnelles Coulomb et Pouliquen (Figure 2.32).

Stats. de vitesse (Friction de type Coulomb)				
Temps (sec.)	$\bar{u}$ (m.s ⁻¹)	U_{max} (m.s ⁻¹)	σ	$\sigma/\bar{u}$
10	7.25	15.31	3.71	0.51
20	24.45	65.70	12.63	0.52
30	24.85	79.26	15.15	0.61
40	20.26	67.00	13.54	0.67
50	17.41	67.64	22.86	1.31
70	3.85	69.80	8.85	2.30

Stats. de vitesse (Friction de type Pouliquen)				
Temps (sec.)	$\bar{u}$ (m.s ⁻¹)	U_{max} (m.s ⁻¹)	σ	$\sigma/\bar{u}$
10	7.30	15.16	3.81	0.55
20	24.50	65.70	12.63	0.52
30	24.92	79.31	15.19	0.64
40	20.80	76.14	13.50	0.69
50	17.49	67.69	22.90	1.35
70	3.97	47.25	8.65	2.17

TAB. 2.3: Récapitulatif sur les vitesses modélisées pour le glissement de Frank avec $\bar{u}$, la vitesse moyenne, U_{max} la vitesse maximale et σ l'écart-type.

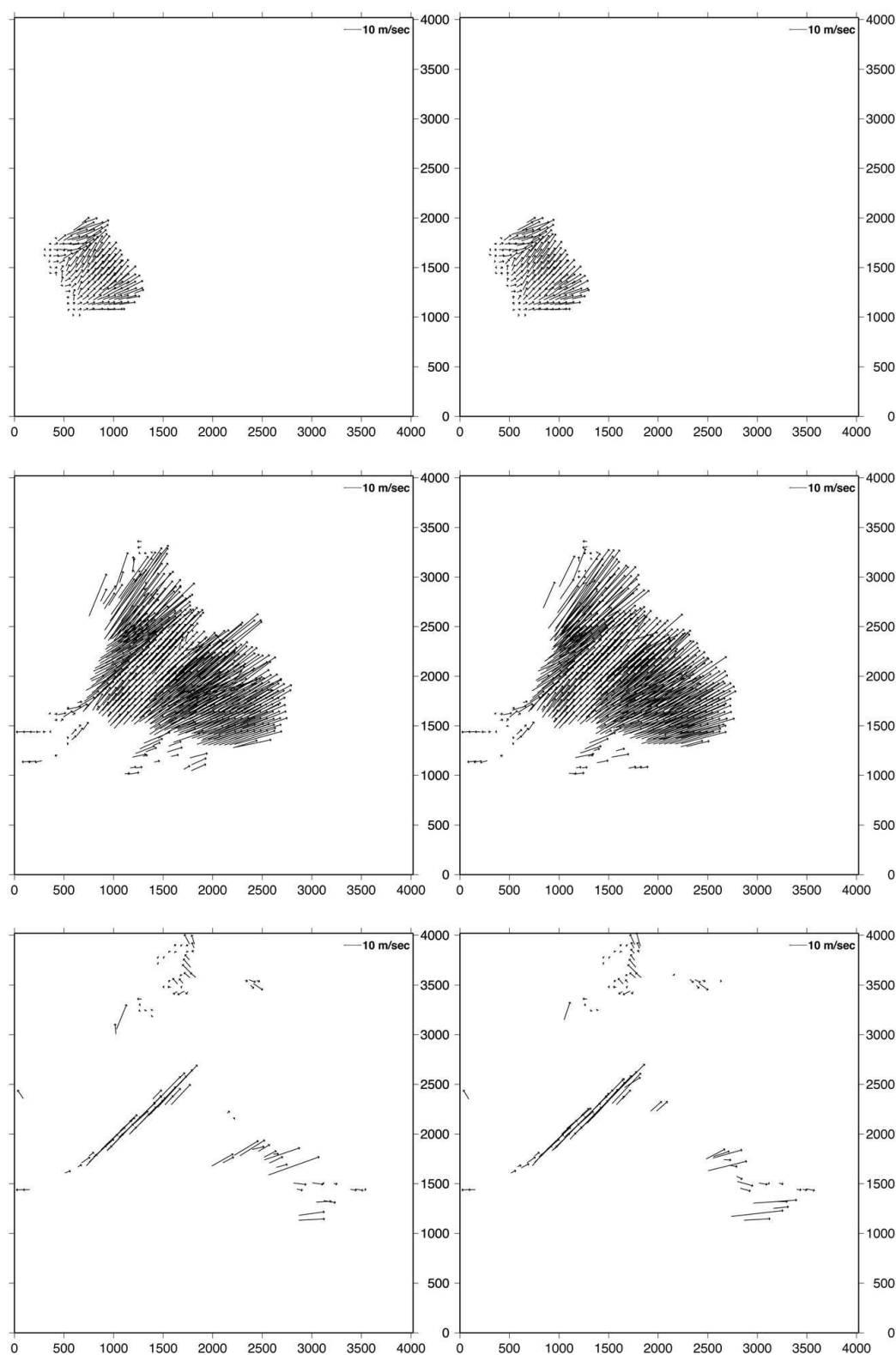


FIG. 2.31: Champ de vitesse de l'effondrement de Frank avec friction de type Coulomb (à gauche) et de type Pouliquen (à droite).

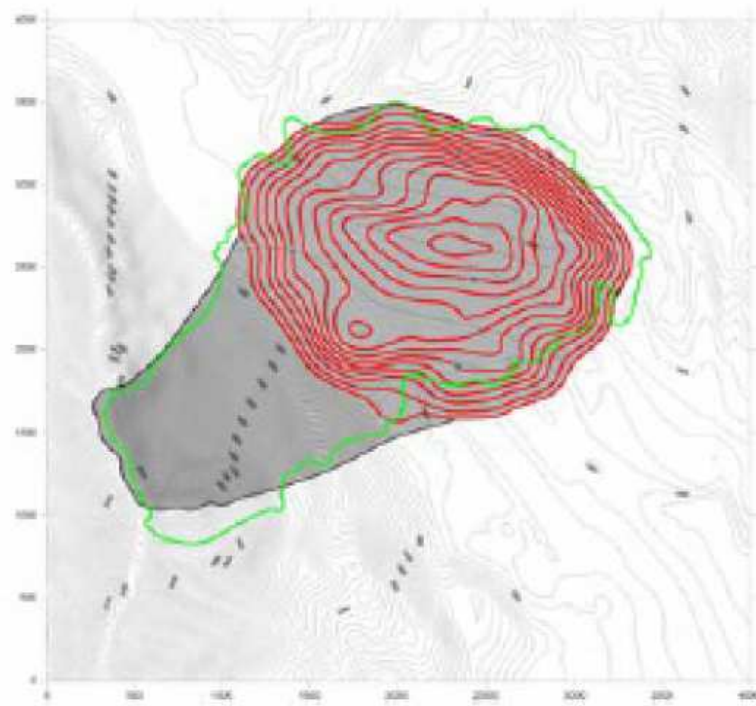


FIG. 2.32: Résultats de simulations du glissement de Frank avec la loi de Voellmy (modèle) DAN d'après [M. McKinnon et al *Hungr*, 1995 ;]

2.4 Conclusions générales et cadre d'utilisation du modèle

La confrontation à des expériences de laboratoire ainsi qu'à des cas naturels dont les paramètres sont contraints montre que le modèle numérique *SHALTOP* est en mesure de reproduire la morphologie des dépôts. Cependant, l'approximation d'onde longue impose des limites d'utilisation au modèle. Le rapport d'aspect initial de la masse doit être inférieur à 1. Nous avons vu que c'était très largement le cas pour les exemples simulés ici. Nous verrons qu'il en est de même pour les exemples martiens en parties 6 et 7.

La comparaison avec les expériences montre que le modèle a tendance à être plus rapide lors de la phase de déclenchement, mais moins rapide lors de la phase de propagation. Cependant, le temps total de l'événement est correctement reproduit par le modèle. En outre, il est nécessaire d'utiliser un angle de friction supérieur à 3° par rapport aux mesures de laboratoire pour reproduire convenablement les observations.

La comparaison avec les cas naturels a montré que le modèle était également capable de reproduire les observations de terrain sur des topographies quelconques. En outre, ces simulations ont montré l'importance de la méthode numérique utilisée dans le modèle *SHALTOP*. Cette méthode réduit l'erreur de 2° sur l'angle de friction empirique par rapport aux autres méthodes numériques.

Les lois de comportement utilisées ici (Coulomb et Pouliquen) donnent des résultats similaires pour les glissements de terrain. Par ailleurs, la différence entre les paramètres de friction qu'il faut utiliser pour reproduire les dépôts dans chaque cas, pose le problème du pouvoir prédictif des modèles. De plus, il a fallu pour chaque exemple tester différents angles avant d'obtenir de bons résultats. La lithologie pour les exemples simulés dans cette partie varie fortement (tufs, calcaire, sol). Les propriétés de ces différents matériaux varient fortement. De plus, l'eau a pour chaque exemple contribué au moins au déclenchement du glissement et peut-être même à la phase de propagation. Or, la pression de pore exercée par le fluide va réduire la friction du matériau global (phase solide + phase fluide). On voit que dans ces conditions, il est difficile de tirer des conclusions sur les paramètres de friction nécessaire pour reproduire les observations.

Il est donc important de pouvoir calibrer ces paramètres dans un contexte géologique donné et ainsi fournir des estimations de distances de parcours maximales. Nous verrons que le chapitre 6 répond à ce problème.

Chapitre 3

Dynamique des glissements de terrain par sismologie

3.1 Motivations et contexte

Comme nous l'avons évoqué en introduction, les glissements de terrain et plus généralement, les instabilités gravitaires, constituent un risque en domaines volcaniques, montagneux, sismiques et côtiers. La détection et la prédiction à la fois des zones d'instabilités, des vitesses et des distances maximales de parcours des effondrements gravitaires constituent ainsi un enjeu important qui impose le développement d'outils pour y répondre. Le manque d'enregistrements sur le terrain empêche toute analyse sur la dynamique ainsi que sur les propriétés mécaniques de ces événements. Dans ce contexte, l'analyse des signaux sismiques générés par les instabilités gravitaires fournit un paradigme unique à l'étude de cette dynamique, ainsi que de nouvelles contraintes pour la discrimination des processus physiques mis en jeu pendant la phase d'effondrement. Elle permet également d'analyser la validité d'un modèle numérique d'effondrement gravitaire.

Actuellement, la détection des processus de pente à travers l'analyse des signaux sismiques se développe fortement. De nombreux enregistrements en continu sont effectués en région montagneuse, pour les risques liés aux avalanches en particulier, ainsi que sur certains volcans actifs. Néanmoins, ces enregistrements sismiques ne sont pas clairement caractérisés (durée du signal, gamme fréquentielle, amplitude, contribution respective des ondes de volume et de surface...) [*Dahlen*, 1993 ; *Kishimura and Izumi*, 1997 ; *Rousseau*, 1999 ; *De Angelis et al.*, 2007 ; *Bessason et al.*, 2007].

Il semble *a priori* possible de remonter à l'information concernant le glissement de terrain en tant que source depuis l'analyse du signal sismique produit [Suriach *et al.*, 2000 ; Brodsky *et al.*, 2003 ; La Rocca *et al.*, 2004 ; Vilajosana *et al.*, 2007 ; Huggel *et al.*, 2007 ; Cole *et al.*, 2009]. Mais ce processus d'inversion n'est pas trivial et demande la prise en compte du rôle de la topographie sous-jacente, de la masse déstabilisée, de la géométrie de la rupture, de la dynamique de l'écoulement, des paramètres de friction du milieu dans lequel se propagent les ondes sismiques, *etc.* La modélisation numérique d'effondrement gravitaire, couplée à la simulation des signaux sismiques générés par la contrainte imposée par le glissement sur la pente, offre un cadre unique pour répondre à ces questions. L'initiation de ce travail est présentée ici et constitue une première dans le domaine.

Le 18 septembre 2004, une masse rocheuse de 2,5 millions de mètres cubes s'est arrachée du versant Sud du mont Thurwieser (Alpes Italiennes) et s'est effondrée au delà du glacier de Zebrù, 2,2 kilomètres en aval à 350 mètres des limites du village de Baita del Pastor (46°28'N, 10°31'E, Figure 3.1). Il a été montré numériquement que la présence du glacier sur le passage de l'effondrement a joué un rôle sur sa dynamique [Sosio *et al.*, 2008].



FIG. 3.1: Image Spot des dépôts de l'avalanche de Thurweiser Punta, *Italie*. Le parcours de l'avalanche est indiqué par les tirets. Le sommet de la Punta culmine à 3574 m et le front des dépôts est à 2275 m en aval.

De surcroît, deux stations sismiques Fuorn et Berni localisées en Suisse ont enregistré l'effondrement de Thurwieser (Figure 3.2). La magnitude est estimée à $M_w = 3.5$ (Figure 3.3). En col-

laboration étroite avec Pascal Favreau (équipe de sismologie à l'IPG de Paris) un couplage entre la modélisation d'effondrement gravitaire et la simulation des ondes sismiques a été entrepris. Les objectifs de ce travail sont

(1) évaluer la faisabilité de ce couplage, (2) analyser l'effet du glacier et des paramètres de friction sur les ondes sismiques générées, (3) analyser les ondes sismiques pour remonter aux paramètres de friction [Favreau *et al.*, 2010].

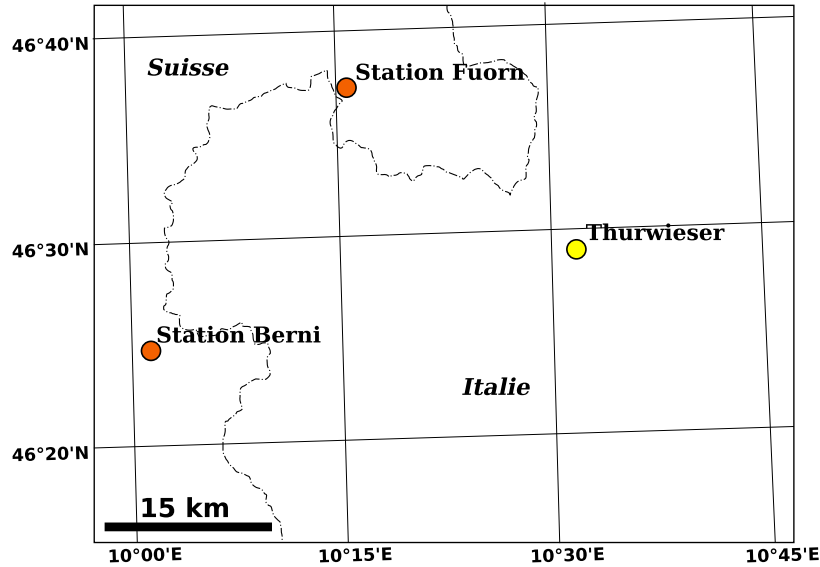


FIG. 3.2: Localisation des stations sismiques Fuorn et Berni situées en Suisse respectivement à 25.38 km et 39.6 km du glissement de terrain Thurwieser.

3.2 Dynamique et paramètres de friction

Une série de simulations numériques a été menée à partir du modèle numérique de terrain pré- et post-avalanche fourni par Sosio *et al.*, [2008]. Ce MNT a été réduit à une résolution spatiale de 2 mètres soit 1473×983 points de grille. Le matériau mis en jeu dans ce glissement de terrain est essentiellement constitué de calcaire dont la friction attendue est typique d'un matériau granulaire sec.

En reprenant l'approche classique en modélisation des glissements de terrain, un angle de friction empirique ($\tan(\delta) = \mu$) a été utilisé afin d'obtenir la bonne distance de parcours observée sur le terrain. Pour $\delta = 26^\circ$, la masse reste en totalité sur le plateau, avant la rupture de pente, et la phase

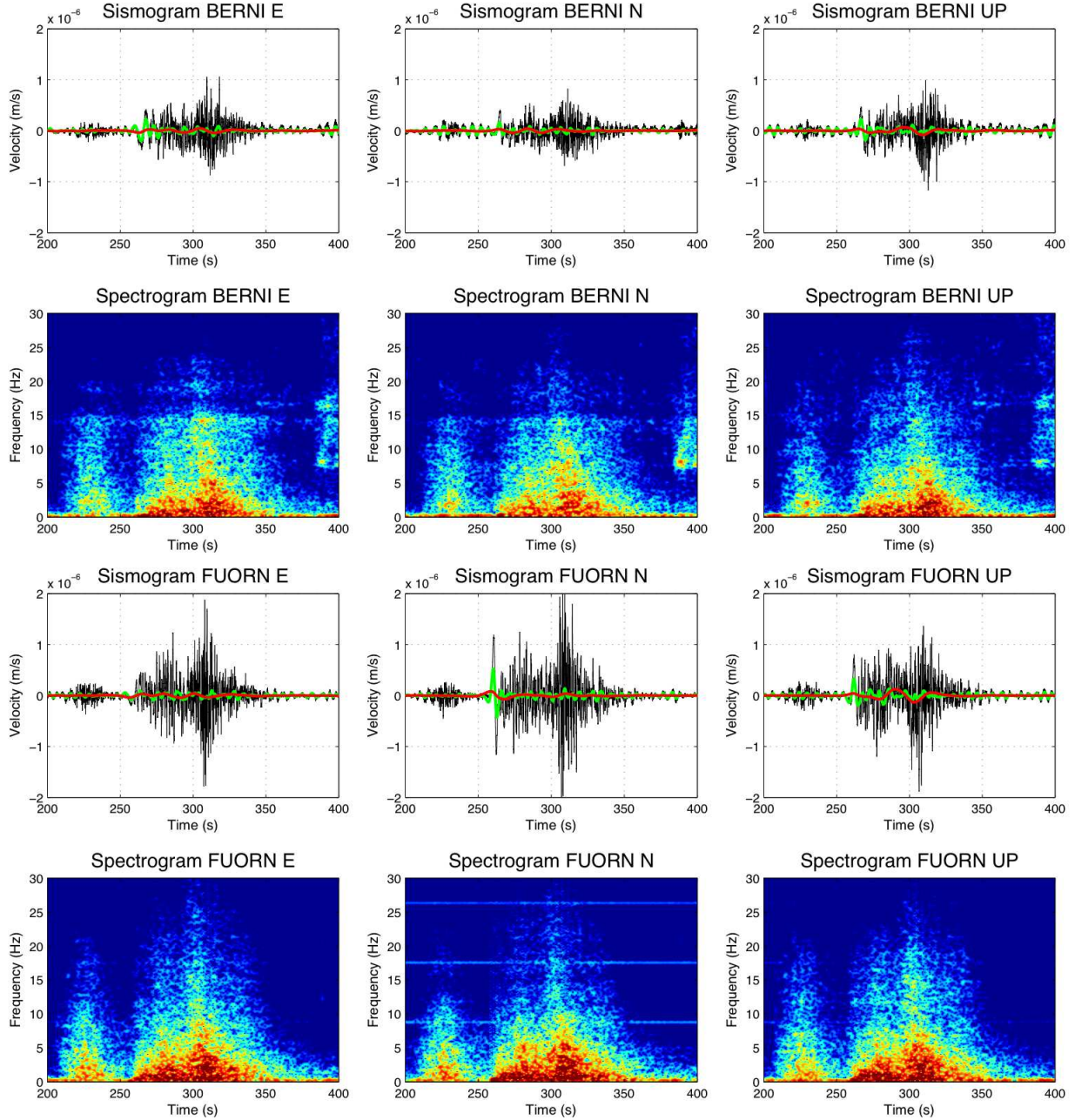


FIG. 3.3: Sismogrammes non filtrés (courbes noires), filtrés à 5–15s (courbes vertes) et à 20–50s (courbes rouges) avec le spectrogramme associé pour les trois composantes sur les deux stations Berni et Fuorn. Données fournies par Giovanni Crosta (Université de Milan, *Italie*).

d'arrêt est observée à $t = 38s$. La distance de parcours maximale observée sur le terrain est atteinte pour $\delta = 23^\circ$ au bout de 112 secondes (Figure 3.4).

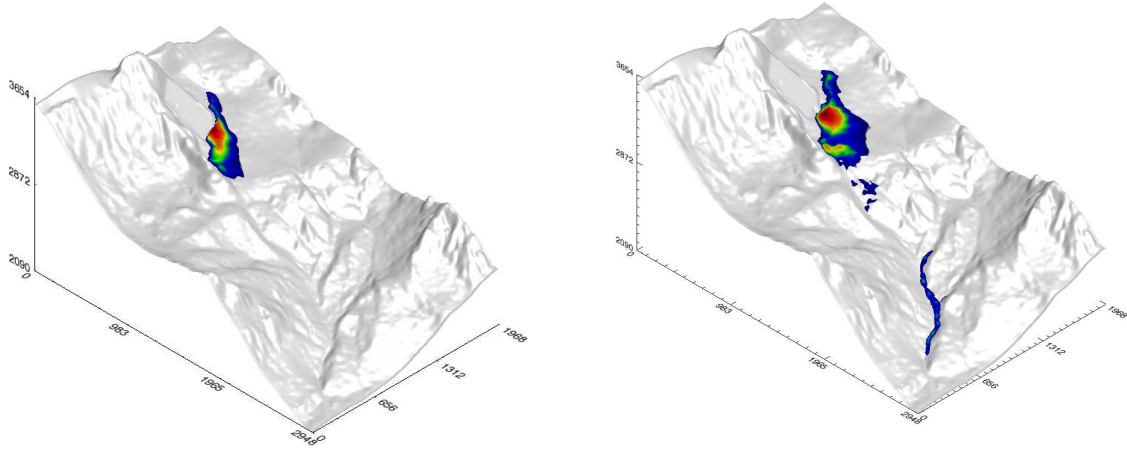


FIG. 3.4: (gauche) Dépôts obtenus par modélisation pour un angle de friction unique $\delta = 26^\circ$. (droite) Dépôts simulés pour $\delta = 23^\circ$.

Afin de prendre en compte l'effet du glacier sur la dynamique de l'écoulement, la friction a été réduite à l'endroit où il se trouvait (Figure 3.5). Les résultats obtenus pour $\delta_v = 26^\circ$ (friction sur les versants) et $\delta_g = 9^\circ$ (friction sur le glacier) sont montrés sur la Figure 3.6. L'arrêt a lieu à $t_f = 92s$.

La prise en compte du glacier, implique une dynamique très différente. L'écoulement subit une forte accélération en sortie du glacier (Figure 3.7) [Favreau *et al.*, 2010]. De surcroît, la faible friction au niveau du glacier implique que l'ensemble de la masse s'effondre vers l'aval. Ainsi, aucun dépôt n'est observé sur le plateau amont contrairement aux dépôts obtenus avec la première simulation (Figure 3.4). Ce second scénario permet de retrouver la forme et la localisation des dépôts observés sur le terrain [Sosio *et al.*, 2008] .

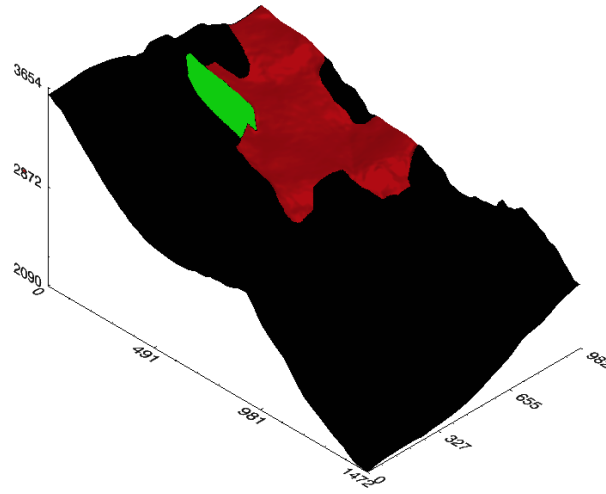


FIG. 3.5: Localisation des filtres contrôlant les paramètres de friction : La zone en noir correspond aux versants rocheux ($\delta = \delta_v$), la zone en vert correspond au plan de rupture ($\delta = \delta_r$) et la zone en rouge correspond au glacier (avec $\delta = \delta_g$).

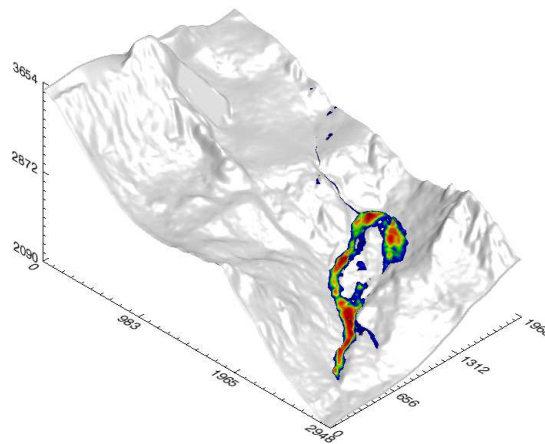


FIG. 3.6: Simulation avec $\delta_v = 26^\circ$, $\delta_r = 26^\circ$ et $\delta_g = 6^\circ$ représentant respectivement les angles de friction sur les versants, le plan de rupture et le glacier.

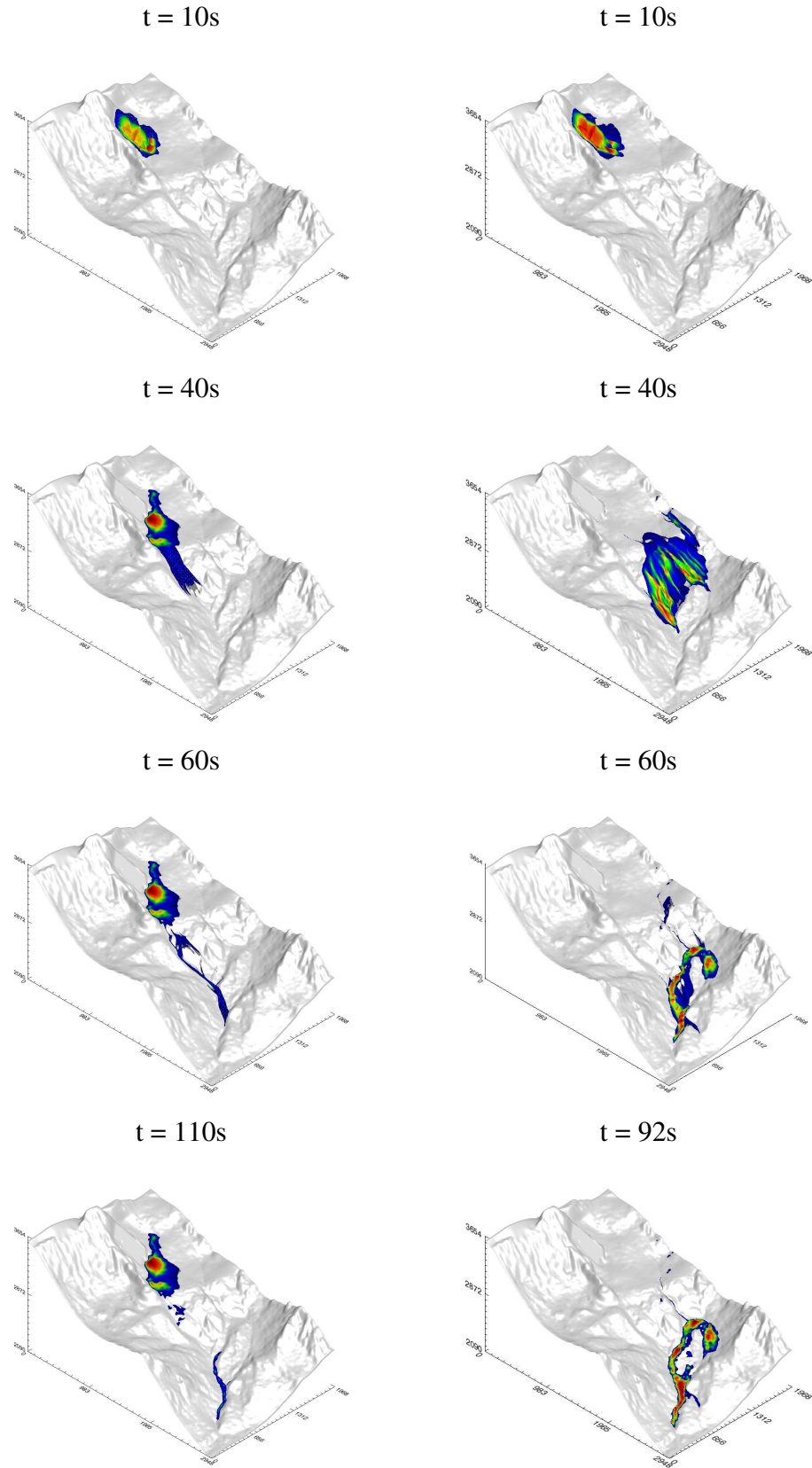


FIG. 3.7: Évolution temporelle issue de la simulation pour (à gauche) le cas sans glacier ($\delta_v = 23^\circ$) et (à droite) avec glacier ($\delta_v = 26^\circ$ et $\delta_g = 6^\circ$) au temps 10, 40, 60 s, le temps d'arrêt étant respectivement $t_f = 110$ s et $t_f = 92$ s.

3.3 Génération d'un signal sismique depuis une force ponctuelle

La masse en mouvement génère un champ de contrainte basale qui dépend du temps et qui s'applique à la surface du terrain. Cette contrainte génère des ondes sismiques. Dans le référentiel lié à la topographie ($\mathbf{e}_X, \mathbf{e}_Y, \mathbf{e}_Z$), avec $\mathbf{e}_Z$ orienté vers le haut et ($\mathbf{e}_X, \mathbf{e}_Y$) définissant alors un référentiel orthonormé, la contrainte $\mathbf{T} = (T_X, T_Y, T_Z)$ est alors définie par

$$\mathbf{T}(x, y, z) = \rho g h \left(\cos \theta + \frac{\mathbf{u}_h^t \mathcal{H} \mathbf{u}_h}{g \cos^2 \theta} \right) \left(\mu \frac{u_X}{\|\mathbf{u}\|}, \mu \frac{u_Y}{\|\mathbf{u}\|}, -1 \right), \quad (3.3.1)$$

avec $\mathbf{u}_h = (u_x, u_y)$ la vitesse projetée dans le plan horizontal, g l'accélération de la gravité et ρ la masse volumique de l'écoulement. L'expression (3.3.1) illustre que la source est fonction de la charge/décharge, liée aux variations en temps et en espace de l'épaisseur de l'écoulement, elle-même fonction des équilibres complexes entre force d'inertie, gradient de pression, gravité, force de friction et accélération centrifuge liée au rayon de courbure de la topographie qui intervient dans le terme contenant $\mathcal{H}$ de l'équation (3.3.1) [Mangeney-Castelnau et al., 2007]. Ainsi, la résultante¹ des forces calculée depuis ce champ de contrainte (équation (3.3.1)) est alors utilisée comme source pour générer des ondes sismiques (Figure 3.8) [Favreau et al., 2010].

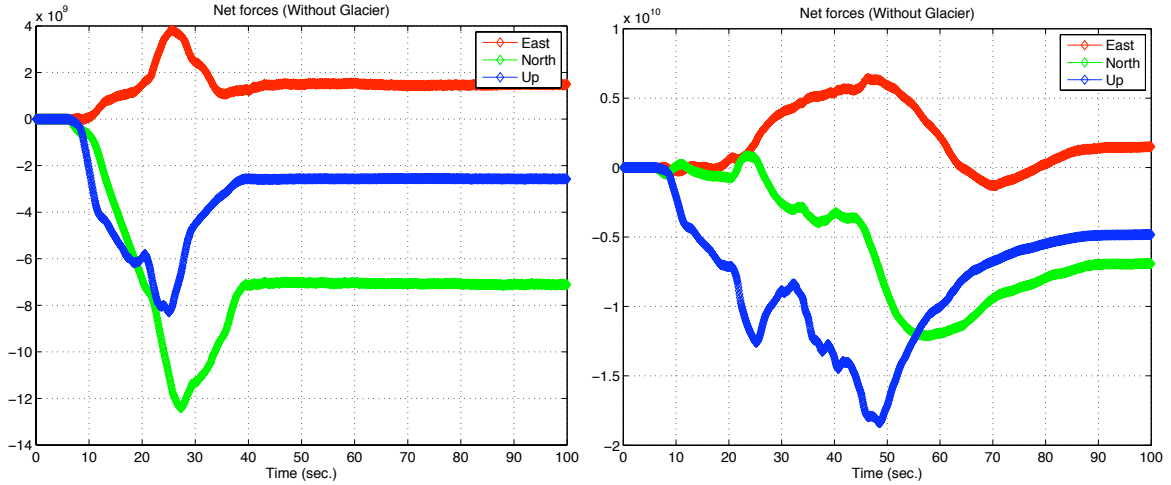


FIG. 3.8: Résultantes des forces obtenues respectivement de gauche à droite sans et avec la prise en compte du glacier.

La nature continue du modèle *shaltop* implique que seules les basses fréquences peuvent être modélisées. En effet, les hautes fréquences liées à la chute et aux impacts de blocs ne peuvent pas

¹obtenue par intégration spatiale de la contrainte par unité de surface projetée, à laquelle la valeur initiale est retirée pour chaque sortie en temps.

apparaître dans le signal source généré par ce type de modélisation. C'est pour cette raison que les signaux sont filtrés et analysés dans une gamme de période T comprise entre 5 et 50 secondes. Pour une période $T \geq 20s$, la longueur d'onde caractéristique est $\lambda = cT > 50 km$ pour une vitesse $c = 2500 km/s$. Dans cette gamme de fréquence, les effets liés à la topographie et aux hétérogénéités sont considérés comme faibles. Ainsi, le signal sismique peut être considéré dans cet exemple comme un champ proche au regard des distances entre la source et les deux stations ($25 < d < 40 km$) (Figure 3.2). appropriée.

Modèle de propagation d'ondes :

Le modèle de propagation d'ondes sismiques à partir d'une force ponctuelle a été développé par Pascal Favreau (IPGP) à partir des travaux de *Kennett and Kerry*, [1979] et de *Bouchon*, [1981]. Ce modèle résout les équations de l'élasto-dynamique dans un demi-espace stratifié horizontalement, pour une sollicitation effectuée par une force ponctuelle à la surface.

Dans le modèle employé, les effets topographiques et de structure sont négligés. Une condition de surface libre est imposée en haut du modèle avec des conditions de continuité à chaque interface du milieu stratifié (6 couches horizontales sont considérées ici). Les déplacements et les contraintes sont obtenus de manière discrète en surface, à la distance r et à l'azimuth θ de la source par la méthode des nombres d'ondes discrets [*Bouchon*, 1981] à partir de la réponse fréquentielle et du diagramme de radiation par une transformée de Laplace en temps et une transformée de Fourier en espace horizontal x, y . Le déplacement u au temps t et au point i, j est alors obtenu depuis

$$u_{ij}(t, r, \theta) = \sum_{n=0}^2 R_{ijn}(\theta) \int_{\epsilon-i\infty}^{\epsilon+i\infty} e^{pt} dp \int_0^{\infty} T_n(p, k) J_n(kr) k dk \quad (3.3.2)$$

où $R_{ijn}(\theta)$ sont les termes de radiation, $T_n(p, k)$ la réponse fréquentielle du milieu à la sollicitation et J_n la fonction de Bessel² d'ordre n .

3.3.1 Résultats

À partir du champ de contrainte $\mathbf{T}(x, y, z, t)$ issu de la modélisation de l'avalanche de roche, deux types de sources ont été calculés : (1) une source obtenue par intégration spatiale sur l'ensemble

²Solutions de l'équation différentielle de Bessel.

du champ de contrainte, (2) plusieurs sources qui sont chacune une intégration spatiale d'un kernel de points (16×16) de la grille complète. Le cas multisource, permet d'avoir une description de la distribution spatiale du champ de contrainte tout en réduisant le nombre de points et donc le temps de calcul.

Le code de calcul de force ponctuelle est en mesure de prendre en compte une ou plusieurs sources. La Figure 3.9 illustre que les différences observées entre le mono- et le multi-source sont très faibles. Ceci s'explique par les dimensions du glissement lui-même (volume de la masse, et distance de parcours...), au regard des distances qui le sépare des stations d'enregistrement Fuorn et Berni.

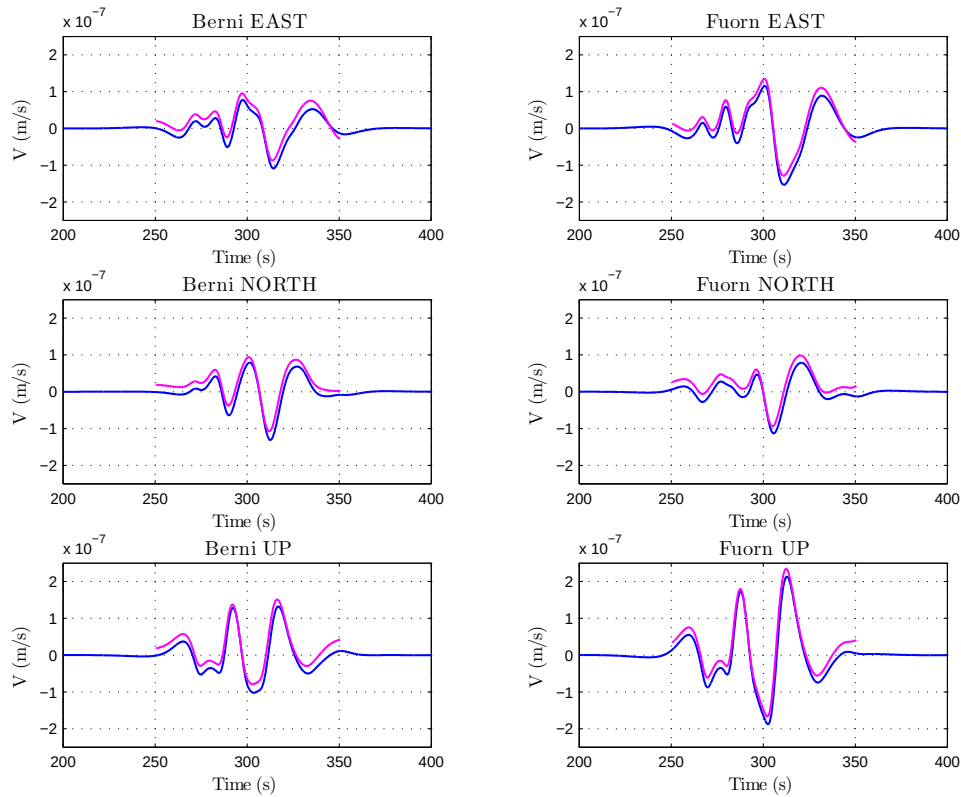


FIG. 3.9: Comparaison entre les résultats monosources (violet) décalées verticalement de $+2.10^{-8}$ et multi-sources (bleu) pour chaque composante aux deux stations. *Signaux filtrés entre 20 et 50s.*

Les résultats non filtrés sont illustrés sur la Figures 3.10. Les résultats filtrés entre 10 et 30 secondes sont illustrés en Figure 3.11. Et les résultats filtrés entre 20 et 40 secondes sont illustrés en Figure 3.12. Il apparaît clairement que le signal obtenu sur la station Fuorn est meilleur que celui de la station Berni. La distance à l'événement peut expliquer ces différences.

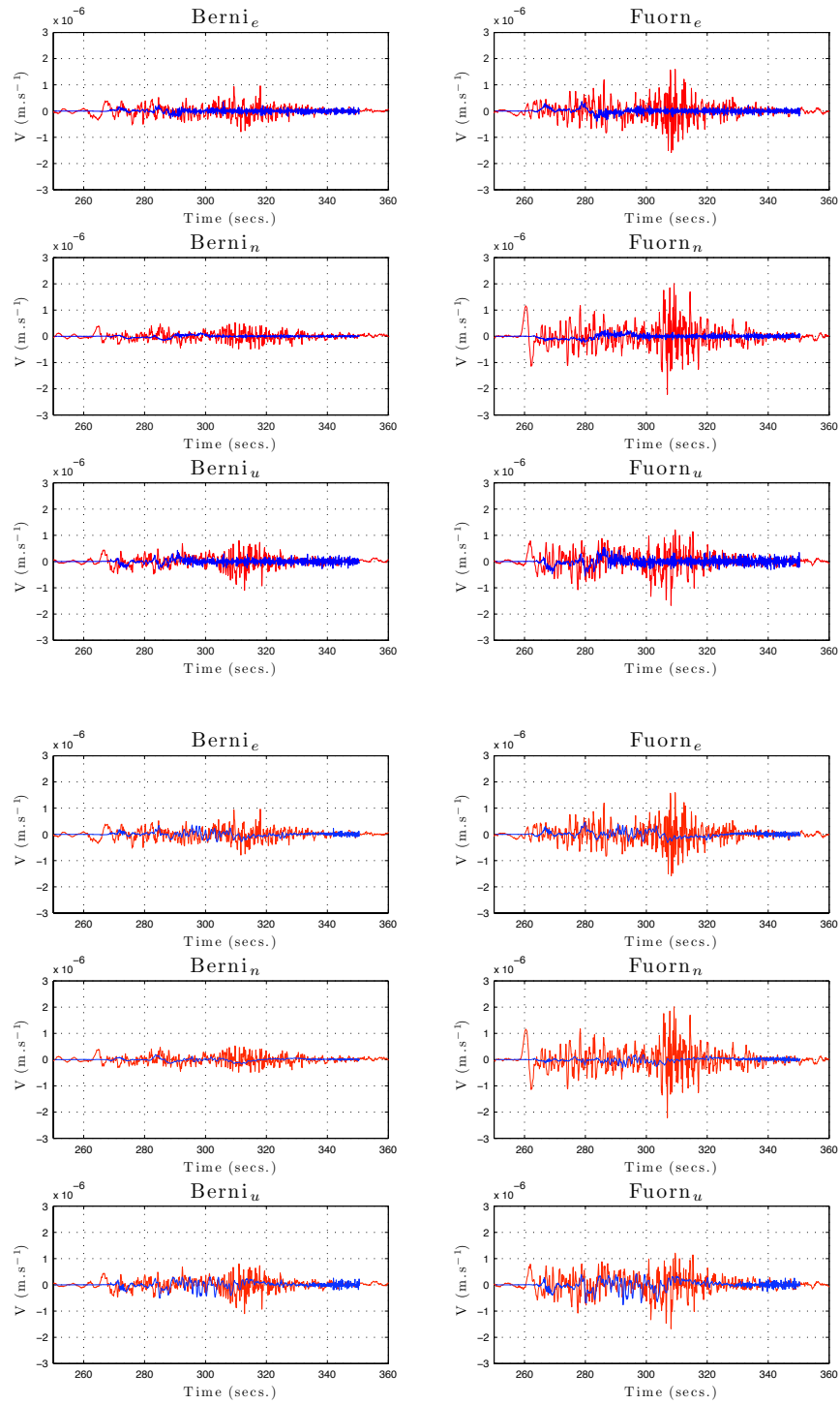


FIG. 3.10: (haut) Sismogrammes non filtrés obtenus depuis la modélisation sans la prise en compte du glacier ($\delta = 23^\circ$). (bas) Sismogrammes non filtrés obtenus depuis la modélisation avec glacier ($\delta_v = 26^\circ$ et $\delta_g = 6^\circ$). (Observations en rouge, simulations en bleu).

Pour l'ensemble des tests effectués, la phase et l'amplitude des ondes sismiques simulées sont en bon accord avec les enregistrements dans les gammes de fréquence exploitables (10-40 secondes). Les amplitudes sont de l'ordre de $V_{up} \simeq 1.2 \times 10^{-7} m.s^{-1}$ pour la station Fuorn et $V_{up} \simeq 0.5 \times 10^{-7} m.s^{-1}$ pour la station Berni. De plus, les premiers mouvements sont correctement obtenus avec et sans la prise en compte du glacier.

La prise en compte du glacier permet, en revanche, d'obtenir les derniers mouvements observés sur les données. Sur la Figure 3.13 où les composantes verticales pour les deux stations ont été assemblées, il apparaît clairement que le second pic à $t = 40s$ n'est pas obtenu si le glacier n'est pas pris en compte dans la simulation. La majorité de la masse est à ce moment là en décélération et ne va pas tarder à s'arrêter (Figure 3.7), même si une faible partie continue de s'étaler en aval. À l'inverse, lorsque l'effet du glacier est pris en compte, l'ensemble du signal est modélisé, à la fois en amplitude et en phase, et le second pic à $t = 40s$ est correctement reproduit. C'est à ce moment que la masse dépasse le glacier et arrive à la rupture de pente (Figure 3.7). Ces résultats amènent à interpréter ce second pic à $t = 40s$ comme la réponse du sol à l'accélération de la masse sur le glacier. Ce phénomène est correctement reproduit par la modélisation. Ces simulations montrent l'influence de la rhéologie et de la topographie sur le signal sismique généré. Ainsi, il paraît possible d'accéder depuis l'enregistrement sismique à des informations sur la dynamique et la rhéologie d'un effondrement gravitaire, si les effet topographiques sont correctement pris en compte. En outre, les différents tests concernant l'angle de friction employé pour modéliser l'effet du glacier montrent que celui-ci est compris entre 4 et 8 degrés. Les meilleurs résultats en comparaison avec la sismologie sont obtenus avec $\delta_g = 6^\circ$ (Figure 3.14). Ceci montre que le glacier a un effet lubrifiant significatif sur la dynamique de l'écoulement, puisqu'une diminution de 20 degrés de l'angle de friction est nécessaire.

Dans le détail, on note des différences au début du signal sismique. Les amplitudes observées sont plus élevées que les amplitudes simulées. La rupture avant l'effondrement n'est pas modélisée. On s'attend à ce que celle-ci génère un signal haute-fréquence. D'autre part, les modèles de type onde longue ont tendance à être trop rapides lors de la phase de déclenchement. Il n'est donc pas surprenant que les premiers mouvements ne soient pas correctement modélisés.

Le couplage entre modélisation numérique d'avalanche de roche et génération d'onde sismique permet également de mettre en évidence l'importance des forces de courbure. La figure 3.15 illustre l'écart obtenu entre la simulation avec courbure et la simulation sans prise en compte de la cour-

bure. Qualitativement, le signal généré depuis la simulation avec prise en compte de la courbure se rapproche beaucoup plus des données (Figure 3.15). Aussi, le rapport de l'énergie (Intégration temporelle du signal) simulée sur les celles mesurée est 0.99 pour la simulation avec courbure et 0.56 pour la simulation sans courbure. Ceci illustre l'importance de la prise en compte des forces de courbures qui peuvent atteindre jusqu'à 20% des forces totales.

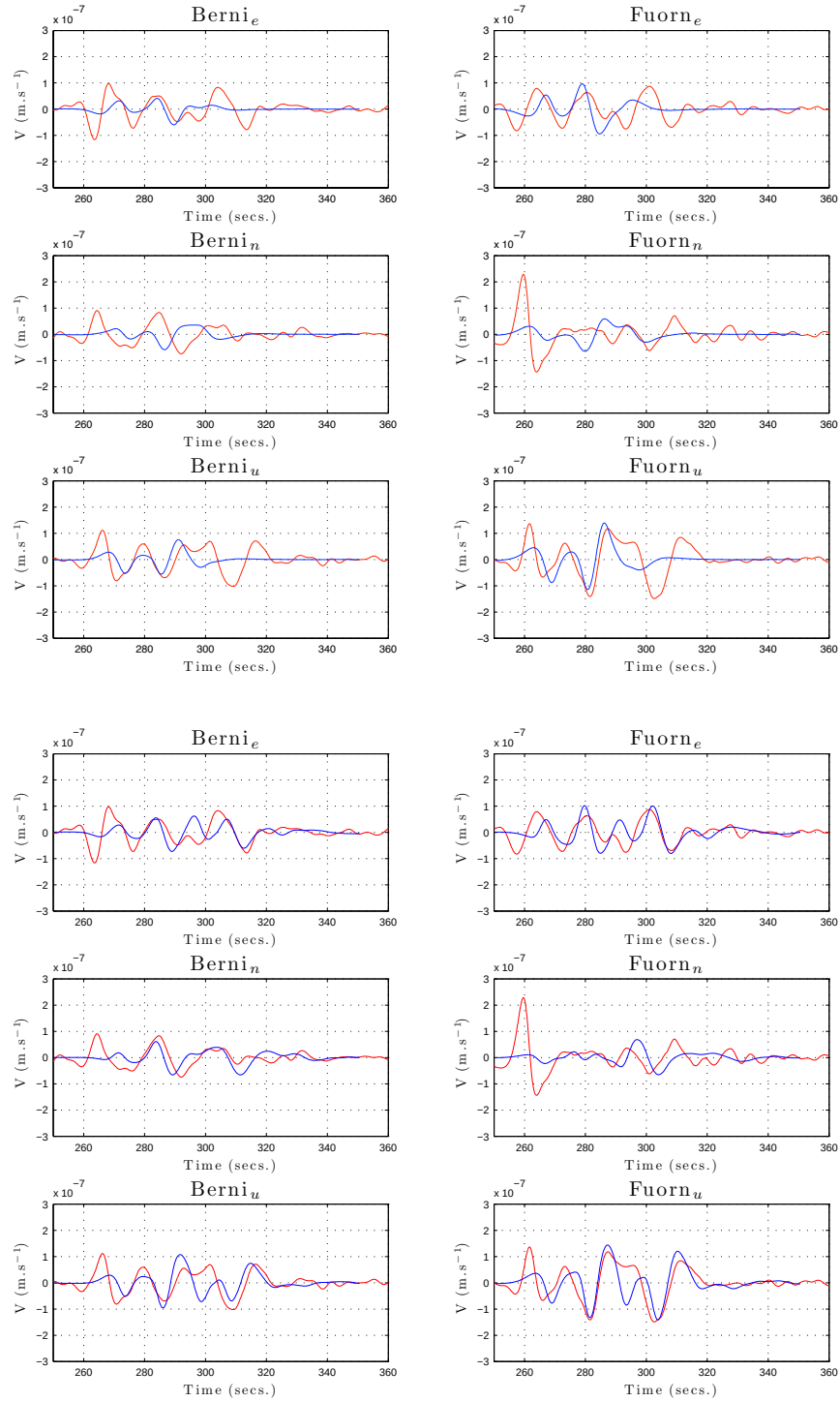


FIG. 3.11: Sismogrammes filtrés entre 10 et 30 secondes, (haut) obtenus sans la prise en compte du glacier ($\delta = 23^\circ$) et (bas) avec la prise en compte du glacier ($\delta_v = 26^\circ$ et $\delta_g = 6^\circ$). (Observations en rouge, simulations en bleu)

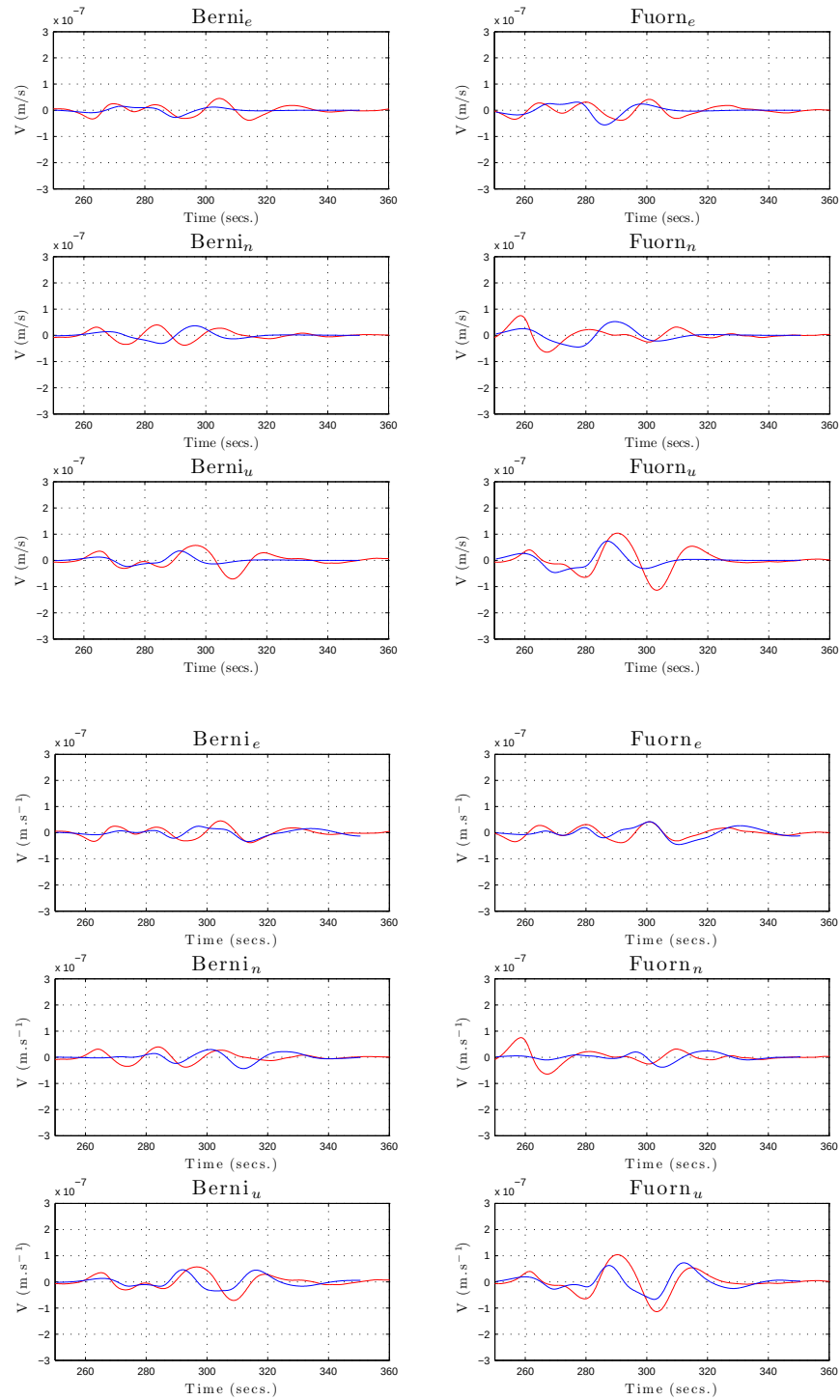


FIG. 3.12: Sismogrammes filtrés entre 20 et 40 secondes, (haut) obtenus sans la prise en compte du glacier ($\delta = 23^\circ$), (bas) et avec la prise en compte du glacier ($\delta_v = 26^\circ$ et $\delta_g = 6^\circ$). (Observations en rouge, simulations en bleu).

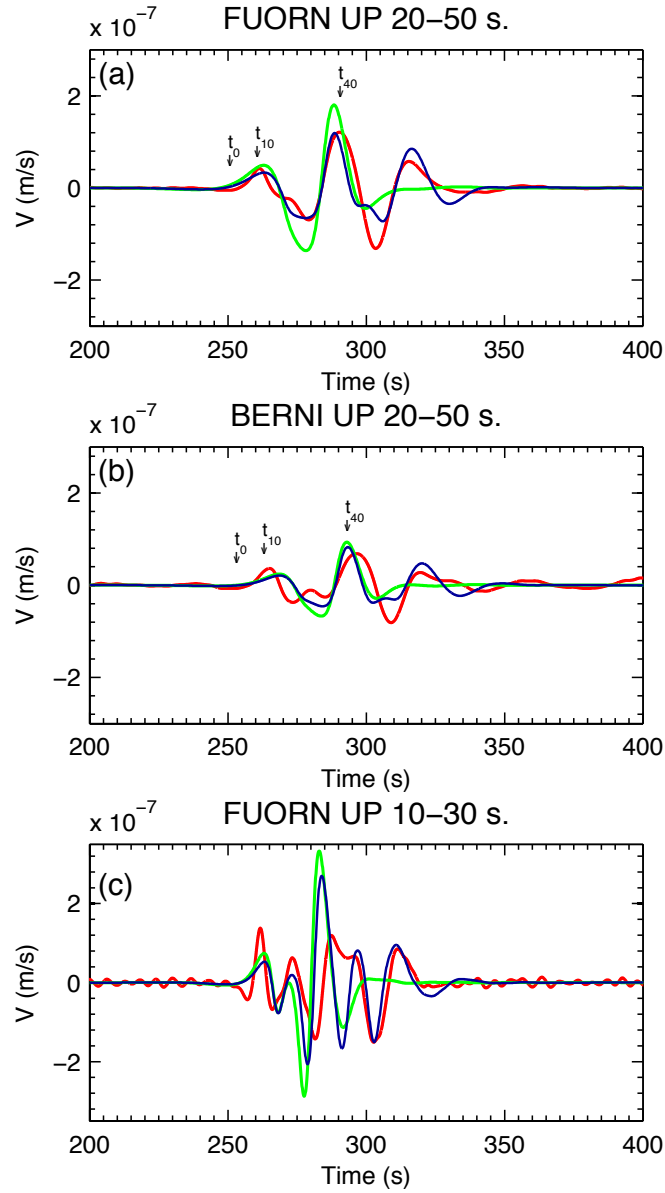


FIG. 3.13: (a) Sismogrammes filtrés entre 20 et 40 secondes pour la composante verticale à la station Fuorn. (b) Sismogrammes filtrés entre 20 et 40 secondes pour la composante verticale à la station Berni. (c) Sismogrammes filtrés entre 10 et 30 secondes pour la composante verticale à la station Fuorn. (Observations en rouge, modélisation sans glacier en vert, modélisation avec glacier en bleu). Figure utilisée dans [Favreau et al., 2010]

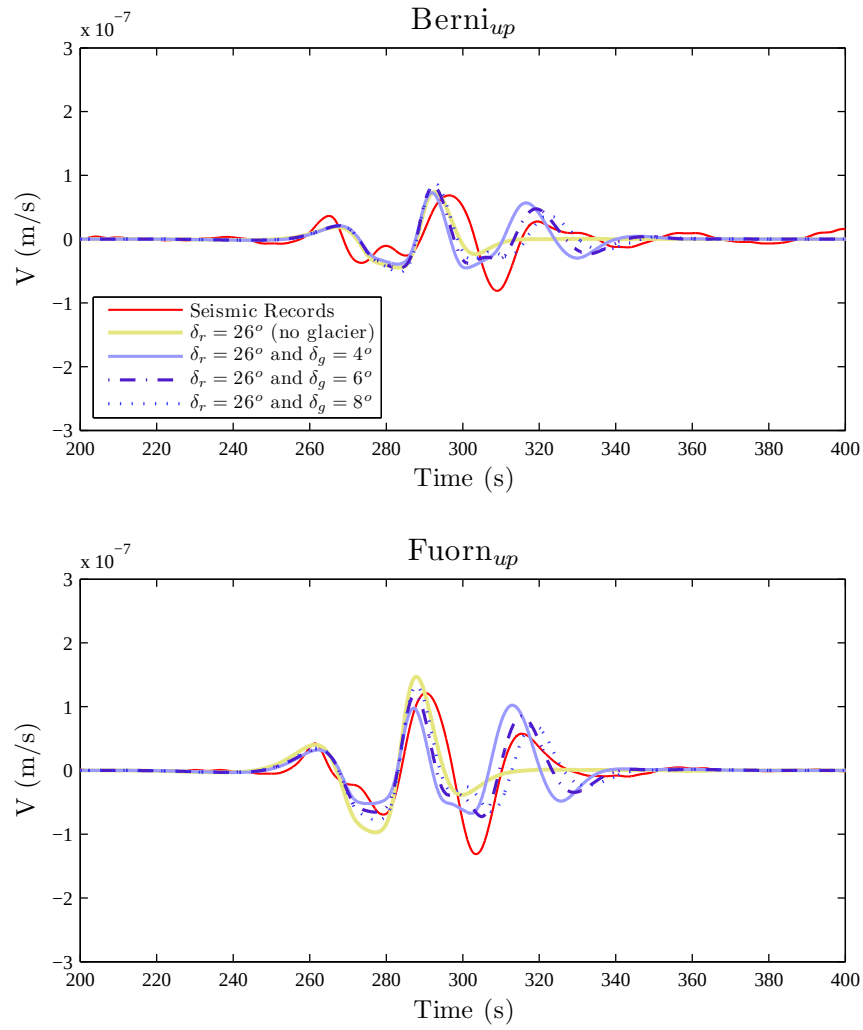


FIG. 3.14: Effet de l'angle de friction au niveau du glacier δ_g . Signaux filtrés entre 20 et 50s.

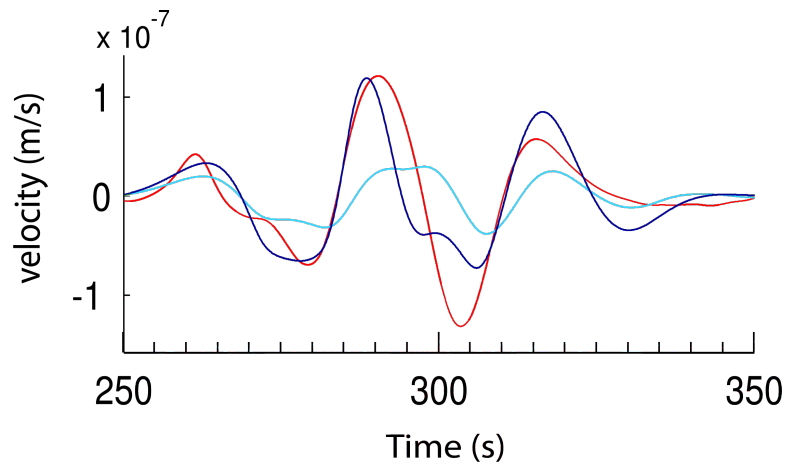


FIG. 3.15: Effet de la courbure topographique pour la composante verticale de la station Fuorn. Données (en rouge), simulation avec courbure (en bleu), simulation sans courbure (en cyan). Signaux filtrés entre 20 et 50s.

3.4 Conclusions

Les ondes sismiques générées depuis la modélisation numérique de glissement de terrain sont en bon accord avec les signaux sismiques basses fréquences enregistrés ($T > 15$ s). Ceci montre que le modèle est capable de rendre compte des contraintes de manière réaliste sur une topographie complexe.

Par ailleurs, l'analyse des ondes sismiques générées par un glissement de terrain semble permettre de discriminer des scénarii d'écoulement (comme la présence ou non d'un glacier pour le cas étudié ici) et, le cas échéant, d'en évaluer l'influence sur la propagation de la masse. En effet, les signaux sismiques diffèrent suffisamment pour discriminer les paramètres de friction. Ce couplage entre modélisation d'effondrement gravitaire et simulation des ondes sismiques se montre ainsi être un outil pertinent pour l'étude de la phase dynamique d'une avalanche de roche. Cette méthode permet de plus d'estimer le volume impliqué.

Le modèle d'écoulement gravitaire est en mesure de correctement reproduire les observations dans la gamme de fréquences $f \in [0.02, 0.1]$ Hz. Une large part du spectre n'est donc pas exploitée dans cette étude. Des informations sur la dynamique sont probablement présentes dans les fréquences plus élevées $f \in [1, 10]$ Hz. Il convient à l'avenir d'exploiter ces fréquences.

En outre, la densité des réseaux de surveillance sismique installés dans les zones à risques (volcans, montagnes...) constitue une base de données importante permettant d'y appliquer la méthode utilisée ici. Ainsi, l'analyse de la dynamique des instabilités gravitaires par la sismologie devrait apporter de meilleures connaissances sur de nombreux cas.

Chapitre 4

Données et Méthodologies

4.1 Introduction

Si la modélisation numérique s’est montrée pertinente pour l’étude de la dynamique des glissements de terrain, cet outil nécessite des données précises de la topographie et de la masse impliquée dans le glissement. En effet, pour les besoins de la modélisation, la topographie pré-glissement, la géométrie de la surface de rupture ainsi que celle de la masse qui va s’effondrer doivent être reconstituées à partir des observations fournies par l’imagerie et la topographie. De plus, la connaissance de la géométrie des dépôts observés sur le terrain doit être précise, de manière à pouvoir la comparer avec les résultats numériques.

La grande majorité des exemples étudiés dans ce travail de thèse se trouvent sur Mars. Sur Terre, les données topographiques (SRTM et ASTER) sont disponibles en ligne. En revanche, les images SPOT et LandSat sont plus difficile d’accès, certaines sont même payantes. Si obtenir les données martiennes brutes ne pose pas de difficulté, le traitement de celles-ci est à la charge de l’utilisateur et requiert des procédés de traitement d’image et de reconstruction topographique. Ainsi, ce travail s’inscrit à l’interface entre sciences de la Terre, planétologie et mathématiques appliquées.

L’identification des dépôts est réalisée à partir d’imagerie satellitaire dans la gamme spectrale visible à infrarouge. En parallèle, nous avons assemblé les données topographiques disponibles depuis le PDS¹. Sous un logiciel de cartographie vectorielle, les données (imagerie + topographie) ont été assemblées entre elles de manière à éditer la topographie et ainsi obtenir la surface pré-glissement.

¹Planetary Data System : <http://pds.jpl.nasa.gov>

Après avoir décrit les données et les traitements de celles-ci, les procédés d'extraction topographique à haute résolution seront présentés. Enfin, la méthode de reconstruction de topographie pré-glissement sera détaillée.

4.2 Imagerie

Deux types d'imagerie ont été employés dans cette étude. D'une part, l'imagerie visible à moyenne et haute résolution, fournie par les caméra HRSC, THEMIS-Vis., MOC, CTX et HiRISE, apporte des informations morphologiques sur les objets, d'autre part, la caméra infra-rouge THEMIS-IR fournit des informations qualitatives sur la nature des objets observés.

Avant de rentrer dans les détails, voici toutes les données disponibles avec spécifiées celles qui sont utilisées ici.

4.2.1 Imagerie visible

HRSC (*High Resolution Stereoscopic Camera*)

Élaborée au DLR à Berlin et embarquée sur la sonde européenne Mars Express (MEX) lancée en 2003, La caméra HRSC produit des images sur 9 canaux dans le visible avec une résolution pouvant atteindre 10 m/pixel selon les orbites. Un mode stéréoscopique permet également d'effectuer des MNT (50-120 m de résolution au sol). Cependant, le traitement, lourd en calcul et en temps, demande des algorithmes non distribués à la communauté, il n'a donc pas pu être réalisé pour cette étude [Neukum *an* Jaumann, 2004].

THEMIS Visible (*Thermal Emission Imaging System*)

Embarquée sur la sonde Mars Odyssey (MO) lancée en 2001, la caméra visible THEMIS travaille sur 5 canaux centrés entre 0,425 et 0,860 μm dans le spectre visible [Christensen *et al.*, 2003]. En pratique, les images fournies par THEMIS visible n'ont pas été utilisées ici car elles n'offrent pas d'intérêt particulier au regard d'autres données comme HRSC ou CTX.

MOC (*Mars Orbiter Camera*)

À bord de Mars Global Surveyor (MGS),² MOC a fourni des images visibles jusqu'à 1,3 m/pixel de résolution permettant une étude morpho-géologique détaillée comme pour la limite des dépôts des glissements de terrain. L'appareil fonctionne dans des longueurs d'onde du visible entre 0,5 et 0,8 μm avec une largeur de la fauchée d'environ 3 km [Malin et al., 1998].

CTX (*Context Camera*)

À bord de la sonde Mars Reconnaissance Orbiter (MRO), cette caméra est similaire à MOC³, 1 canal couvrant la gamme spectrale de 0,5 à 0,8 μm . À la différence de la caméra MOC, la largeur de la scène acquise atteint 30 km avec une longueur de 160 km. Ainsi, la couverture est très grande ce qui réduit le mosaïquage [Malin et al., 2007].

HiRISE (*High Resolution Imaging Science Experiment*)

Également à bord de MRO, la caméra HiRISE offre des images à très haute résolution spatiale (0,3 m/pixel) sur quatorze canaux de 0,1 à 1 μm . Dix de ces canaux correspondent à la bande rouge (550–850 nm) et acquièrent des images sur 20 000 $\times$ 126 000 pixels, ce qui génère des fichiers parfois difficiles à manipuler à cause de la taille (plusieurs Go par image). Outre la résolution des images, cette caméra offre pour quelques sites des paires d'images permettant l'extraction de modèle topographique de terrain (MNT) par stéréoscopie.

4.2.2 Imagerie Infrarouge

Les images multispectrales infrarouge THEMIS IR/MO (100 m/pixel) : (*Thermal Emission Imaging System*) sont composées de 10 canaux de longueurs d'ondes comprises entre 6,8 et 14,9 μm (infrarouge proche à IR thermique), avec une résolution spatiale de 100 m par pixel. Les données sont acquises à la fois de jour (caractérisation géomorphologique des objets) et de nuit (caractérisation des différences d'inertie thermique des objets géologiques observés) [Christensen et al., 2003].

²Le contact avec la sonde a été perdu à la fin de l'année 2006.

³Elle est d'ailleurs fabriquée par la même équipe : <http://www.msss.com>.

Les variations de température en surface liées aux cycles diurnes sont dépendantes des propriétés physiques et thermiques des matériaux sur les premiers centimètres du sol. Plusieurs facteurs ont des effets sur cette température comme l'*albedo*, la pression atmosphérique, la concentration de poussière, mais c'est l'inertie thermique qui contrôle principalement ces oscillations thermiques. L'inertie thermique est définie comme

$$I \equiv \sqrt{\kappa \rho C} \quad (4.2.1)$$

où κ est la conductivité thermique, ρ la densité et C la capacité calorifique spécifique. Pour une composition donnée, une surface est caractérisée par une inertie thermique différente en fonction de sa granulométrie et de son degré d'induration (Tab. 4.1 et figure 4.1). Ainsi, les terrains indurés ont une forte inertie thermique et sont caractérisés par un signal clair sur les images IR acquises de nuit. À l'inverse, les matériaux peu indurés (faible inertie thermique) sont caractérisés par un signal sombre.

Les images visibles permettent d'identifier morphologiquement les dépôts, alors que les images IR permettent d'identifier les dépôts grâce à leur texture (Figure 4.2). Les dépôts des glissements de terrain sont caractérisés par un signal plus sombre que celui des versants car le matériel se désagrège lors de l'effondrement. Ceci a pour conséquence une diminution du degré d'induration et donc de l'inertie thermique des matériaux qui constituent les dépôts du glissement.

Ainsi à l'aide du couplage de toutes les données disponibles (Tab. 4.2 et figure 4.3), une cartographie des dépôts a été réalisée pour chacun des glissements de terrain étudiés.

Matériau	Densité (Kg.m ⁻³)	Capacité thermique C (J.Kg ⁻¹ .K ⁻¹)	Conductivité thermique κ (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	Inertie thermique I (J.m ⁻² .s ^{-1/2} .K ⁻¹)
Basalte	2600	800	2,5	2280
Gravier	2300	800	0,5	960
Sable fin	1500	800	0,02	155
Poussière fine	1000	800	0,001	28

TAB. 4.1: Estimation des propriétés thermiques des matériaux de composition basaltique rencontrés sur Mars. La granulométrie et le degré d'induration varient selon les exemples. D'après [Mellon *et al.*, 2000].

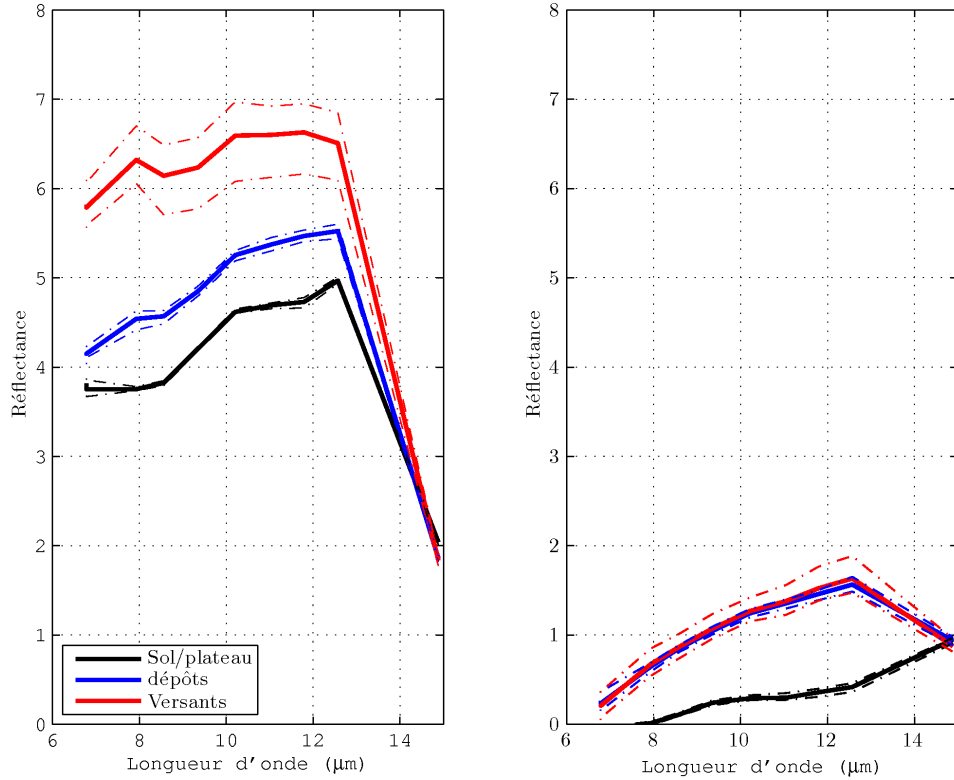


FIG. 4.1: Spectres de réflectance (rapport entre l'énergie réfléchie et l'énergie reçue par la surface) en unité arbitraire, observés sur une mosaïque THEMIS-IR acquise de jour (à gauche) et de nuit (à droite) pour différentes unités géomorphologiques (plateau, dépôts du glissement, sol et versant du relief). Trait plein : réflectance moyennée sur 16×16 pixels avec l'écart-type $\pm\sigma$ en tiretés. Les versants qui présentent des fortes variations d'orientation par rapport au Soleil montrent un écart-type plus important que les autres unités. Si de jour les spectres se différencient mal, la nuit en revanche, les dépôts du glissement de terrain se distinguent spectralement du reste des unités géomorphologiques.

Caméra (Sat.)	$\{\lambda\}$ (μm)	Canaux (n#)	Résolution (m)	Utilité (Fauchée en km)
HRSC (MeX)	[0.395–1.015]	9	[12.5–50]	Géomorphologie régionale (60)
THEMIS-Vis (MO)	[0.425–0.860]	5	[18–75]	Géomorphologie locale (20)
THEMIS-IR (MO)	[6.78–14.88]	10	100	Géologie régionale (30)
CTX (MRO)	[0.5–0.8]	1	[5–6]	Géomorphologie locale (30)
MOC (MGS)	[0.5–0.9]	1	[1.5–6]	Géomorphologie locale (6)
HiRISE (MRO)	[0.4–1.0]	14	[0.3–0.5]	Géomorphologie haute résolution (5)

TAB. 4.2: Récapitulatif des données d'imagerie avec leurs principales caractéristiques.

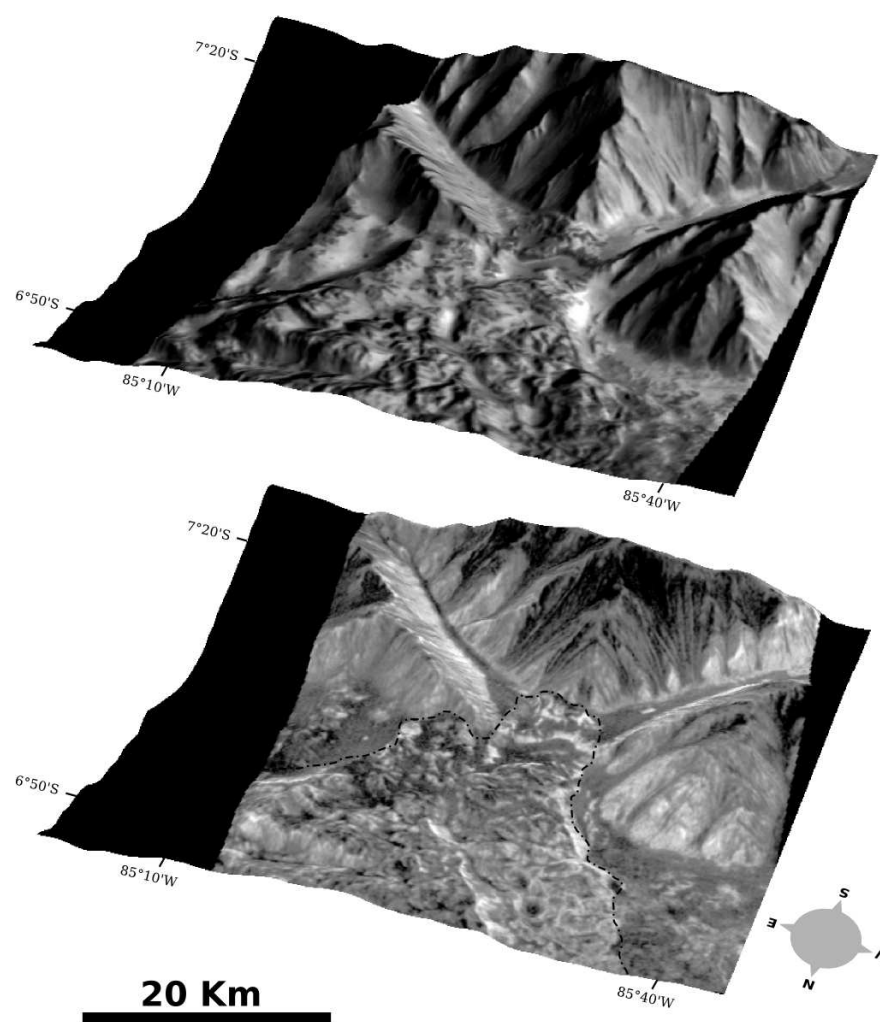


FIG. 4.2: Images multispectrales THEMIS-IR drapées sur un MNT HRSC sur le glissement de Ius Chasma (86°W , 5°S , Mars). (en haut) Image acquise de jour. (en bas) Image acquise de nuit. L'image infrarouge de nuit permet de distinguer les dépôts du glissement de terrain par rapport aux terrains environnants en l'absence de végétation, comme c'est le cas sur Mars.

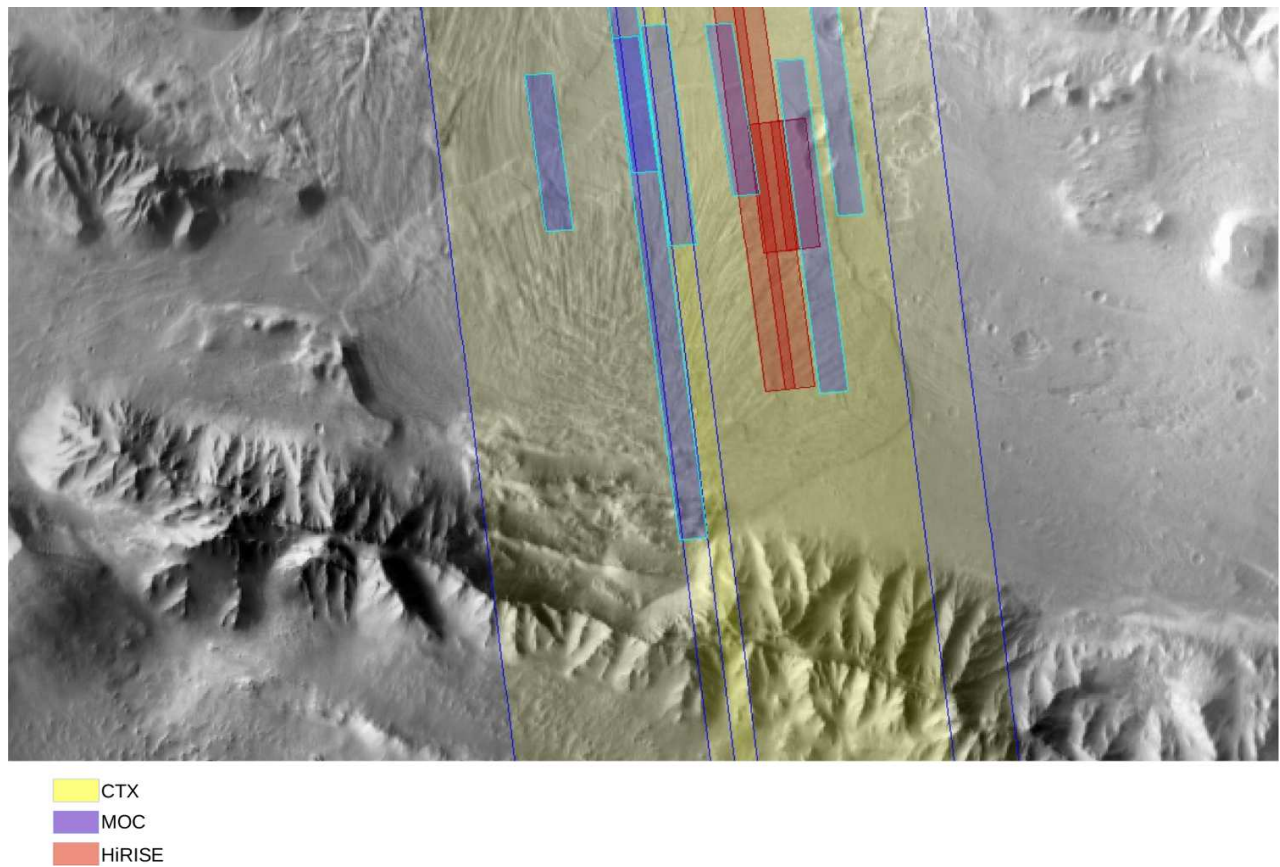


FIG. 4.3: Comparaison des empreintes sol des données martiennes CTX, HiRISE et MOC sur une mosaïque THEMIS-IR.

4.3 Traitement des images

Ces images sont acquises depuis des satellites différents et dans des conditions géométriques et photométriques variées. Aussi, la mise en commun des informations qu'elles contiennent demande un traitement radiométrique et géométrique. Ensuite, ces images doivent être projetées sur la surface martienne (Figure 4.3).

Les données d'imagerie ont toutes été traitées à l'aide de la distribution ISIS⁴ (Integrated Software for Imagers and Spectrometers) version 3. Il s'agit d'un ensemble de programmes développés et distribués par l'USGS⁵ permettant de manipuler les images acquises par les missions planétaires de la NASA⁶ et de l'ESA⁷. Les capacités uniques d'ISIS se trouvent dans la prise en compte rigoureuse des paramètres des modèles de caméras ainsi que des éphémérides des satellites qui les emportent, comme Mars Global Surveyor, Mars Odyssey, Mars Express ou encore Mars Reconnaissance Orbiter. ISIS peut ainsi importer les données brutes (disponibles sur le site du PDS⁸), les traiter puis les exporter vers des fichiers géoréférencés aux formats lisibles par des logiciels de type SIG.

4.3.1 Contenu des données

De manière générale, les images utilisées sont multi ou hyperspectrales. C'est à dire qu'elles contiennent en plus d'une information spatiale, une information spectrale à différentes longueurs d'ondes. Ainsi, une image se présente sous la forme d'une matrice 3D comme l'illustre la figure 4.4.

Chaque pixel contient une valeur numérique généralement appelée digital number (DN), qui peut alors correspondre à différentes caractéristiques physiques de la surface :

- Radiance : énergie électromagnétique émise par la surface observée,
- Réflectance : le rapport entre l'énergie réfléchie et l'énergie reçue par la surface (la source étant le Soleil),
- Émissivité : rapport entre l'énergie rayonnée par un corps et celle d'un corps noir à la même température.

⁴Distribution disponible à <http://isis.astrogeology.usgs.gov>

⁵United States Geological Survey

⁶National Aeronautics and Space Administration

⁷European Space Agency

⁸Planetary Data System, <http://pds-imaging.jpl.nasa.gov/>

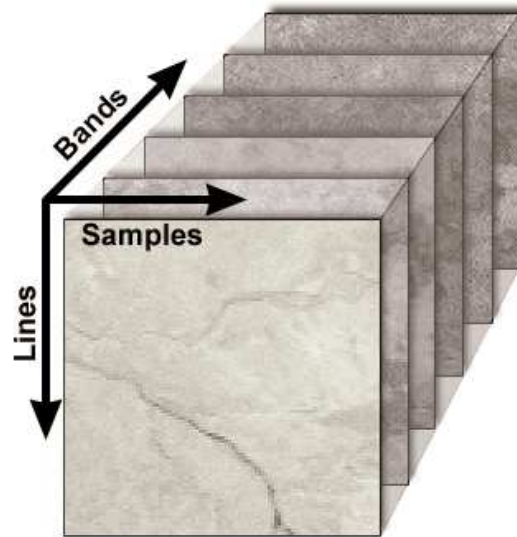


FIG. 4.4: Une image multispectrale ou hyperspectrale se présente comme une matrice 3D ou un cube défini selon trois dimensions : deux dimensions spatiales (samples et lines) et une dimension spectrale (bands).

En outre, certains pixels contiennent des informations différentes, ils sont alors qualifiés de pixels spéciaux.

Lors de l'acquisition, certains pixels du capteur reçoivent trop ou pas assez de photons. La quantité d'énergie est alors en dehors des limites de détection du capteur, on parle alors de sous-saturation lorsque cette quantité est trop faible et de sur-saturation lorsque celle-ci est trop élevée. Ces pixels sont respectivement nommés LIS (Low Instrument Saturation) et HIS (High Instrument Saturation). Lorsqu'un pixel est endommagé, aucune information n'est enregistrée, on parle de pixel NULL (No Data Collected). Par ailleurs, lors des différents traitements, l'information contenue dans l'image change. Ainsi, il existe des pixels spéciaux liés aux traitements. Les pixels LRS (Low Representation Saturation) et HRS (High Representation Saturation) sont respectivement les pixels pour lesquels l'information obtenue après traitement est inférieure et supérieure aux valeurs limites permises. Enfin, certains traitements comme le masquage ou les corrections géométriques peuvent aboutir à la suppression de l'information. Le pixel est indiqué comme NULL (Data removed). ISIS est capable d'identifier ces différents pixels spéciaux de manière à éviter toute mauvaise interprétation.

Si les images utilisées proviennent de caméras très différentes par leur conception et leurs caractéristiques propres, la chaîne de traitement est néanmoins similaire pour l'ensemble de ces données.

La première étape consiste à convertir les données brutes au format PDS (PDS files ou raw files en anglais) vers le format CUBE compréhensible par ISIS (ISIS cube en anglais). Cette opération traduit simplement l'en-tête du fichier sans modifier les données elles-mêmes.

Comme nous venons de l'évoquer, une des capacités d'ISIS est de caractériser les pixels des données brutes de missions planétaires géométriquement et photométriquement. Des informations comme la localisation, l'angle de phase, l'angle d'émission, le temps solaire local, la position du Soleil peuvent ainsi être connues pour chaque pixel. Afin de retrouver ces informations, le SPICE⁹ doit être déterminé pour chaque fichier brut. Ces données SPICE contiennent la position, la vitesse et l'orientation en fonction du temps de la caméra, les caractéristiques spécifiques de la caméra (focale, temps d'exposition, ouverture, taille des pixels...) ainsi que la position de la surface de la planète au cours du temps. Ces données SPICE qui contiennent les éphémérides du système solaire fournies avec la distribution ISIS doivent donc être mises à jour régulièrement afin de prendre en compte les nouvelles données acquises¹⁰.

4.3.2 Calibration radiométrique et correction du bruit

Les données sont maintenant prêtes à être traitées. Le premier traitement consiste à corriger du bruit les données et à les calibrer radiométriquement de manière à obtenir la réflectance de la surface observée.

Correction de bruit

Derrière le terme bruit se cache différentes anomalies liées à l'acquisition, la transmission et le post-traitement des données. Ce "bruit" peut donc être de diverse nature comme des effets mouche-tés, piqués, tâchés, réticulaires etc. Ainsi, trois types de bruits se distinguent :

- Bruit aléatoire : lié à des erreurs de transmission des données causant aléatoirement une altération dans l'image. Un filtrage de type "passe-bas" peut généralement corriger ce type de bruit.
- Bruit fixe : lié à des pixels défaillants sur le capteur CCD, ce type de bruit est souvent corrigé en recalculant une valeur de pixel par moyenne pondérée des pixels adjacents.

⁹Spacecraft and Planetary ephemerides, Instrument C-matrix and Event kernel

¹⁰en particulier pour les missions actuellement en cours autour de Mars, de Vénus ou encore de Titan.

- Bruit cohérent : résultant de signaux électroniques erronés lors de l’acquisition à bord du satellite. Le bruit résultant se présente sous la forme de trames s’additionnant aux données acquises. Des algorithmes spécifiques sont implémentés dans ISIS pour supprimer ce type de bruit.

À cela, s’ajoutent des artéfacts de diverses natures liés à des défauts des lentilles sur les télescopes ou encore sur les capteurs CCD qu’équipent les caméras. Ces artéfacts sont supprimés par les mêmes méthodes que celles utilisées contre le bruit.

Calibration radiométrique

Cette étape consiste à recalculer le DN à l’aide de paramètres propres à la caméra comme la vitesse d’ouverture (temps d’exposition du capteur CCD à la lumière), le vignettage – assombrissement à la périphérie de l’image lié à l’optique utilisée par la caméra– la température, etc. La vignettage peut entraîner jusqu’à 20% d’écart de luminosité entre la périphérie et le centre de l’image (Figure 4.5).

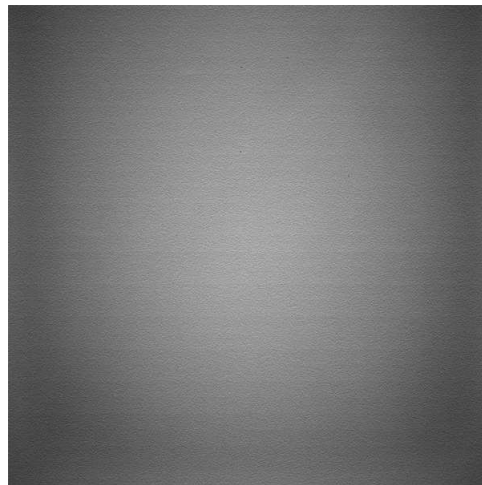


FIG. 4.5: Exemple de vignettage (ou dark field) sur une image acquise par le Mars Exploration Rover Microscopic Imager. L’écart sur cette image atteint 30%, un système idéal devrait obtenir un DN identique sur toute l’image.

Une image radiométriquement corrigée contient donc des valeurs de DN proportionnelles à la luminance de la scène observée. Ainsi, le contenu d’une image ISIS radiométriquement calibrée n’est rien d’autre que la réflectance, c’est à dire le rapport entre l’énergie réfléchie sur l’énergie incidente. On parle de rapport I/F pour Irradiance sur le Flux solaire. Cette réflectance se calcule dans ISIS depuis la relation :

$$R = \frac{s^2}{\omega_0} \left[\frac{I - z + \Delta}{\alpha} - \frac{\gamma}{\epsilon} - \mu \right] \quad (4.3.1)$$

où I est la valeur mesurée, z l'offset fixe, Δ l'offset système, α le gain système, γ le gain dépendant de l'offset, ϵ le temps d'ouverture, μ le dark, s la distance au Soleil et ω_0 un paramètre de sensibilité de la caméra à la distance au Soleil. Le résultat obtenu pour des images CTX et MOC est illustré à la Figure 4.6.

Cas particulier de la caméra HiRISE

Composée de 14 capteurs CCD (10 pour le rouge, 2 pour le bleu-vert et 2 pour le proche infrarouge), la caméra HiRISE se montre beaucoup plus complexe. Comme pour les autres caméras, l'ensemble des traitements préliminaires sont effectués sous ISIS. La calibration radiométrique s'effectue pour chacun des canaux, corrigeant ainsi l'offset, le vignettage, le gain pour ainsi obtenir le rapport I/F , soit la réflectance en chacun des pixels, suivant l'équation :

$$Z = \frac{H - B_0 * L}{L} * A_0 * G * I * \left(\frac{1.5}{AU} \right)^2$$

où, H est l'image corrigée de l'offset et du vignettage, B_0 = un facteur de correction du vignettage intra-canal, A_0 = correction de gain intra-canal, G = correction de gain global, normalisé par canal, L = le temps d'observation par ligne, I le facteur de conversion du rapport I/F à la distance Mars-Soleil, AU la distance Mars-Soleil à l'instant de l'observation et Z l'image radiométriquement corrigée.

À ce stade, des instabilités de l'instrument (liées aux vibrations lors du frottement avec l'atmosphère martienne en particulier) ne permettent généralement pas de corriger tous les défauts dans l'image. Ainsi, une seconde étape de correction permet d'homogénéiser l'image colonne par colonne, canal par canal et capteur CCD par capteur CCD. Cette correction colonne-colonne s'effectue par simple calcul de la valeur moyenne par colonne puis un filtrage passe-haut afin d'éliminer l'information basse fréquence attribuée à l'information de la scène.

Le résultat du filtre passe-haut est ensuite retiré de l'image. Les canaux CCD sont enfin ajustés entre-eux de manière à s'accorder radiométriquement en bordure et ainsi obtenir une image homogène sur l'ensemble de la scène.

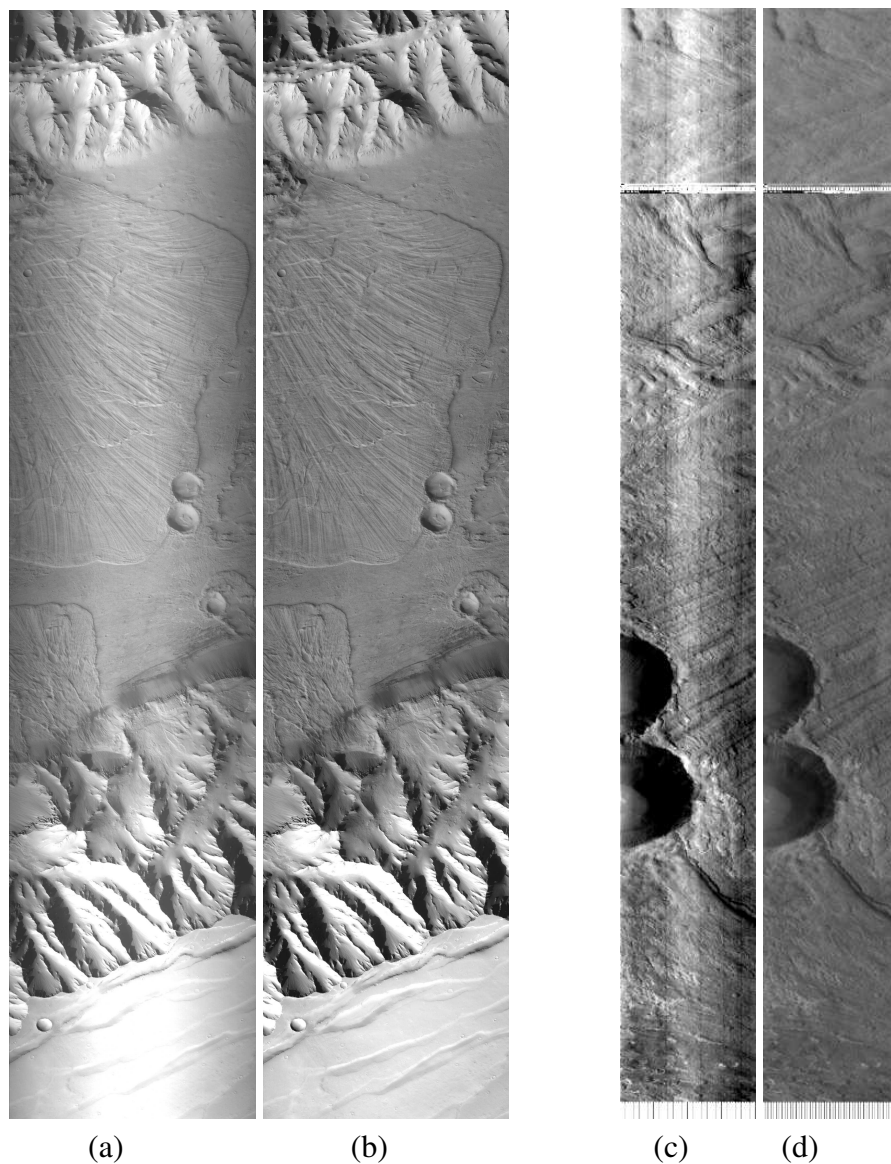


FIG. 4.6: Exemples de calibration pour des images CTX et MOC. (a) Une image CTX brute (n° P20_008906_1685_XN_11S067W). (b) Image CTX calibrée. (c) Image MOC (n° R0600915) brute. (d) Image MOC calibrée. On observe des pixels erronés rémanents sur les deux images calibrées qui n'ont pas pu être corrigés.

Le capteur HiRISE est particulièrement complexe, ainsi les images demandent un traitement lourd en temps de calcul (de l'ordre de plusieurs jours pour une image).

Projection des données

Outre les corrections radiométriques, ISIS a la capacité de convertir les coordonnées de chaque pixel en coordonnées géographiques à partir des données SPICE préalablement chargées. Reste à définir le type de projection voulu et les paramètres associés (Figure 4.7).

La taille des images pouvant parfois atteindre des volumes importants (plusieurs gigaoctets) et le nombre nécessaire d'images à traitées étant significatif, des procédures semi-automatiques ont été mises en place à l'IPGP sur un serveur dédié à ce travail de thèse.

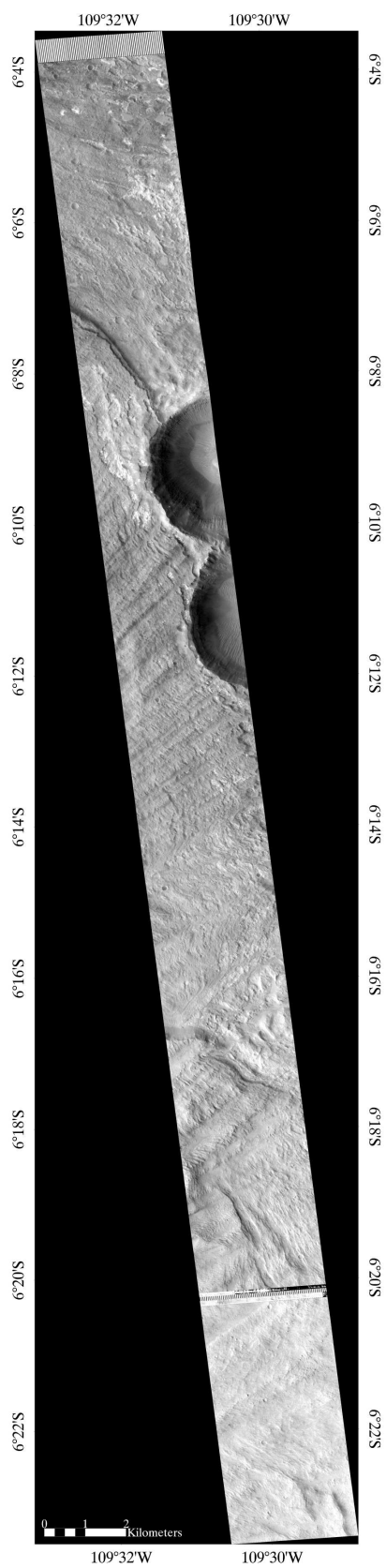


FIG. 4.7: Exemples d'image projetée MOC (n° R0600915).

4.4 Extraction topographique par stéréoscopie :

Application aux images HiRISE

4.4.1 Introduction

Il existe aujourd'hui trois types de données altimétriques sur Mars.

1. La sonde américaine Mars Global Surveyor (MGS), lancée en 1996, est équipée d'un laser altimètre MOLA (Mars Orbiter Laser Altimeter). Le temps d'aller-retour d'un laser entre la sonde et la surface permet de remonter à l'altitude après avoir corrigé les effets atmosphériques et les variations de gravité modifiant l'orbite du satellite. L'acquisition se fait donc le long des orbites du satellite avec une mesure tous les 300 mètres environ. Les données existent sous deux formes : (1) les points de mesure PEDR¹¹ (Precision Experiment Data Records) et (2) une grille interpolée à 463 m/pixel depuis ces points de mesures MEGDR¹² (Mission Experiment Gridded Data Records) [Zuber *et al.*, 1992]. Il est donc possible d'apprécier la densité des points de mesure dans une région donnée (Figure 4.8). Si la qualité de l'acquisition n'est pas à mettre en doute, la densité de ces points est faible, en particulier à l'équateur, région où se trouve la majorité des grands glissements de terrain sur Mars. MOLA étant hors service, d'autres méthodes ont été envisagées depuis.

2. La caméra HRSC, est en mesure de fournir des grilles topographiques par stéréoscopie. Certains MNT extraits depuis HRSC sont disponibles avec une résolution spatiale de 125 m/pixel (Figure 4.8). Cependant, la carte d'appariement n'est pas fournie, il est donc difficile d'utiliser ces données pour des analyses quantitatives d'autant qu'elles présentent parfois des artefacts liés au procédé d'extraction (non connu).

3. Depuis février 2010, quelques MNT extraits à partir des images HiRISE sont disponibles en ligne. Le même problème que pour HRSC se pose concernant les cartes d'appariement. Nous verrons cependant que ces MNT sont néanmoins de bonne qualité.

De plus, il est possible de faire de la stéréoscopie avec l'ensemble des données images disponibles (Themis, MOC et même Viking). Cependant, le besoin de topographie à haute résolution (en particulier pour la modélisation de petits écoulements granulaires comme les ravines) a justifié un travail d'extraction topographique à partir des données HiRISE. Cette extraction est un procédé

¹¹Les données sont disponibles à l'adresse : <http://pds-geosciences.wustl.edu/missions/mgs/pedr.html>

¹²Ces grilles sont disponibles à l'adresse : <http://pds-geosciences.wustl.edu/missions/mgs/megdr.html>

complexe qui demande une station de travail équipée d'écran à opturation et du logiciel commercial SOCET SET. Une seule machine en Europe est disponible depuis septembre 2009 à UCL, Londres. Grâce à J.-P. Muller et P. Grindrod qui ont permis l'accès à cette station, deux MNT HiRISE ont pu être réalisés pour ce travail de thèse.

Traditionnellement, sur Terre, l'extraction topographique par stéréoscopie (ETS) s'effectue à l'aide de capteurs spécifiquement conçus à cet effet (SPOT, ASTER pour ne citer que les plus connus). Dans le cas martien, en dehors d'HRSC, les caméras ne sont pas des capteurs proprement dits "stéréoscopiques". En effet, il n'y a qu'une seule prise de vue à un instant donné. Ce sont les passages successifs sur la même cible qui permettent alors d'obtenir des images prises à différents angles d'émission (Figure 4.9). Cela n'est pas sans poser plusieurs problèmes, parmi lesquels : (1) la géométrie du couple d'images par rapport à la surface n'étant pas idéale doit être recalculée (elle est fixe dans le cas d'un vrai capteur stéréoscopique) ; (2) l'éclairage peut avoir beaucoup changé d'une image à l'autre car le temps qui sépare les prises de vue est aléatoire et peut atteindre plusieurs mois martiens. Aussi, l'état de surface peut éventuellement avoir évolué. L'atmosphère, certes ténue, de la planète permet néanmoins des déplacements de masses d'air entraînant alors la poussière déposée à la surface. Ces difficultés rendent donc l'extraction topographique très délicate. Nous avons envisagé au préalable plusieurs techniques comme la stéréophotométrie ou encore la photoclinométrie en particulier dans le cadre d'une collaboration avec Jean-Denis Durou du CMLA et de l'IRIT. Si le problème posé a suscité des études en mathématiques appliquées pour régler ces problèmes, les résultats actuels ne nous permettent aucune application. Cependant, ces résultats préliminaires constituent un axe de recherche prometteur et sont discutés à la fin de cette section.

Cependant, la résolution spatiale de ces images (0,25 m/pixel) permet non seulement une analyse géomorphologique très détaillée, mais également la réalisation de modèles numériques de terrain à des résolutions spatiales de l'ordre du mètre, offrant ainsi des contraintes fortes pour la modélisation numérique.

Le procédé a été mis en place par le département d'astrogéologie de l'USGS et nécessite deux stations de travail dédiées : la première dotée de la distribution ISIS (une telle station a été installée spécifiquement dans le cadre de cette thèse à l'IPGP), la seconde plus particulière doit disposer d'un écran stéréoscopique à opturation (Fig. 4.10). Une telle station n'est pas disponible en France ; c'est donc au Centre For Planetary Sciences de l'UCL à Londres que ces travaux ont été réalisés en septembre 2009.

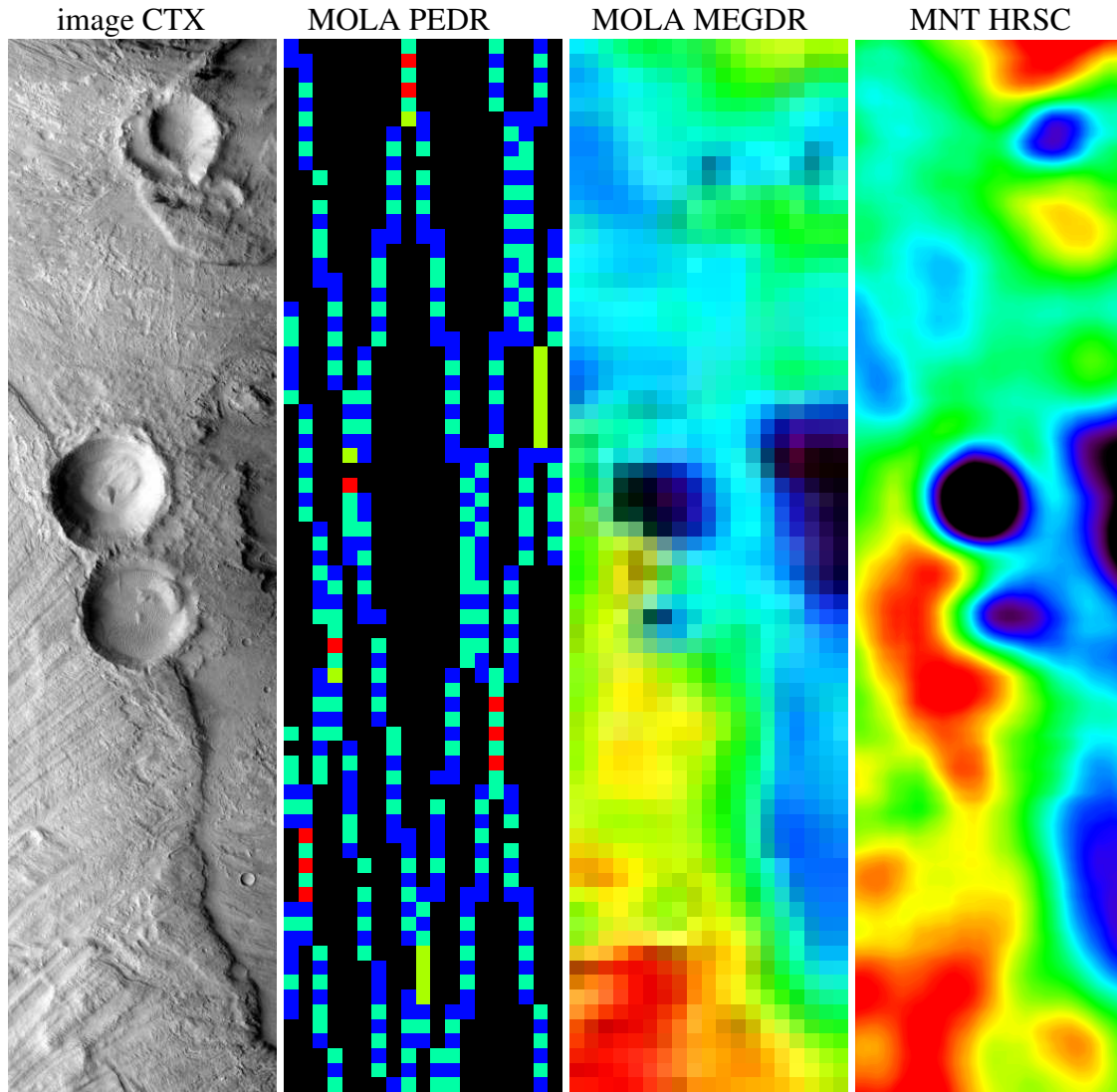


FIG. 4.8: Comparaison entre les MNT MOLA et HRSC pour la région couverte par l'image CTX. Les couleurs pour les points d'acquisition PEDR correspondent au nombre de mesures effectuées au pixel donné (bleu : 1 mesure, Cyan : 2 mesures, vert : 3 mesures et rouge : 4 mesures). MEGDR est la grille interpolée à 128 pixels/degré depuis les points de mesure PEDR. Le MNT HRSC est également interpolé, mais carte de disparité entre les deux images n'est pas donnée. L'échelle de couleur pour MOLA MEGDR et HRSC est la même.

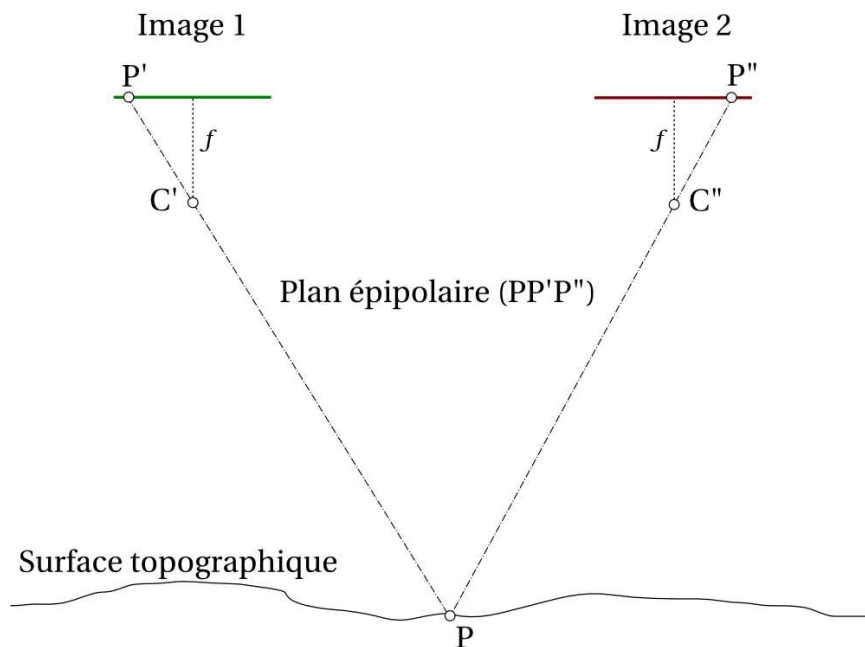


FIG. 4.9: Géométrie d'un modèle stéréoscopique. Chaque point P à la surface est représenté dans les deux images par des points correspondants P' et P'' .



FIG. 4.10: Stations de travail au RPIF du Centre For Planetary Sciences de l'UCL à Londres. (a) Station de pré-traitement des données sous ISIS-3. (b) Station stéréoscopique Planar. (c) Station stéréoscopique Stereographics. Ce dernier modèle devrait être remplacé par le Planar qui offre une surface d'écran plus importante.

La reconstruction topographique par stéréoscopie à partir des images HiRISE s'effectue en six étapes majeures. Seuls les points importants sont décrits ici.

4.4.2 Préparation et calibration des données

La première est réalisée à l'aide d'ISIS et consiste en premier lieu, après avoir ajouté les SPICE kernels¹³, à corriger radiométriquement les images et à assembler les couples CCD entre eux (voir section 4.3.2) sur les canaux rouges uniquement. Pour chaque image, 10 fichiers sont ainsi obtenus.

¹³Ensemble des données de navigation comme la vitesse, la position et le pointage de la caméra

nus. Dans un second temps, les paramètres de l'image (photométrie, position, pointage, temps) sont convertis dans un format compréhensible pour SOCET SET. Puis, pour chacun des capteurs CCD (10 au total par image), un réajustement géométrique par rapport au capteur central (capteur CCD #5) est réalisé de manière à obtenir une image "idéale" qu'aurait donné un capteur à CCD plan. Puis, l'ensemble des 10 canaux sont assemblés en une seule image mosaïque. Cette étape se fait sur les deux images HiRISE et demande un temps de calcul d'environ 16 heures sur un PC récent. Il résulte de cette étape deux fichiers mosaïques radiométriquement corrigés et ramenés à une géométrie plane dite "idéale" ainsi que deux fichiers au format SOCET SET contenant l'ensemble des informations utiles à la reconstruction stéréoscopique (positions caméra-sol, pointage de la caméra, géométrie optique).

Le seconde étape consiste à récupérer les modèles numériques de terrain acquis par l'altimètre laser MOLA, à la fois depuis la grille interpolée MEGDR et depuis les points d'acquisitions PEDR. Ces données serviront par la suite comme *a priori* topographique ainsi que comme valeurs altimétriques de référence¹⁴.

4.4.3 Identification des points homologues

L'objectif de cette étape est la réalisation d'images épipolaires, c'est à dire deux images dont la parallaxe en X (le long de l'orbite) est nulle. Ces images serviront alors pour l'extraction du modèle numérique de terrain par la suite. Après avoir converti l'ensemble des données au format SOCET SET¹⁵ ainsi que les informations géométriques utilisées pour le procédé de photogrammétrie, cette étape consiste en l'identification de points d'ancrage ou points homologues (tie point) entre les deux images (ATM). Cette étape se déroule en quatre temps.

(1) SOCET SET va identifier automatiquement quelques dizaines de points homologues dans les deux images (Figure 4.11). Ceux-ci sont généralement bien identifiés dans les deux images et ne présentent donc que peu d'erreurs. La RMS calculée ne dépasse pas 0,7 dans les exemples réalisés dans le cadre de ce travail.

(2) Afin d'augmenter les contraintes, l'utilisateur doit manuellement identifier des points homologues supplémentaires. Cette étape - fastidieuse - permet d'ajouter de manière plus précise des

¹⁴Ceci afin d'obtenir une grille topographique avec la même altitude que MOLA.

¹⁵procédure mise en place par l'USGS.

points d’ancrage par rapport à l’étape précédente. Si cette étape est correctement effectuée, la RMS ne doit pas dépasser 0,7. Dans le cas contraire, il faut alors identifier les points erronés pour les corriger ou les supprimer.

(3) À ce stade, il n’existe aucune référence topographique. Il est ainsi possible d’ajouter des points d’ancrage altimétriques de manière à obtenir des MNT dans le même référentiel que MOLA. À partir du MNT interpolé MOLA (MEGDR), l’opération consiste à donner à certains points homologues la référence altimétrique du point MOLA le plus proche. Pour cela, les points MOLA acquis sont ajoutés (ronds rouges sur la figure 4.11). Une troisième solution de correction est effectuée afin de contrôler l’erreur. Ainsi, les points MOLA peuvent être ajoutés aux images (Figure 4.12).

(4) Enfin, l’identification de ces points homologues va permettre de calculer des images épipolaires. Les figures 4.13 et 4.14 illustrent la différence entre les images brutes et les images épipolaires rectifiées. Sur des images HiRISE, le temps de calcul est de l’ordre d’une quinzaine de minutes. Ces images épipolaires vont ainsi servir de base à l’extraction du modèle numérique de terrain.

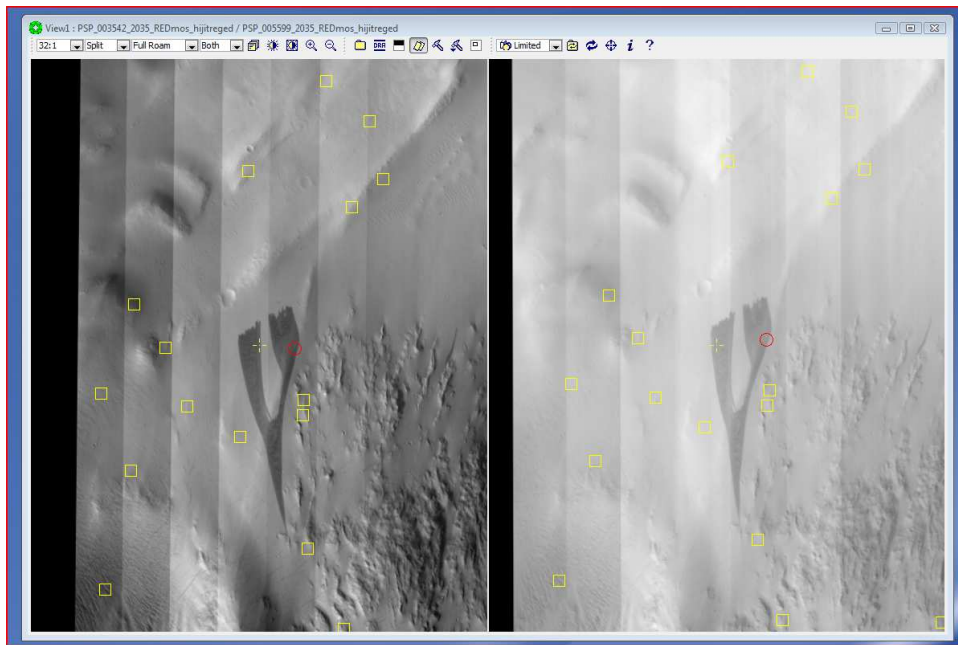


FIG. 4.11: Identification des points homologues par SOCET SET sur une paire d’images HiRISE. Les icônes jaunes représentent les points homologues sans contrainte topographique. Les icônes rouges correspondent aux points avec contrainte topographique.

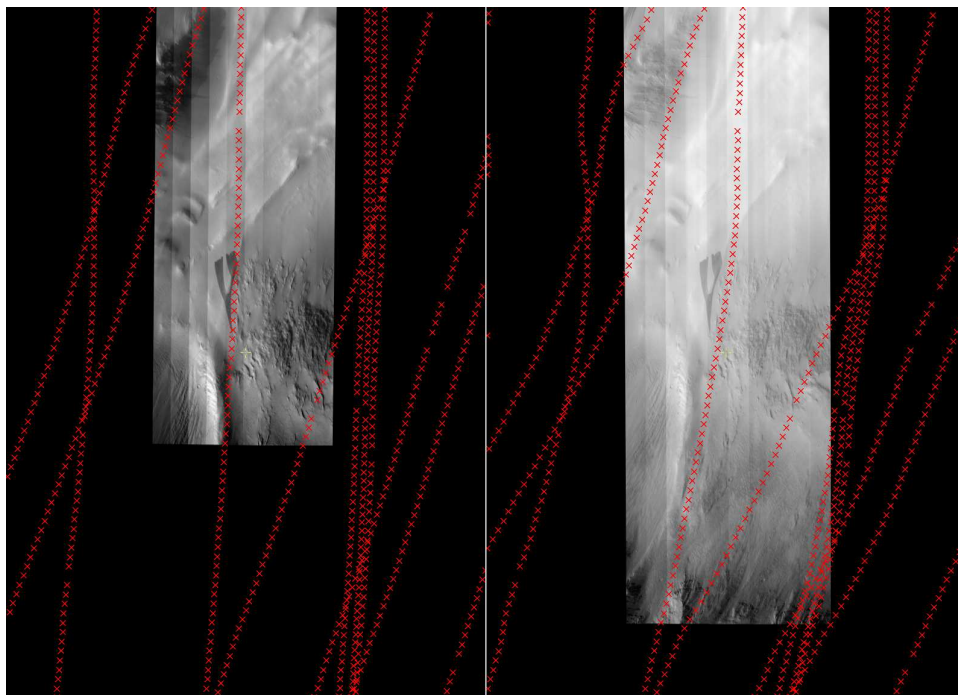


FIG. 4.12: Les points d'acquisition MOLA (croix rouges) servent ici de référence altimétrique pour quelques points d'ancrage (ronds rouges sur la figure 4.11). Notons que ces points MOLA ne sont pas localisés aux mêmes endroits sur les deux images non rectifiées.

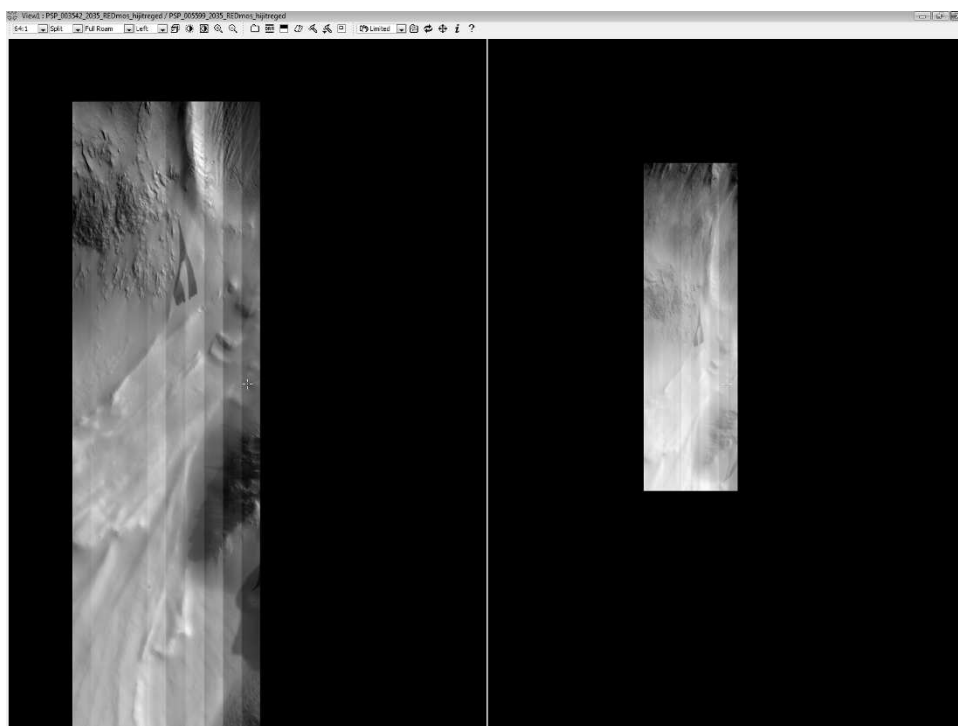


FIG. 4.13: Paire d'images HiRISE non épipolaires. La parallaxe entre les deux images n'est pas encore corrigée.

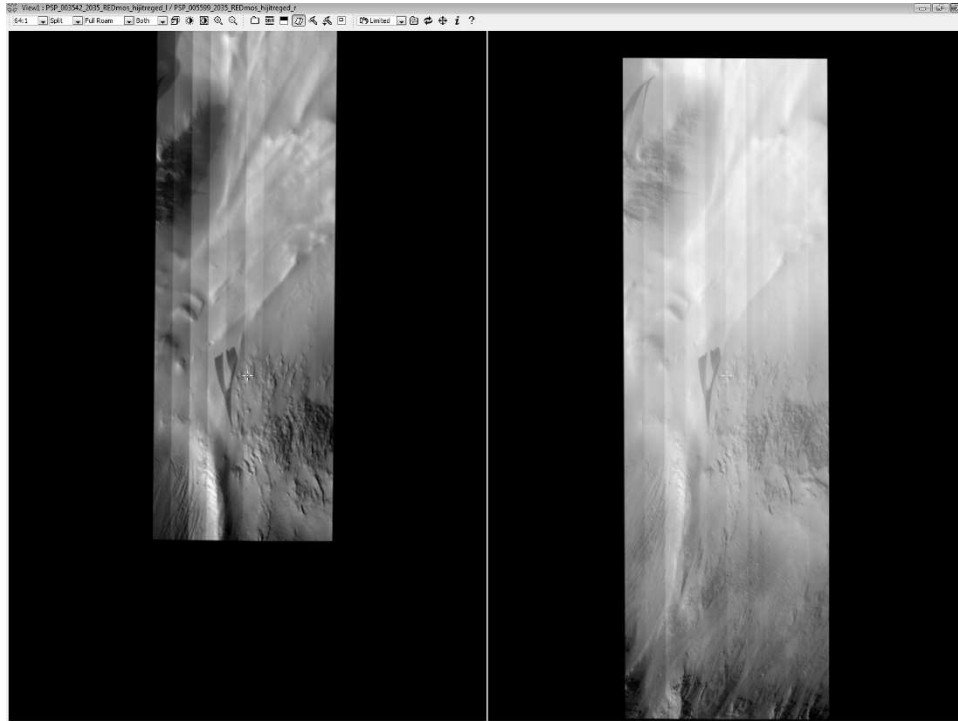


FIG. 4.14: Images HiRISE épipolaires.

4.4.4 Validation du modèle numérique de terrain

Afin d'apprécier la qualité du MNT extrait depuis une paire d'image HiRISE, une analyse qualitative a été menée. La première étape a été de comparer la grille altimétrique MOLA avec la grille HiRISE (Figure 4.15). Sans surprise, la grille HiRISE présente beaucoup plus de détails morphologiques (Figure 4.16). La comparaison de profils sélectionnés sur les deux grilles altimétriques le confirme (Figures 4.17–4.18). La grille HiRISE contient du signal haute fréquence non présent dans la grille MOLA. Cependant, MOLA contient l'information topographique au premier ordre, ce qui, au vu de la résolution spatiale, atteste de la bonne qualité des acquisitions par laser.

Néanmoins, la grille extraite HiRISE contient des artefacts souvent aisés à identifier. La figure 4.19 illustre trois localisations (Figure 4.16) où la grille HiRISE contient des erreurs. Certaines zones non texturées sur les images HiRISE rendent difficile l'identification de points homologues. Les contraintes pour extraire la topographie y sont donc plus faibles. Dans SOCET SET, ces régions sont traitées par interpolation. Ce traitement induit manifestement des artefacts sous forme de quadrillage (Figure 4.19e-f). Des lignes sont également observables sur le MNT HiRISE (Figure 4.19e-f). Celles-ci correspondent aux joints entre canaux dont l'accord radiométrique n'est pas parfait. Ces différences sur les images HiRISE induisent nécessairement des erreurs pendant le procédé

d'extraction de topographie. À ce jour, la correction radiométrique des images HiRISE ne permet pas d'obtenir de meilleurs résultats. En outre, les dimensions de la scène acquise par les images HiRISE sont petites. Aussi, il a été envisagé d'exploiter les données disponibles et en particulier les images CTX afin d'étudier la possibilité d'effectuer de l'extraction topographique.

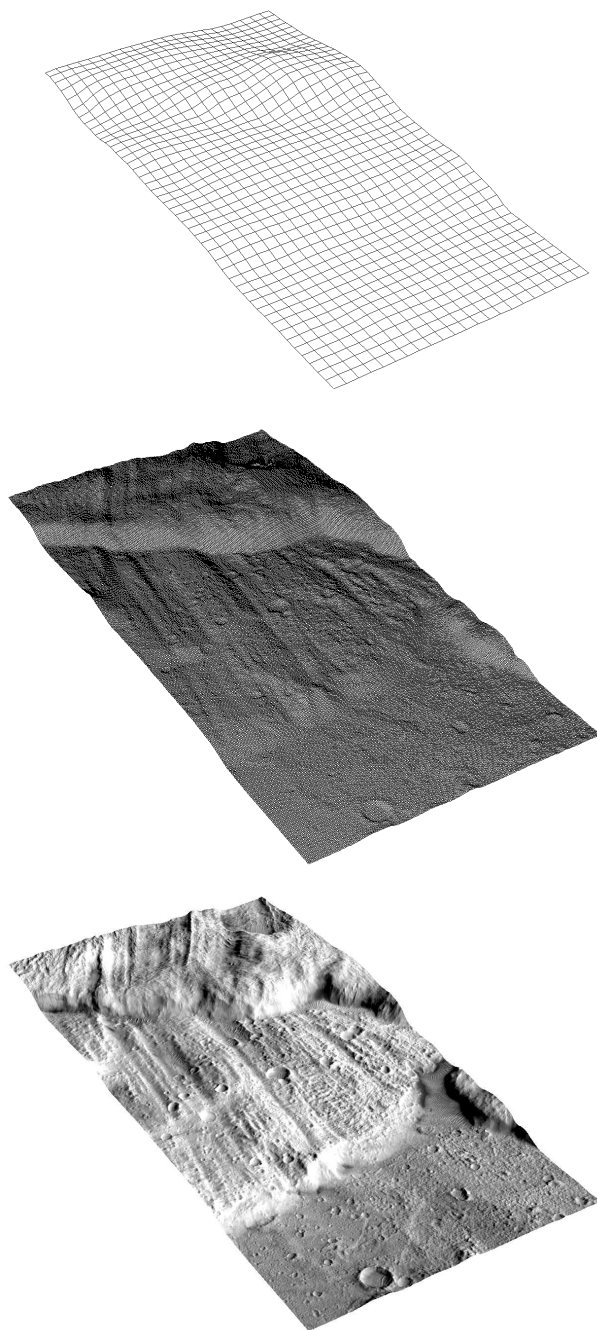


FIG. 4.15: Comparaison des grilles altimétriques MOLA et HiRISE. (en haut) La grille interpolée MOLA (MEGDR) à 231 m/pixel. (au centre) Le MNT HiRISE avec une précision de 5 m/pixel. (en bas) L'image orthorectifiée HiRISE drapée sur la topographie HiRISE.

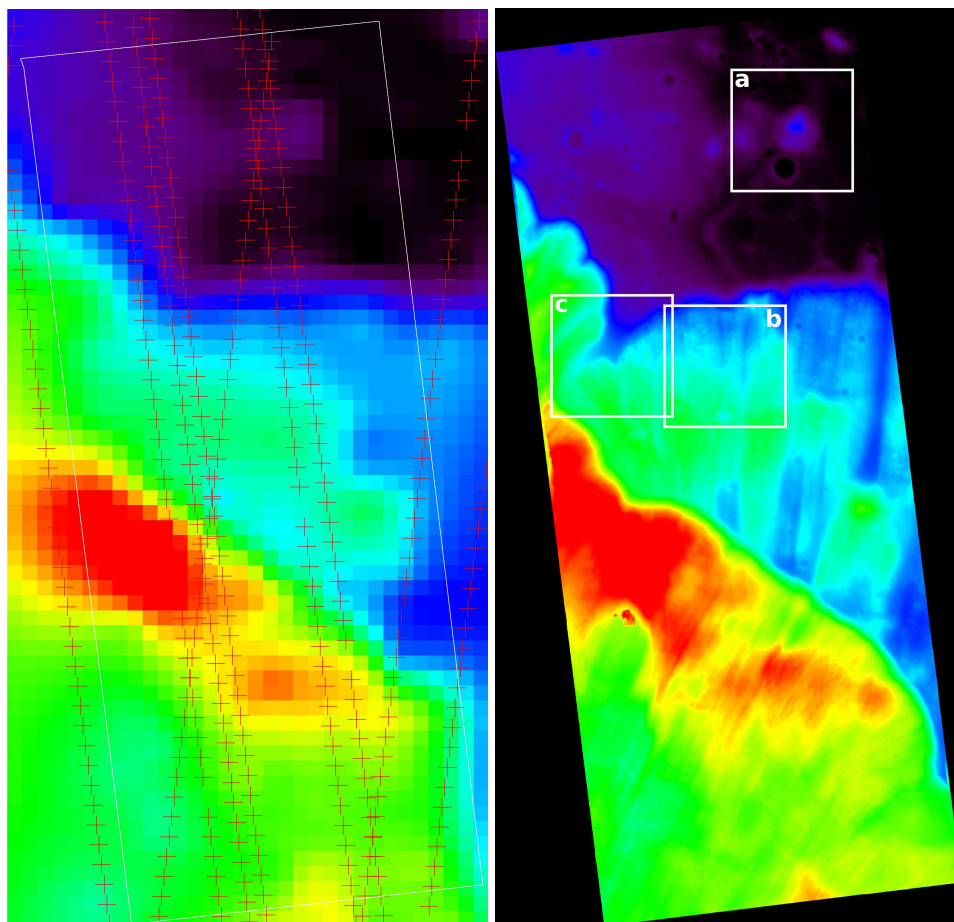


FIG. 4.16: Comparaison des grilles altimétriques MOLA et HiRISE. (à gauche) La grille interpolée MOLA (MEGDR) à 231 m/pixel sur laquelle les points de mesures MOLA PEDR (croix rouges) ainsi que l’empreinte de la couverture au sol du MNT HiRISE (cadre blanc) ont été juxtaposés. (à droite) Le MNT HiRISE avec une précision de 5 m/pixel. Les cadres a,b et c font référence respectivement aux figures 4.19–a,b,c.

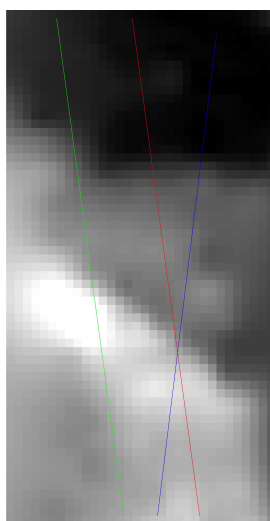


FIG. 4.17: Localisation des profils pour la comparaison MOLA/HiRISE (Voir figure 4.18).

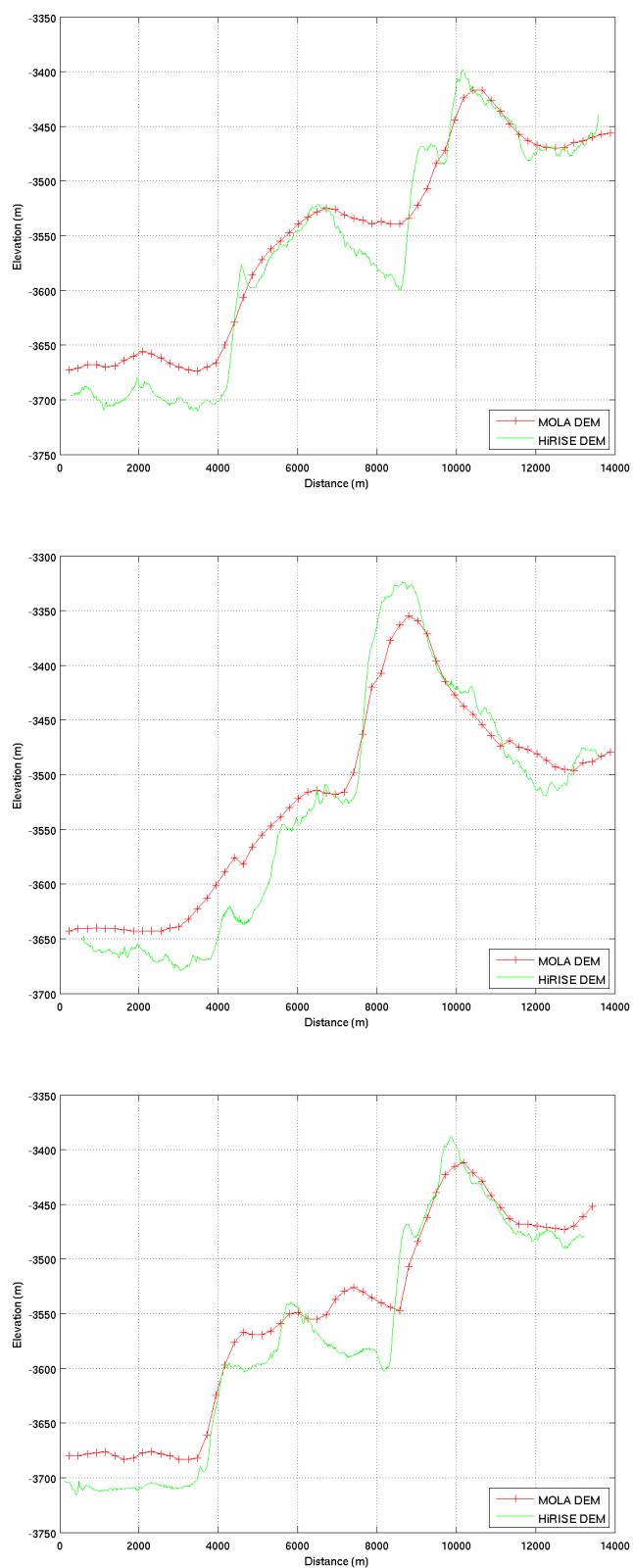


FIG. 4.18: Profils comparatifs MOLA/HiRISE. Globalement, les deux grilles présentent les même structures.

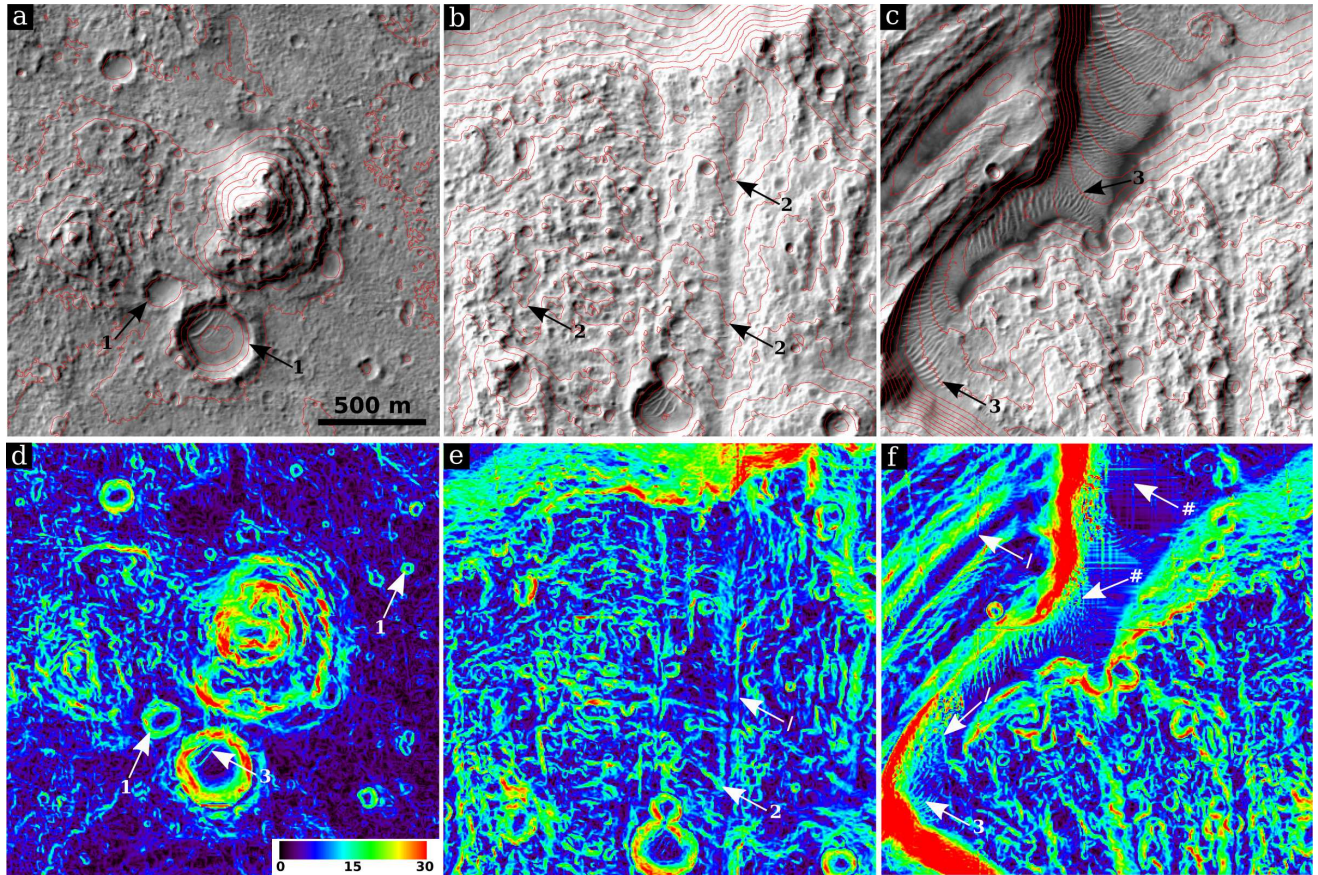


FIG. 4.19: Validation du MNT HiRISE. Les figures de la première ligne correspondent à des extraits de l'image HiRISE orthorectifiée (Figure 4.15 et 4.16). L'équidistance des contours topographiques est de 10 mètres, la seconde ligne correspond à la pente (dérivée première de la topographie) de l'image respectivement au-dessus. Les figurés 1 indiquent des cratères identifiés sur l'image visible, également correctement reconstruits sur le MNT. Le figuré 2 correspond à des cannelures (ou ondulations) dans les dépôts du glissement de terrain. Le figuré 3 marque des dunes dont les plus importantes sont reconstruites dans le MNT, la hauteur maximale de celles-ci est de 2 mètres. Les figurés # indiquent des quadrillages numériques dans le MNT. Ceux-ci sont présents uniquement dans les rares zones où la texture des images ne permet pas d'identifier correctement les pixels (état de surface trop lisse, comme c'est le cas lorsque de la poussière s'est déposée à la surface). Les figurés / indiquent des lignes.

4.4.5 Méthodes alternatives pour l'extraction topographique

Nous venons de le voir, d'une part, la topographie à haute résolution sur Mars demande un temps de calcul conséquent et une identification manuelle fastidieuse et d'autre part, la couverture des images HiRISE est très faible au regard des dimensions des glissements de terrains martiens (quelques kilomètres contre plusieurs dizaines de kilomètres). En revanche, les images CTX semblent plus appropriées (Tab. 4.2). Aussi, il a été envisagé dans le cadre du Campus Spatial¹⁶ de mettre en place une collaboration entre géophysiciens et mathématiciens du CMLA à Cachan dont la spécialité est la vision par ordinateur.

À partir d'une paire d'images CTX traitées sous ISIS à l'IPGP, il a été envisagé dans un premier temps d'utiliser les techniques stéréoscopiques développées dans l'équipe de Jean-Michel Morel et Neus Sabater, alors en thèse au CMLA. Leurs premiers résultats montrent que l'algorithme utilisé est en mesure d'identifier 60% des pixels dans les deux images (Figure 4.20) (N. Sabater, Thèse, 2009). Une carte de profondeur relative des pixels a été obtenue (Figure 4.20d). Néanmoins, 40% des valeurs ont été interpolées car les pixels n'étaient pas appariés d'une image à l'autre. Cette carte de profondeur relative présente une inclinaison¹⁷ (ou *tilt*) visible sur la figure 4.20d. La correction de ce dernier peut être envisagée en utilisant les données MOLA.

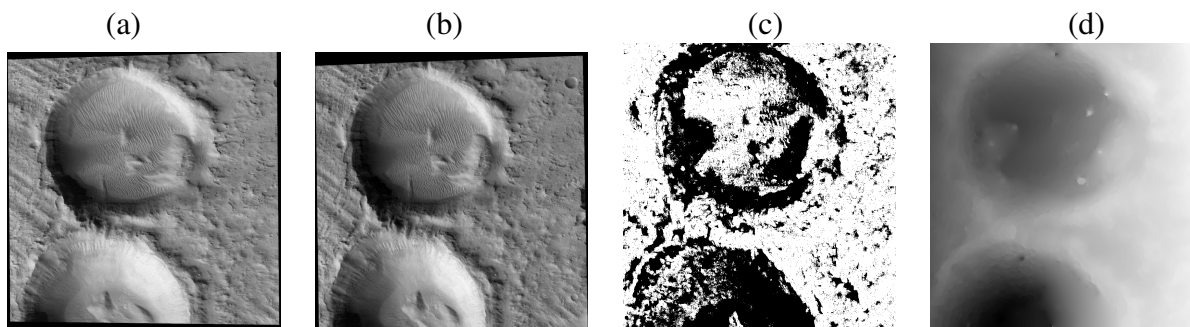


FIG. 4.20: (a) et (b) Deux images CTX traitées sous ISIS, projetées (travail effectué à l'IPGP) et rectifiées par le CMLA. (c) Carte de disparité. Les pixels blancs sont identifiés dans les deux images par l'algorithme. (d) Carte de profondeur relative interpolée dans les zones non appariées. Image d'après N. Sabater, Thèse 2009.

En l'état, ces résultats ne permettent pas d'utiliser les topographies obtenues pour des simulations ou pour une analyse géomorphologique. En collaboration avec Jean-Denis Durou de l'IRIT, alors en détachement au CMLA, deux autres méthodes ont été testées pour tenter d'améliorer ces premiers

¹⁶Structure d'échange et d'interaction au sein de l'Université Paris Diderot entre plusieurs disciplines associées à l'exploration de l'Univers et à l'observation spatiale de la Terre. [http ://spacecampus-paris.fr](http://spacecampus-paris.fr)

¹⁷Après extraction, la carte de profondeur contient des valeurs relatives dans le repère images/sol. La grille peut présenter une inclinaison par rapport à la surface réelle.

résultats : la stéréophotométrie et le shape-from-shading¹⁸. Si cette dernière méthode a déjà été utilisée en planétologie [*Davis et al.*, 1982 ; *Davis and Soderblom*, 1983 ; 1984 ; *Davis and McEwen*, 1984 ; *Kirk*, 1989 ; *McEwen*, 1989 ; *Mangold et al.*, 2003 ; *Beyer et al.*, 2003 ; *Lohse et al.*, 2006], la stéréophotométrie n'a jamais été appliquée en planétologie.

C'est la seule technique de reconstruction 3D photographique qui soit à la fois multi-oculaire et photométrique. Elle consiste à utiliser la relation entre le niveau de gris des images d'une même scène et les paramètres de la scène photographiée. Cette technique repose sur trois hypothèses :

- la scène est identique d'une image à l'autre,
- la surface photographiée est lambertienne, c'est-à-dire diffusante,
- enfin, seuls les paramètres de l'éclairage sont différents d'une image à l'autre.

Dans le cas martien, la première hypothèse est vérifiée car l'état de surface ne change pas d'une image à l'autre (du moins, dans les exemples d'images considérées ici). La seconde hypothèse est rarement vérifiée dans la nature, cependant plus une surface est rugueuse, plus elle diffuse la lumière. Malgré la poussière, cela est loin d'être le cas sur la Lune par exemple. Dans un premier temps, cette hypothèse peut être considérée comme satisfaite dans le cas martien, mais reste à être vérifiée. C'est la troisième hypothèse qui pose véritablement problème car la géométrie caméra-sol n'est pas la même d'une image à l'autre¹⁹. Dans ces conditions, la stéréophotométrie est encore applicable en théorie, mais devient plus difficile à résoudre dans la pratique. Cela revient à trouver les points homologues pour apparier les images entre elles et ainsi à retrouver les difficultés rencontrées quand on utilise la stéréoscopie. Sur le plan théorique, la stéréophotométrie se base sur la relation suivante :

$$I_i = \rho \mathbf{S}_i^T \mathbf{N} \quad i \in [1, n] \quad (4.4.1)$$

où I est le niveau de gris de l'image (énergie normalisée par $\max(\text{image})$), ρ est l'albédo, $\mathbf{S}^T$ la matrice éclairage, $\mathbf{N}$ le vecteur unitaire normal à la topographie et n le nombre d'images, avec pour inconnues ρ et $\mathbf{N}$. Trois images sont nécessaires pour se ramener à un problème bien posé.

En appliquant la stéréophotométrie aux images qui sont partiellement orthorectifiées²⁰, le résultat est loin d'être satisfaisant (Figure 4.21).

¹⁸Technique qui consiste à extraire la pente d'une surface depuis l'intensité de celle-ci en fonction des paramètres d'éclairage. La méthode se base sur l'hypothèse que la surface est lambertienne avec un albedo homogène.

¹⁹Ce n'est d'ailleurs pas le cas non plus au sein d'une même image puisque le capteur CTX est de type push-broom.

²⁰Cette orthorectification est effectuée avec MOLA, soit en utilisant un MNT avec une résolution spatiale de deux ordres de grandeur plus élevés que les images elles-mêmes.

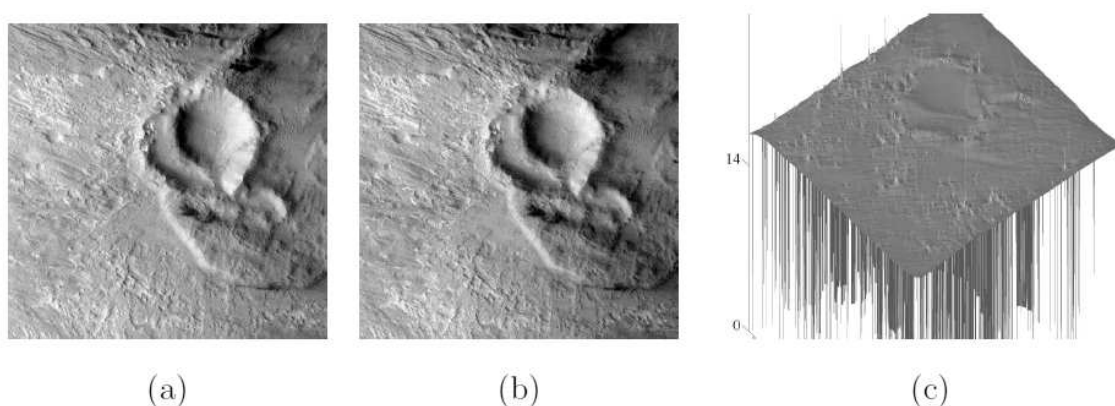


FIG. 4.21: (a-b) Images (grossièrement) ortho-rectifiées de la surface de Mars. (c) Premier résultat obtenu en utilisant la stéréophotométrie.

Ces mauvais résultats amènent assez naturellement à envisager de fusionner stéréoscopie et stéréophotométrie. En effet, sur la zone d'étude, quatre images CTX sont disponibles aujourd'hui et présentent deux à deux des éclairages distincts (Figure 4.22 et Tab. 4.3). La mise en correspondance des différentes images peut donc fournir des appariements précis et fiables, au moins en certains pixels comme cela a déjà été fait au CMLA (Figure 4.20). Il sera donc possible d'utiliser la stéréophotométrie en chacun des points déjà appariés.

Néanmoins, si un pixel ne possède qu'un seul homologue sur les trois autres images, une ambiguïté (entre deux solutions) persiste sur la détermination de la normale en ce point.

En outre, si la stéréophotométrie ne permet pas toujours d'obtenir un champ de normale dense, le shape-from-shading n'a pas ce défaut. Même si cette méthode reste délicate à appliquer dans notre cas, elle pourrait servir de technique complémentaire pour densifier le champ de normale du relief reconstruit préalablement.

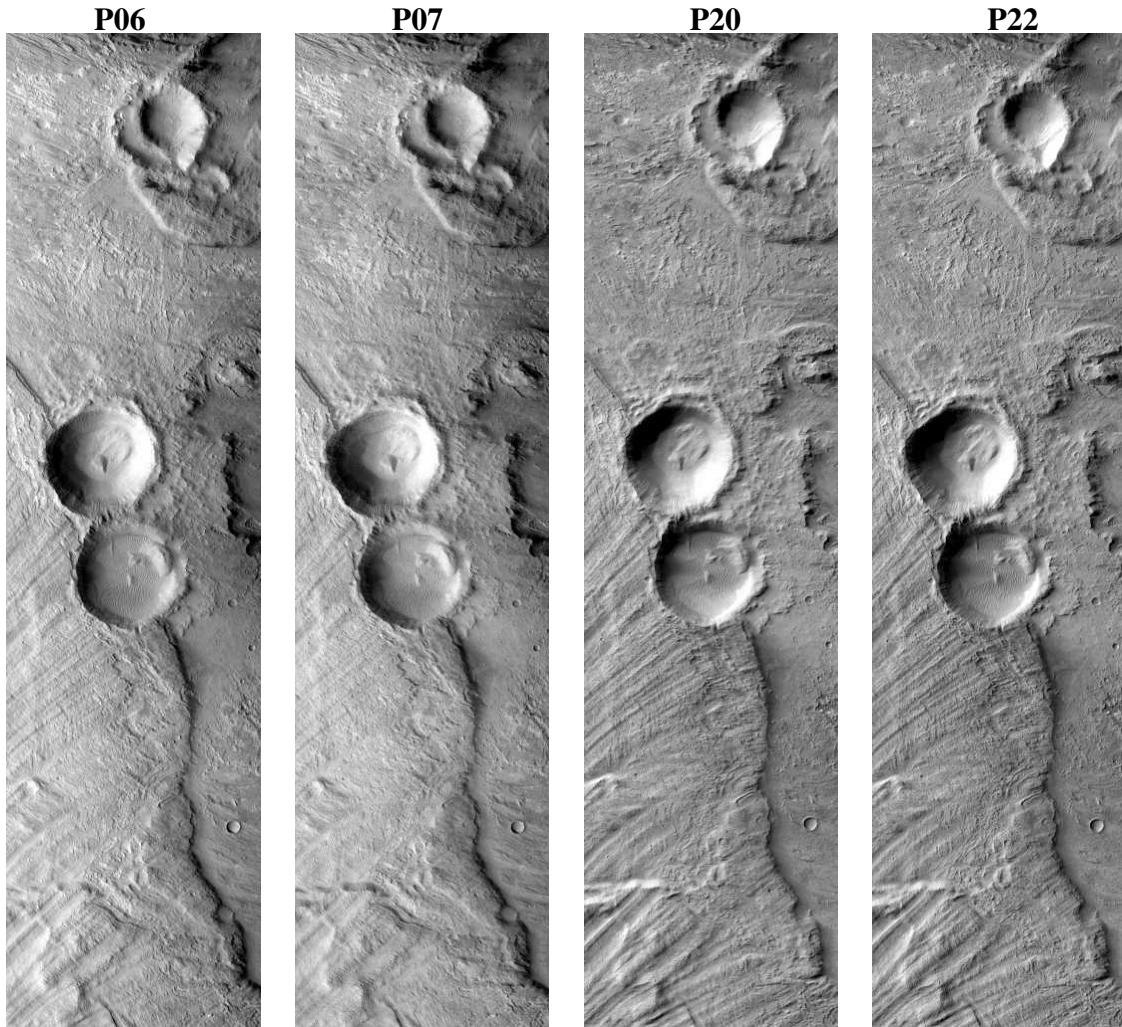


FIG. 4.22: Quatre images CTX acquises sur la même région (Coprates Chasma). Les images ont été traitées sous ISIS et projetées. L'orientation du Soleil (azimuth et incidence) est très différente d'une image à l'autre (cf. Tab. 4.3).

Image	i	ϕ	e	S_a
P06	53.68	53.68	0.09	239.38
P07	46.18	68.87	23.08	256.13
P20	61.93	57	6.93	314.26
P22	60.58	76.01	19.47	310.38

TAB. 4.3: Récapitulatif des paramètres photométriques des images CTX (Figure 4.22) où i est l'angle d'incidence, ϕ l'angle de phase, e l'angle d'émission et S_a l'azimuth du Soleil.

4.5 Méthodologie de reconstruction topographique pré-glissement

Pour modéliser un effondrement naturel, plusieurs informations doivent être connues ou estimées : (1) la topographie sous-jacente sur laquelle la masse s'est déstabilisée et s'est étalée, (2) la géométrie de la rupture, (3) la masse initiale et (4) la géométrie des dépôts observés sur le terrain pour effectuer une comparaison avec la modélisation.

Une reconstruction topographique à partir du modèle numérique de terrain est réalisée en couplant l'analyse géomorphologique fine réalisée à partir des images et les informations topographiques fournies par les MNT disponibles ou extraits. Cette reconstruction s'opère en plusieurs étapes et est décrite dans ce chapitre.

4.5.1 Identification des dépôts par télédétection

Les données acquises (cf. section 4.2 page 74) grâce aux satellites en orbite autour de Mars permettent d'identifier et de caractériser la structure des dépôts.

L'analyse des images en termes de morphologie et géologie consiste à interpréter les variations d'*albedo* ainsi que l'éclairage sur les images visibles ($0,425 \mu\text{m} < \lambda < 0,860 \mu\text{m}$) et infrarouges ($6,8 \mu\text{m} < \lambda < 14,9 \mu\text{m}$). Les images visibles permettent d'appréhender la géomorphologie, alors que les images infrarouges permettent de déterminer les objets à partir de leur texture (cf. section 4.2.2 page 75).

Ainsi, en corrélant la morphologie avec l'altimétrie, il est donc possible de caractériser les objets par leurs formes, leurs dimensions et leurs agencements dans l'espace. Les structures observées peuvent alors être interprétées comme des structures géologiques ou géomorphologiques.

4.5.2 Modification vectorielle de l'information topographique

Une fois les dépôts identifiés, le MNT est vectorisé c'est à dire exporté vers le format shapefile²¹ qui contient l'information spatiale (ou géographique) et l'information altimétrique. En parallèle, les données d'imagerie préalablement traitées et projetées sous ISIS (cf. section 4.3 page 80) sont

²¹Format de fichier de type Systèmes d'Informations Géographiques (ou SIG) initialement développé par la société ESRI. Standard de facto, il est également utilisé par des produits open-sources comme Gdal, GvSIG ou GRASS.

importées dans un logiciel de cartographie numérique²². L'ensemble des données (topographie + imagerie) est donc réuni dans un même système d'informations géographiques.

En s'aidant de la cartographie des dépôts (section 4.5.1), les données altimétriques sont alors éditées manuellement de manière à retirer le signal topographique lié aux dépôts du glissement de terrain. Dans la pratique, il s'agit de déplacer/modifier/transformer les courbes de niveau (qui sont alors des objets vectoriels) de manière à obtenir la topographie escomptée. C'est l'étape la plus minutieuse car elle peut conduire à de fortes incertitudes. C'est pourquoi le traitement des données au préalable est important ainsi que l'analyse de celle-ci. Par expérience, c'est cette méthode qui donne les meilleurs résultats. En effet, faire appel à des surfaces mathématiques offre beaucoup moins de liberté et ne permet pas de reconstruire convenablement les topographies de cas naturels.

Deux reconstructions sont effectuées : (1) la première consiste à reconstruire la surface de glissement, à savoir le MNT auquel les dépôts ont été retirés, (2) la seconde reconstruction a pour but d'obtenir la topographie initiale (pré-glissement). Ceci implique des hypothèses sur la géométrie initiale de la masse qui s'est effondrée. Pour les cas martiens, les versants de part et d'autre de l'escarpement laissés par le glissement ont servi de référence à cette reconstruction de la morphologie ces versants.

4.5.3 Régularisation de l'information topographique par estimation optimale

La technique employée pour éditer la topographie entraîne *de facto* une dispersion de l'information. C'est pourquoi une interpolation est nécessaire pour retrouver une grille altimétrique spatialement régulière indispensable par la suite pour la modélisation²³.

Plusieurs algorithmes d'interpolation ont été testés en amont sur les données PEDR MOLA qui sont éparées. La figure 4.23 illustre les résultats obtenus sur deux régions différentes. Le krigeage dans les deux cas permet d'obtenir les meilleurs résultats. En effet, les autres méthodes induisent des artefacts (Figure 4.23).

Il ne s'agit pas *sensu stricto* d'une interpolation, mais d'une méthode d'estimation statistique d'une fonction $Z(x)$, x étant un champ scalaire. L'estimation de la fonction au point x_0 va ainsi dépendre des valeurs connues de la fonction aux points environnants x_i et peut donc s'écrire :

²²Actuellement, cette étape est réalisée sous le logiciel Didger® édité par GoldenSoftware. Cependant, une application IDL est en cours de développement pour effectuer les mêmes opérations.

²³Nos modèles sont discrétisés sur une grille régulière.

$$Z^*(x_0) = \sum_{i=1}^N \lambda_i Z(x_i), \quad (4.5.1)$$

où Z^* est la fonction estimée au point x_0 et λ_i est une pondération pour chaque x_i . Contrairement aux méthodes plus classiques, le krigeage détermine ses coefficients de pondérations en fonction du degré de similarité entre les valeurs de la fonction Z à partir de la covariance entre les valeurs de Z aux points x_i en fonction de la distance entre ces points. L'intérêt de cette méthode est qu'elle prend en compte deux facteurs : la position spatiale de l'information et la variabilité spatiale de cette information [Gratton, 2002]. Cette méthode d'interpolation²⁴ et d'extrapolation est optimale au sens statistique et conduit à minimiser les erreurs dans le cas où l'information n'est pas régulière dans l'espace. Elle est donc tout à fait adaptée à la topographie et permet d'obtenir une grille altimétrique régulière et sans artefact, nécessaire à la modélisation numérique.

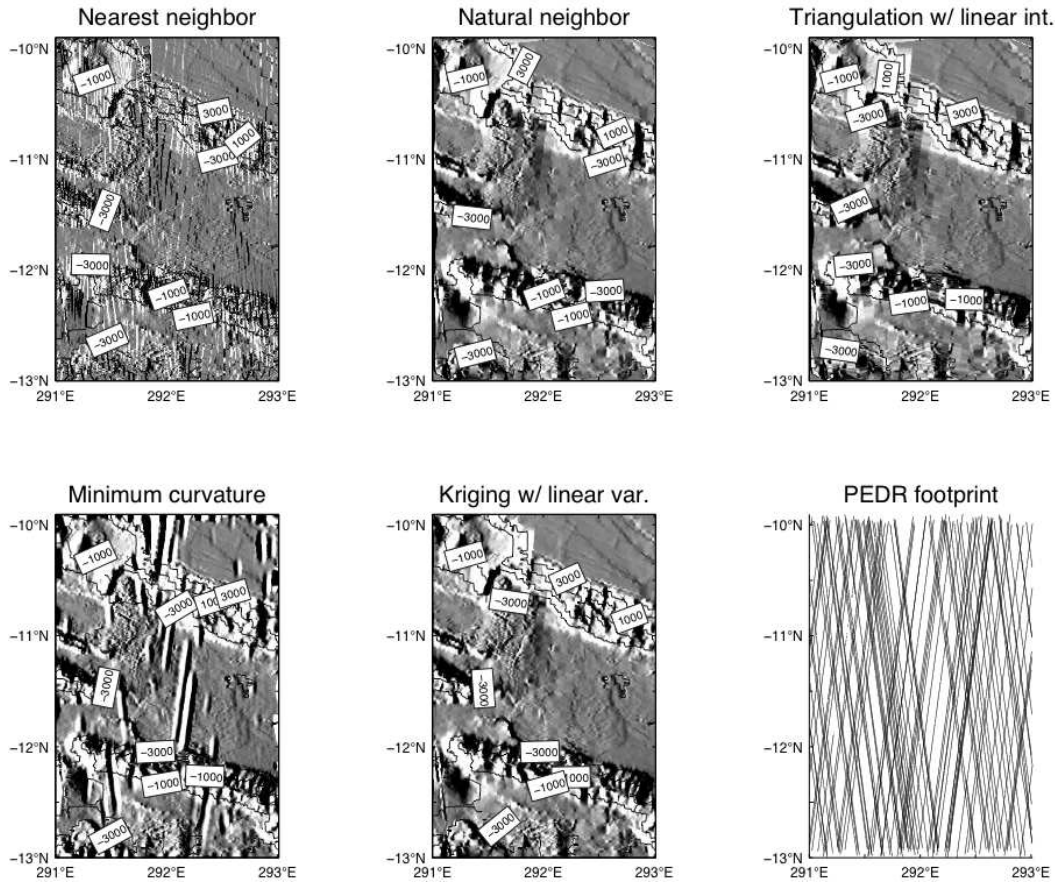


FIG. 4.23: Comparaison de différents algorithmes d'interpolation appliqués aux données PEDR MOLA dans la région de Coprates Chasma. Les PEDR footprint correspondent aux traces d'acquisition du laser MOLA.

²⁴Actuellement réalisée sous le logiciel Surfer® (GoldenSoftwares).

Pour les besoins de la simulation, une méthode de reconstruction de topographie pré-glissement a été mise au point dont les principales étapes sont résumées par le schéma de la figure 4.24. Cette méthode a été appliquée sur plusieurs exemples martiens (Figure 4.25).

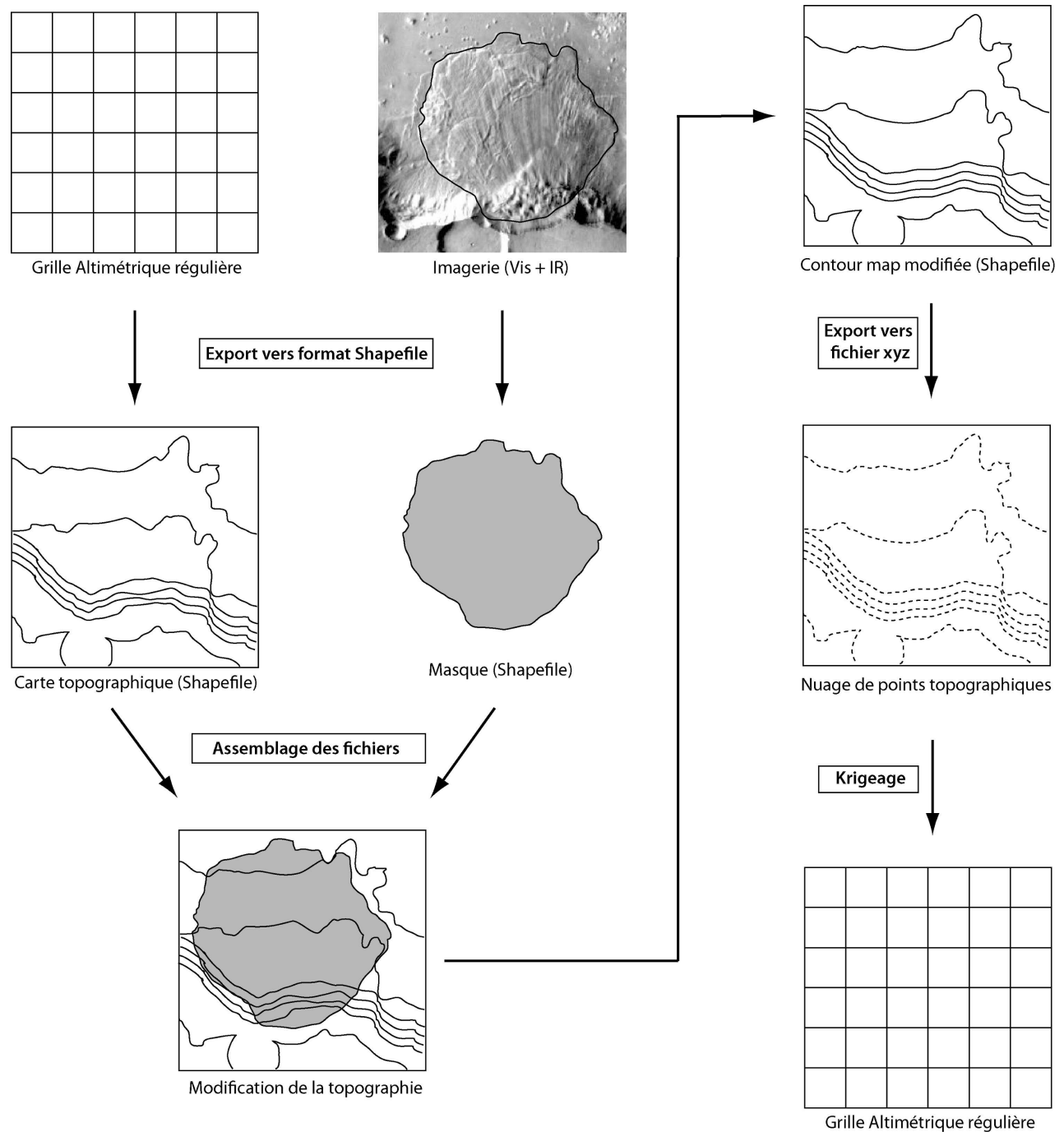
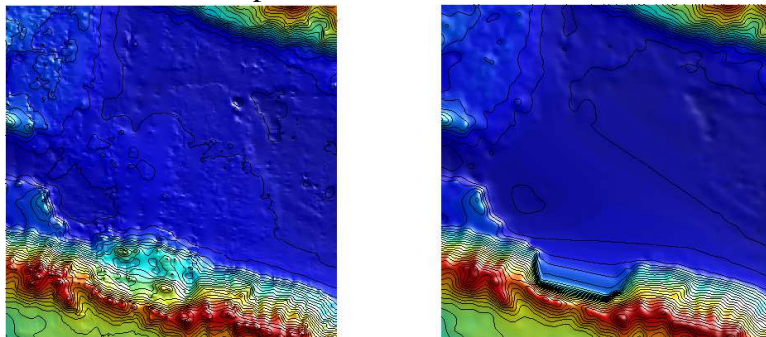
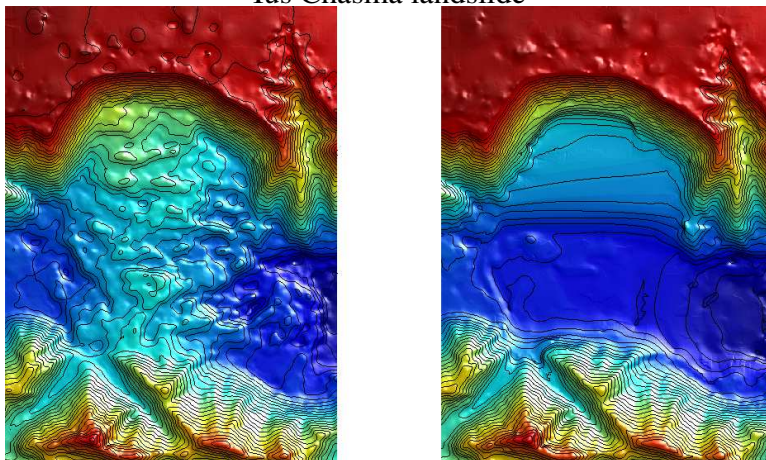


FIG. 4.24: Récapitulatif des grandes étapes pour la reconstruction topographique.

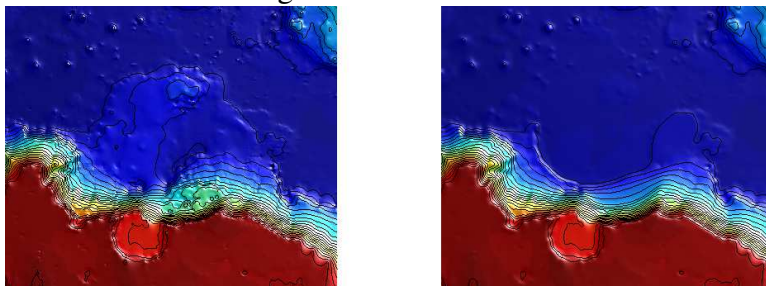
Coprates Chasma landslide



Ius Chasma landslide



Ganges Chasma landslide



Ophir Chasma landslide

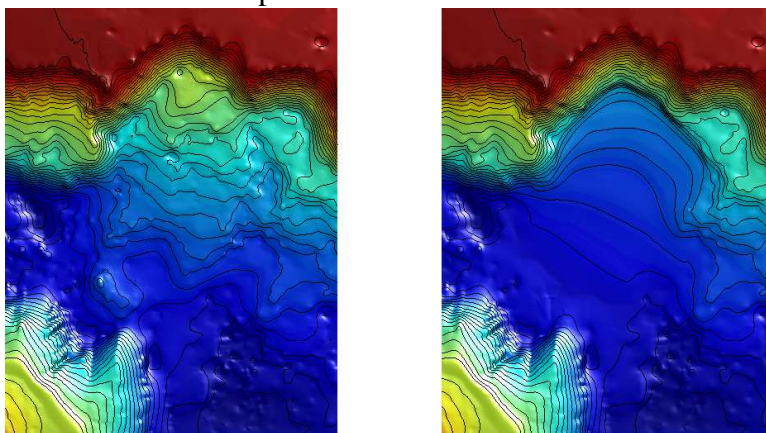


FIG. 4.25: Exemples de topographies pré-glissement reconstruites pour des glissements de terrain martiens. (à gauche) Les données altimétriques, (à droite) la surface de glissement reconstruite.

4.6 Conclusions

Après avoir décrit les données satellitaires utilisées et les traitements de celles-ci, les procédés d'extractions topographiques à haute résolution ont été détaillés. Ces MNT à haute résolution vont permettre la modélisation d'écoulements de petite taille, comme les ravines observées sur Mars (voir chapitre 5).

Par ailleurs, nous avons, à partir des outils pré-existants comme ISIS, mis en place une méthode de reconstruction de topographie pré-glissement. Cette méthode permet d'une part de modéliser les effondrements en prenant en compte la topographie. D'autre part, elle permet de tester différentes géométries de la rupture et de la masse qui s'effondre. En outre, c'est la seule méthode qui permet d'effectuer des calculs de volumes de manière précise. Nous verrons au chapitre 6 et 7 que ces méthodes et ces données vont servir à l'étude des interactions entre topographie et dynamique des effondrements granulaires sur Mars.

Enfin, en collaboration avec le CMLA, un travail en cours concernant la génération de modèle numérique de terrain à partir de diverses techniques a été abordé. Les résultats préliminaires ne sont pas encore utilisables, cependant des pistes ont été explorées pour les améliorer.

Chapitre 5

Écoulements granulaires martiens : réponse aux variations topographiques

5.1 Motivations

De nombreux écoulements de type granulaire ont été observés sur Mars faisant l'objet de nombreux travaux [*Hoffman*, 2000 ; *Musselwhite et al.*, 2001 ; *Mellon and Phillips*, 2001 ; *Costard et al.*, 2002 ; *Schorghofer et al.*, 2002 ; *Aharonson et al.*, 2003 ; *Mangold et al.*, 2003 ; *Christensen et al.*, 2003 ; *Forget et al.*, 2003 ; *Treiman*, 2003 ; *Ishii and Sasaki*, 2004 ; *Heldmann and Mellon*, 2004 ; *Gerstell et al.*, 2004 ; *Shinbrot et al.*, 2004 ; *Balme et al.*, 2006 ; *Levy et al.*, 2009 ; *Mangold et al.*, 2010]. L'un des enjeux scientifiques concerne la présence possible d'eau liquide dans la mise en place de ces processus dont certains sont actifs aujourd'hui. Beaucoup de travaux s'attèlent à comparer morphologiquement ces objets avec des exemples étudiés sur Terre pour en comprendre les mécanismes. D'autres études se basent sur des approches expérimentales en laboratoire [*Vedié et al.*, 2008]. Les débats sont vifs et les questions, pour beaucoup d'entre elles, restent ouvertes.

Dans ce travail, nous nous proposons de rechercher les paramètres rhéologiques et topographiques nécessaires pour reproduire des caractéristiques morphologiques précises observées sur les exemples martiens de ravines. Ces dernières sont des figures d'érosion observées généralement sur des pentes fortes comme par exemple les flancs de cratère d'impact. Ces ravines sont caractérisées en amont par une alcove, puis d'un chenal d'une dizaine de mètres de large et de plusieurs centaines de mètres de long et enfin par la présence de dépôts vers l'aval. Certaines de ces ravines présentent des

levées comme le montre la Figure 5.1. Des tests préliminaires sur des modèles numériques de terrain (MNT) extraits de paires d'images HiRISE sont menés. L'objectif est de reproduire les morphologies fines et de discuter des conditions rhéologiques nécessaires dans la modélisation.

5.2 Ravines sinueuses et implications rhéologiques

Bien que les conditions de présence d'eau liquide à la surface de Mars ne soient pas rencontrées actuellement, un certain nombre d'auteurs ont néanmoins proposé que les ravines (ou gullies en anglais) soient le résultat d'écoulements d'eau liquide liés à la présence d'aquifères ou de fusion de glace en subsurface [Malin and Edgett, 2000]. D'autres études ont évoqué le CO_2 liquide [Hoffman, 2000 ; Musselwhite et al., 2001] ou encore proposé de simples écoulements granulaires secs [Treiman, 2003].

Costard et al., [2002] et Mangold et al., [2003] ont montré que les morphologies observées étaient compatibles avec la présence d'eau, à l'instar d'exemples terrestres observés en Islande et au Groënland. Les sinuosités observées sur certains exemples de ravines martiennes suggèrent la présence d'instabilités pendant l'écoulement, générées par une phase fluide (Figure 5.1).

Sur Terre, des sinuosités ou méandres peuvent également être observés dans les coulées de débris [Johnson and Rodine, 1984]. Certains écoulements terrestres, de taille similaire aux ravines martiennes, sont observés sur les tabliers d'éboulis en milieu montagneux ainsi que sur les versants de volcans. Les dépôts de ces écoulements sont caractérisés par un chenal bordé de levées et présentent parfois des variations d'orientation (Figure 5.1). L'origine de ces variations reste énigmatique et débattue. La topographie sous-jacente peut présenter des oscillations, comme cela peut être le cas aux piedmonts où se déposent de nombreux éboulis. Ces oscillations peuvent entraîner des changements d'orientation de l'écoulement provoquant la formation de sinuosités. Par ailleurs, la présence d'eau dans ces écoulements est souvent suggérée. Cette phase fluide est peut-être un bon candidat pour expliquer ces sinuosités.

Plusieurs études expérimentales et numériques d'écoulements granulaires secs sur plan incliné faisant varier le flux de particules ainsi que les propriétés du lit sous-jacent (granulométrie, polydispersité, rugosité...) ont montré que les levées pouvaient être reproduites aussi bien par des écoulements granulaires denses secs [Shinbrot et al., 2004 ; Félix and Thomas, 2004 ; Mangeney et al.,

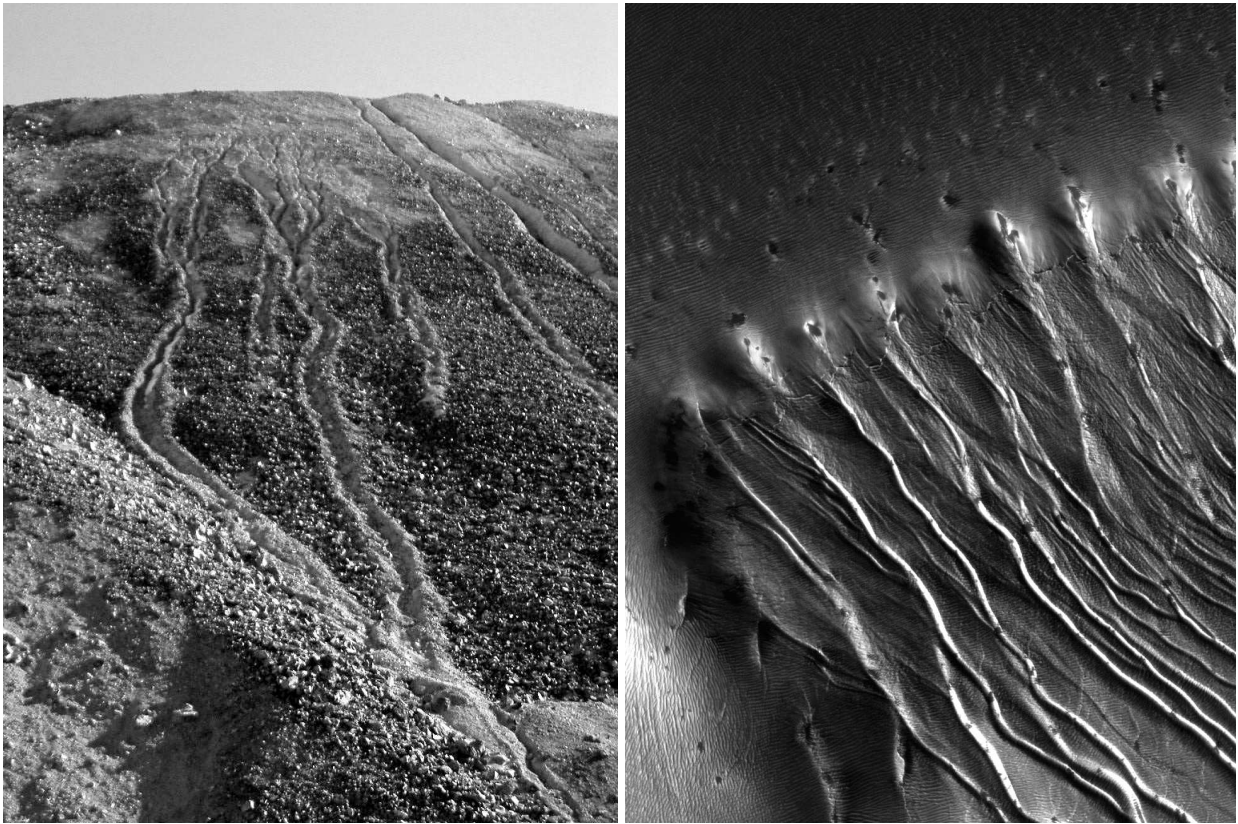


FIG. 5.1: Exemples de ravines avec des sinuosités sur Terre (à gauche) et sur Mars (à droite). Photographie Hungr ; image HiRISE n# PSP_010446_1255.

2007a] que par des coulées visqueuses mouillées. Cependant, si des instabilités ont été observées, aucune expérience n'a montré de sinuosité [GdR Midi, 2004 ; Forterre and Pouliquen, 2003 ; 2008]. D'autres travaux expérimentaux, sur lit érodable dans des conditions proches du seuil de transition statique/mobile, ont montré la présence d'ondes d'érosion lorsque la masse était relâchée ou lorsqu'une perturbation de la surface libre était imposée [Pouliquen and Forterre, 2002 ; Maloggi et al., 2006 ; Mangeney et al., 2007b]. Mais ici encore, aucune sinuosité n'a pu être observée.

À ce jour, les processus responsables de la formation des levées sont relativement bien compris. Les simulations numériques ont montré que pour la formation d'écoulements auto-chenalisés, la forme et la vitesse du front atteignent un état stationnaire. De plus, en bordure de l'écoulement, l'épaisseur est plus fine, ce qui entraîne une augmentation de la force de friction qui devient alors plus importante que la force motrice liée au gradient de la surface libre dans la direction transverse. La vitesse transverse devient donc faible aux bords de l'écoulement. Ainsi, des zones quasi-statiques se forment en amont du front, où le vecteur vitesse s'oriente transversalement à la direction de l'écoulement [Mangeney et al., 2007a] (Figure 5.2).

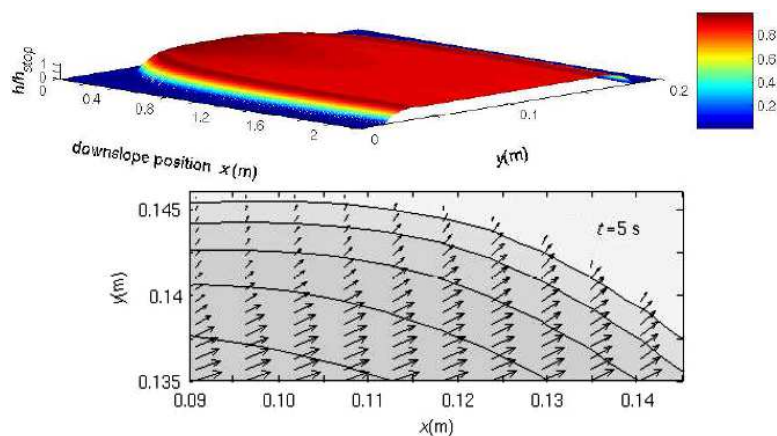


FIG. 5.2: (en haut) Simulation numérique d'un écoulement auto-chenalisé avec la formation de lévées aux bordures de l'écoulement. (en bas) Le champ de vitesse au front de l'écoulement montre une rotation. Figure modifiée d'après *Mangeney et al.*, [2007a].

En revanche, l'origine des sinuosités reste débattue. Au niveau des piedmonts, la topographie présente très souvent des variations de quelques centimètres à plusieurs dizaines de mètres. Il est possible que ces oscillations topographiques aient une influence importante sur l'écoulement. Les interactions complexes entre un écoulement auto-chenalisé et la topographie peuvent-elles générer des instabilités responsables de ces sinuosités ?

En outre, les exemples martiens montrent que des écoulements avec et sans sinuosités peuvent co-exister sur le même versant. Ceci suggère qu'ils se produisent dans des conditions (pente, flux, caractéristiques du matériau...) proches du seuil d'instabilité, si celle-ci existe. En fonction des propriétés intrinsèques de l'écoulement ou de facteurs externes comme la topographie, une ravine pourrait atteindre ce seuil et ainsi présenter des sinuosités.

Dans le cadre de l'article *Mangold et al.*, soumis à *Journal of Geophysical Research*, une série de simulations numériques a été conduite pour évaluer le rôle des variations topographiques dans la génération de sinuosités. Au-delà de l'article, une large gamme de topographies a été testée afin de mieux cerner l'influence de ces variations sur l'écoulement lui-même ainsi que sur la géométrie des dépôts. Au-delà des problèmes soulevés par la présence de sinuosités, beaucoup d'avalanches granulaires observées sur Mars suscitent de nombreuses interrogations quant aux processus de mise en place (granulaire sec, CO_2 liquide, givre, phase aqueuse saline, aquifère...).

Aussi, des expériences numériques ont été menées sur des modèles numériques de terrain à haute résolution. Les dépôts simulés sont comparés à trois types d'écoulements granulaires observés sur Mars.

5.2.1 Expériences numériques sur topographies modèles

Certains écoulements observés sur les images HiRISE sont auto-chenalisés et présentent des levées sur leurs bordures (Figures 5.1 et 5.3). En outre, des oscillations sont observées sur certains de ces écoulements. Les chenaux sinueux sont localisés sur des pentes comprises entre 10° et 20° (estimation depuis les MNT HRSC, [Mangold et al., 2010]). De plus, les images suggèrent que les morphologies de la topographie aient un effet sur la dynamique des écoulements. Aussi, nous nous proposons à l'aide de topographies modèles de tester numériquement l'impact que peut avoir la topographie sur la dynamique des écoulements et ainsi tester si ces effets peuvent ou non générer des sinuosités.

La loi de comportement utilisée pour ces tests numériques (Pouliquen and Forterre, [2002]) s'est montrée capable de reproduire les écoulements granulaires dans les simulations numériques [Mangeney et al., 2007a]. Cette loi de friction dépend à la fois de l'épaisseur et de la vitesse de l'écoulement (voir chapitre 2) et fait intervenir quatre angles de friction ($\delta_i, i = 1, 4$) déduits des expériences en laboratoire et représentatifs des propriétés frictionnelles du matériau et du lit sous-jacent pour un écoulement granulaire sec non-cohésif [Félix and Thomas, 2004 ; Mangeney et al., 2007a]. Au premier ordre, dans les modèles numériques d'écoulement de débris, la présence d'une phase fluide va avoir pour effet de réduire la friction effective. Cependant, les termes visqueux et les interactions entre les grains et la phase fluide peuvent jouer un rôle significatif [Denlinger and Iverson, 2001 ; Pelanti et al., 2010]. En conséquence, des angles de friction inférieurs à 20° suggèrent des écoulements fluidisés, comme cela peut être le cas avec des particules très fines en présence d'air [Roche et al., 2006]. Le cas limite où $\delta = 0^\circ$ correspond alors à un écoulement d'eau pure non frictionnel.

Afin de tenter de reproduire les observations, trois modèles rhéologiques ont été utilisés dans les simulations. En première approximation, le modèle rhéologique (R1) s'apparente à un écoulement granulaire sec avec $\delta_1 = 20^\circ, \delta_2 = 32^\circ, \delta_3 = 21^\circ, \delta_4 = 34^\circ$; le modèle (R2) à un écoulement fluidisé avec $\delta_1 = 15^\circ, \delta_2 = 27^\circ, \delta_3 = 16^\circ, \delta_4 = 29^\circ$; et enfin, ne disposant pas d'un modèle bi-phasé, le modèle (R3) est un cas limite avec une friction très faible qui se rapproche ainsi d'un écoulement avec une très forte concentration d'eau liquide et dont les paramètres sont $\delta_1 = 2^\circ, \delta_2 = 14^\circ, \delta_3 = 3^\circ, \delta_4 = 16^\circ$.

Les conditions aux limites imposées en amont des modèles topographiques sont les suivantes :

- épaisseur initiale $h_0 = 1\text{ m}$,

- largeur initiale $w_0 = 8 \text{ m}$,
- vitesse initiale $u_0 = 1 \text{ m.s}^{-1}$,
- flux constant $Q_0 = 8 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$,

Le flux imposé au départ induit des largeurs d'écoulement de plusieurs dizaines de mètres ($\geq 50 \text{ m}$). Les simulations ont été effectuées en prenant en compte l'accélération de la gravité martienne ($g = 3.71 \text{ m.s}^{-2}$), sur des grilles de 800×1500 points, soit des pas d'espace $\Delta x = 1.8 \text{ m}$ et $\Delta y = 0.3 \text{ m}$, permettant ainsi de résoudre l'écoulement sur plus d'une centaine de points dans la direction transverse. Les temps de simulations sont imposés à 3000 secondes¹.

Les images HiRISE suggèrent que les écoulements sinueux se propagent sur des topographies complexes, non homogènes. Ces variations topographiques ont parfois des dimensions de l'ordre de la centaine de mètres horizontalement et la dizaine de mètres verticalement (estimées depuis le MNT HRSC) (Figures 5.1, 5.3). Dans d'autres situations, la topographie présente des obstacles de dimensions similaires à celles de l'écoulement (Figure 5.10). Motivés par ces observations, quatre modèles topographiques représentatifs ont été testés :

Topographie à rupture de pente (Modèle T1)

Des changements de direction de la pente maximale sont observés sur les images HiRISE (Figure 5.3). Pour évaluer les effets d'un changement de pente, nous avons considéré un premier modèle topographique composé de trois parties : (1) un plan incliné de pente $\theta_x = 20^\circ$ dans la direction principale x , (2) un plan incliné à $\theta_x = 20^\circ$ et $\theta_y = 3^\circ, 5^\circ$ et 10° dans la direction transverse y , (3) une zone de transition entre les parties 1 et 2 de manière à obtenir une évolution douce d'une pente à l'autre (Figure 5.4). La transition entre ces deux parties est contrôlée par une interpolation linéaire. Pour des besoins numériques, un filtrage passe-bas est effectué sur l'ensemble de la grille de manière à obtenir une transition douce le long de la pente, comme l'illustre la figure 5.4 où la rupture de pente est indiquée en pointillés. Ainsi, la pente maximale est $\theta_{max_{amont}} = \theta_x$ en amont de la rupture de pente et $\theta_{max_{aval}} = \cos^{-1}((\tan^2 \theta_x + \tan^2 \theta_y + 1)^{-1/2})$ en aval de la rupture de pente (voir Tab. 5.1 pour les valeurs de $\theta_{max_{aval}}$).

En utilisant les paramètres initiaux décrits précédemment et le modèle rhéologique R1 (granulaire sec), les simulations montrent que, pour les trois angles θ_y considérés ici, la présence de la

¹Le temps de calcul sur 48 coeurs est de 12 heures.

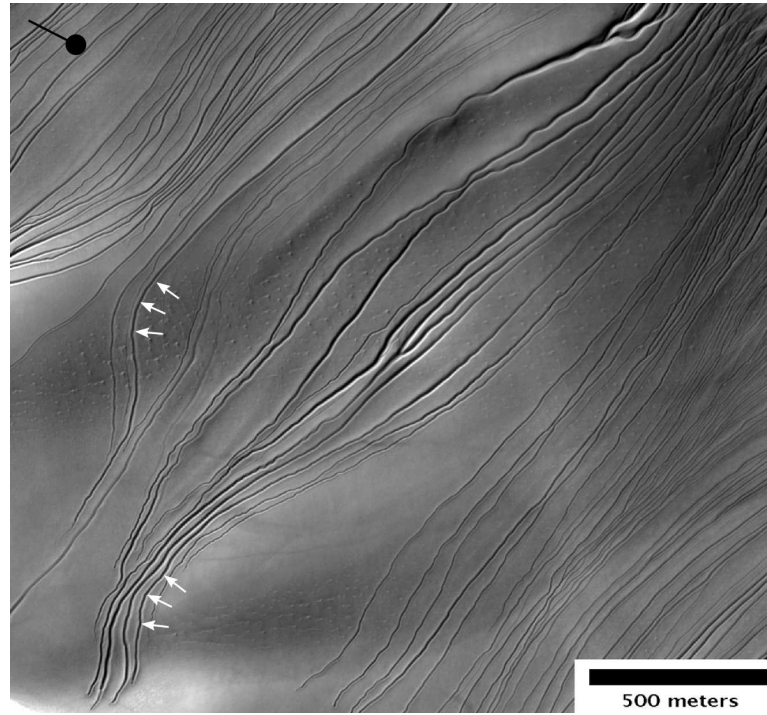


FIG. 5.3: Image HiRISE d'écoulements le long des versants d'une dune située dans le cratère Russell. L'éclairage vient du coin haut gauche (—●). Les ombres projetées sur la dune témoignent de variations topographiques locales auxquelles les écoulements semblent répondre (flèches blanches).

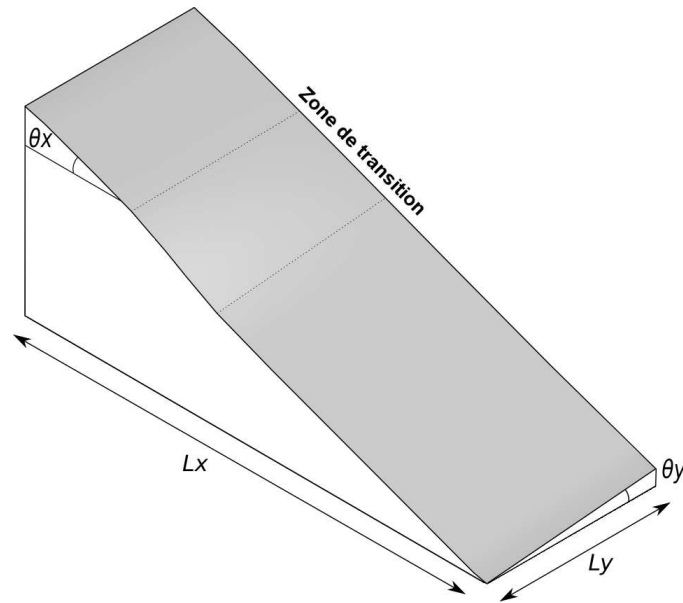


FIG. 5.4: Description du modèle topographique avec rupture de pente (T1). La zone de transition entre $\theta_y = 0^\circ$ et $\theta_y > 0^\circ$ est indiquée en pointillés. En amont de cette zone, la pente principale est contrôlée par l'angle $\theta_x = 20^\circ$. En aval, la pente est contrôlée dans la direction principale x par $\theta_x = 20^\circ$ et par $\theta_y = 3^\circ, 5^\circ, 10^\circ$ dans la direction transverse y . Les dimensions physiques du modèle sont $Lx = 1500$ m et $Ly = 550$ m.

rupture de pente induit un changement de direction principale de l'écoulement et une diminution de l'épaisseur (Figure 5.5).

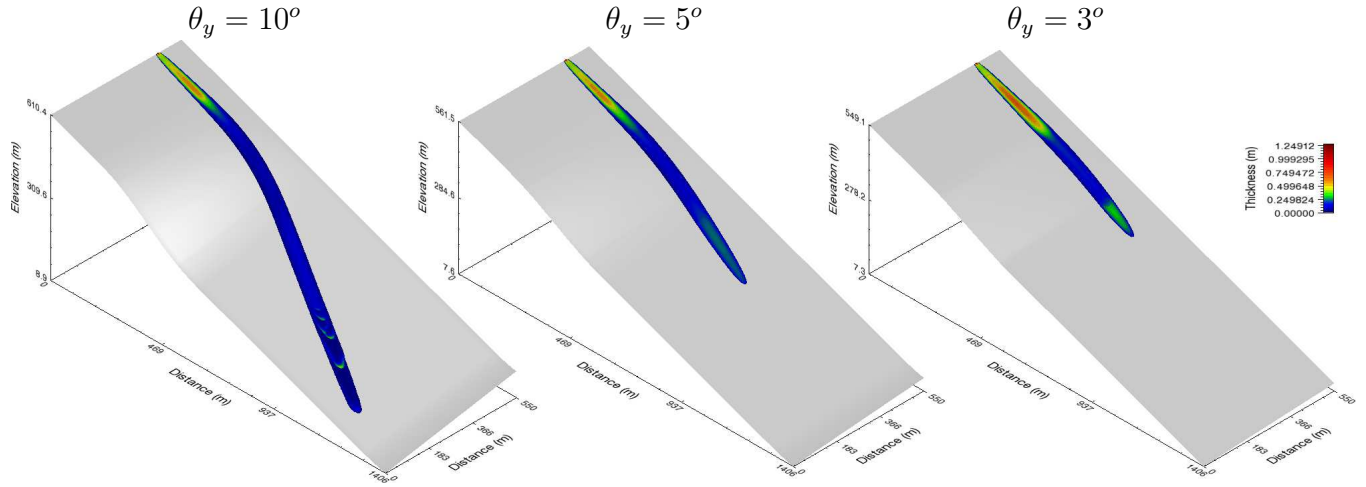


FIG. 5.5: Simulations avec le modèle topographique T1 utilisant respectivement de gauche à droite $\theta_y = 10^\circ$, 5° et 3° avec le modèle rhéologique R1. L'écoulement est visualisé ici au temps $t = 570$ s.

Ce changement de direction est observé à la rupture de pente elle-même. La réponse de l'écoulement aux changements topographiques est donc immédiate. Une fois l'écoulement orienté de nouveau dans la direction de la plus grande pente ($\theta_{max_{aval}}$), l'écoulement reste stable et il n'y a pas de génération de sinuosités quelles que soient les conditions initiales de flux Q_0 et d'épaisseur h_0 . Cette réponse immédiate au changement de direction de la plus grande pente suggère une faible inertie de l'écoulement dans ces conditions rhéologiques.

En outre, l'épaisseur moyenne amont $h_{amont} \simeq 0.6$ m et la largeur caractéristique $w_{amont} \simeq 130$ m sont similaires pour les trois simulations en amont de la rupture de pente. Au delà, les épaisseurs diminuent quand θ_y augmente. Il n'est pas étonnant d'observer un écoulement plus épais sur de plus faibles pentes, pour lesquelles les vitesses sont plus faibles. L'épaisseur maximale pour $\theta_y = 10^\circ$ en aval de la rupture de pente n'atteint pas 0.25 m. En revanche, cette épaisseur atteint 0.45 m avec $\theta_y = 3^\circ$. Dans tous les cas, l'épaisseur aval $h_{aval}(\theta_{max_{amont}}) < h_{amont}(\theta_{max_{aval}})$ et la largeur diminue à $w_{aval} \simeq 80$ m après la rupture de pente.

La vitesse est également affectée par le changement de pente (Figure 5.6 et tableau 5.1). La vitesse moyenne amont $\bar{u}_{amont}$ est de 1 m.s^{-1} pour les trois topographies. Elle augmente d'un facteur 5 pour le cas avec $\theta_y = 10^\circ$ (Tableau 5.1). Les vitesses maximales sont observées à la zone de transition, pour laquelle la pente est la plus élevée (Figure 5.7(a)-5.7(c)). Elles atteignent respectivement 5.1 m.s^{-1} , 3.2 m.s^{-1} et 2.3 m.s^{-1} pour $\theta_y = 10^\circ$, 5° et 3° . De plus, comme le montre les Figures 5.6

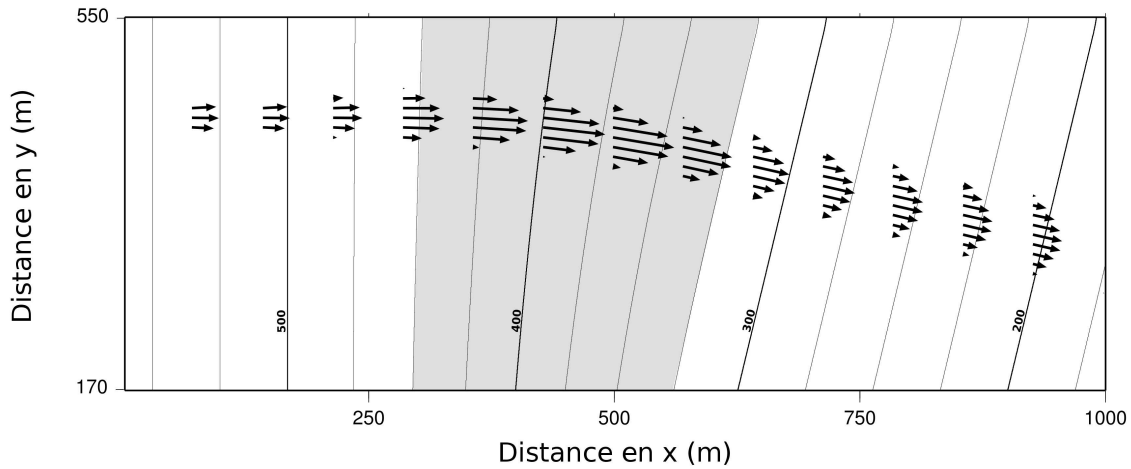


FIG. 5.6: Le champ de vitesse représenté par les vecteurs, pour la simulation sur T1 avec $\theta_y = 5^\circ$ et le modèle R1 au temps $t = 870$ s. Les courbes de niveau ont une équidistance de 25 mètres. Le changement de direction de la plus grande pente est situé entre 250 mètres et 650 mètres (zone grisée). Les vecteurs vitesses montrent que l'écoulement change de direction exactement dans cette zone, illustrant ainsi la sensibilité à de faibles variations topographiques.

et 5.7, l'écoulement se caractérise par une zone dynamique au centre et une zone à très faible vitesse sur les bords. Cette zone dynamique est trois fois plus large en aval de la zone de transition par rapport à la largeur observée en amont (Figures 5.7(b) et 5.7(c)). Par ailleurs, en sortie de la zone de transition ($L_x = 550$, $L_y = 50$, pour $\theta_y = 3^\circ$, voir Figure 5.7(c)), des oscillations sont observables sur les deux composantes principales de la vitesse (u_x et u_z). Ces ondulations dont l'axe est transversale à la direction de l'écoulement ont des amplitudes de 0.4 m.s^{-1} pour u_x et 0.1 m.s^{-1} pour u_z (Figure 5.7(c)).

Celles-ci sont également observées dans l'épaisseur de l'écoulement et en particulier avec $\theta_y = 10^\circ$, puisque certaines ondulations doublent localement l'épaisseur (Figures 5.5, 5.8 et 5.9). Ces ondulations (ou *surge*) sont interprétées comme une réponse de l'écoulement au changement d'une pente forte, pour laquelle la vitesse est grande, à une pente plus faible, et donc à une vitesse plus faible. La rupture de pente est à l'origine d'un choc responsable de la formation d'ondelettes. Leur présence dans les systèmes naturels reste une question ouverte. Mais elles ne correspondent en aucun cas aux sinuosités évoquées préalablement et observées sur le terrain et sur les images HiRISE.

En résumé, ces tests numériques illustrent l'influence de faibles variations topographiques souvent présentes au piémont des versants et sur lesquelles certains écoulements montrent des changements de direction (Figure 5.1). De faibles variations de la topographie suffisent à modifier la direction principale ainsi que la dynamique de l'écoulement. Dans le cas d'une rhéologie de type

θ_y	$\theta_{max_{aval}}$	$\bar{u}_{amont}$ (m.s ⁻¹)	max u_{amont} (m.s ⁻¹)	$\bar{u}_{aval}$ (m.s ⁻¹)	max u_{aval} (m.s ⁻¹)
10°	22.02°	1.0	2.0	3.1	4.8
5°	20.52°	1.0	2.0	1.8	2.6
3°	20.19°	1.0	2.0	1.1	1.2

TAB. 5.1: Récapitulatif des vitesses moyennes et maximales en amont et en aval de la rupture de pente pour les différents angles θ_y testés, avec $\theta_{max_{aval}}$ la pente maximale en aval de la zone de transition.

granulaire sec, la rupture de pente ne génère pas d'instabilité qui pourrait ressembler aux sinuosités observées dans les systèmes naturels. Les simulations montrent au contraire que l'écoulement reste stable même s'il présente des variations de géométrie et de dynamique. Les ondelettes observées sont, quant à elles, attribuées au choc induit par ces variations topographiques.

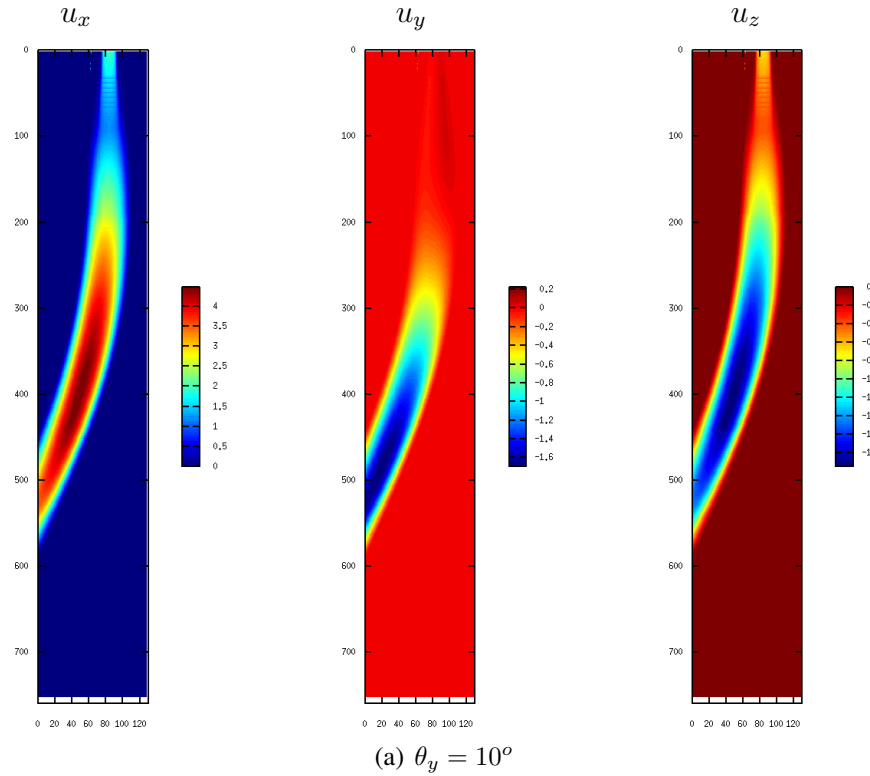


FIG. 5.7: Composantes de la vitesse $\mathbf{u} = (u_x, u_y, u_z)$ exprimées en $m.s^{-1}$ pour les différents angles θ_y testés à $t = 1440$ s. (suite de la Figure en page 121).

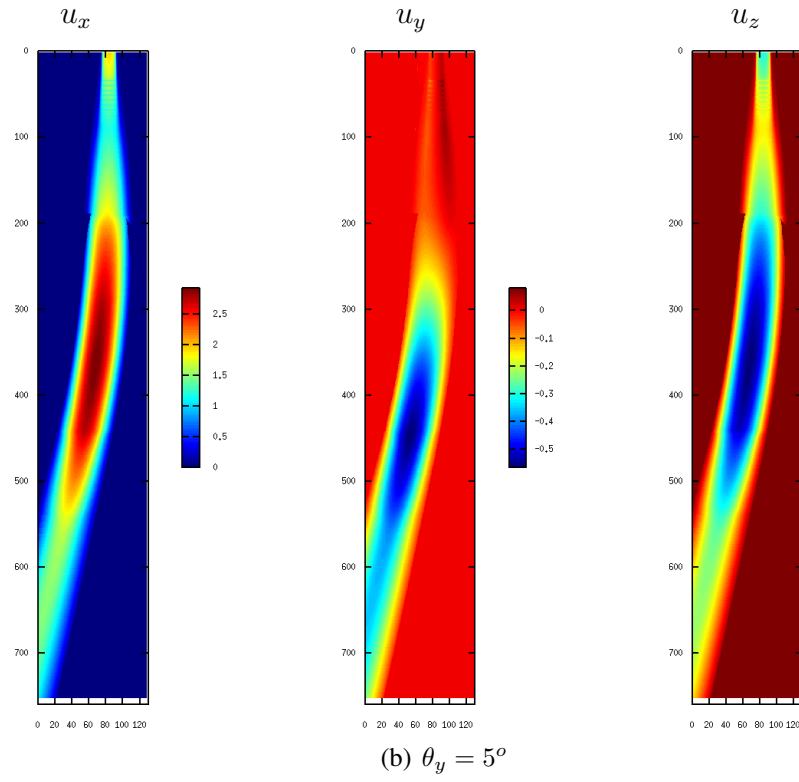


FIG. 5.7: (suite de la Figure 5.7)

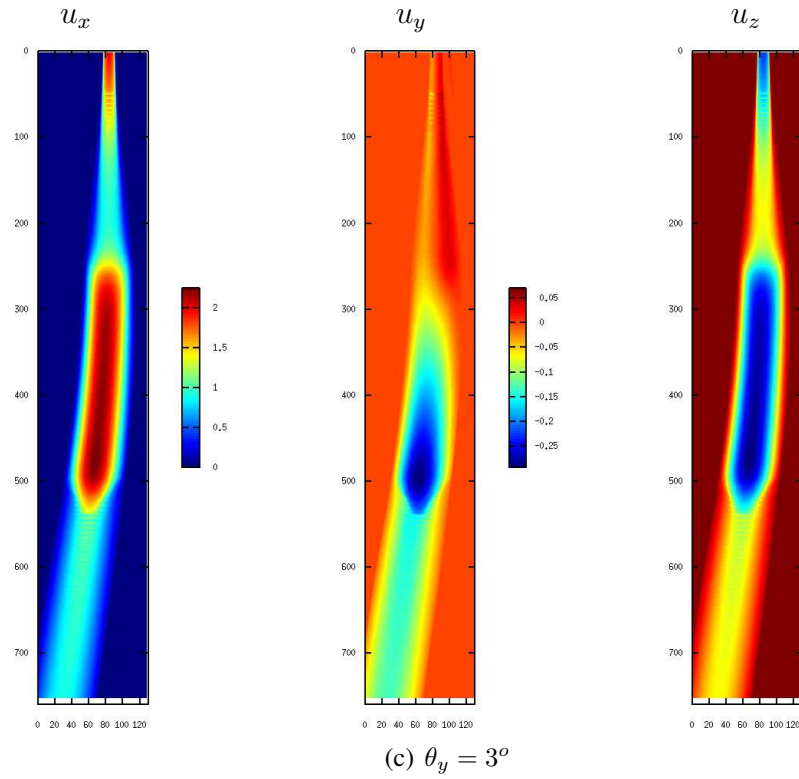


FIG. 5.7: (suite et fin de la Figure 5.7)

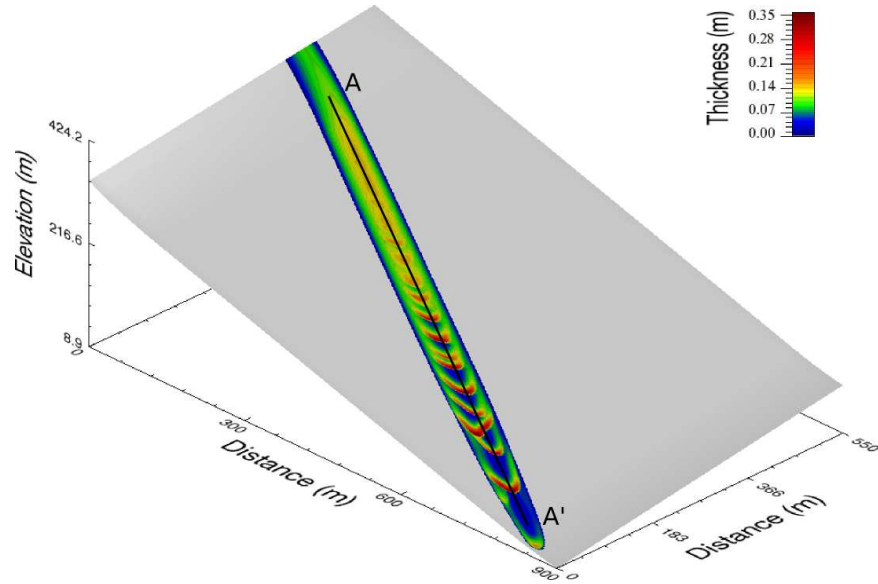


FIG. 5.8: Aggrandissement sur les ondulations pour $\theta_y = 10^\circ$ avec le modèle R1. Le profil A–A' est montré à la figure 5.9

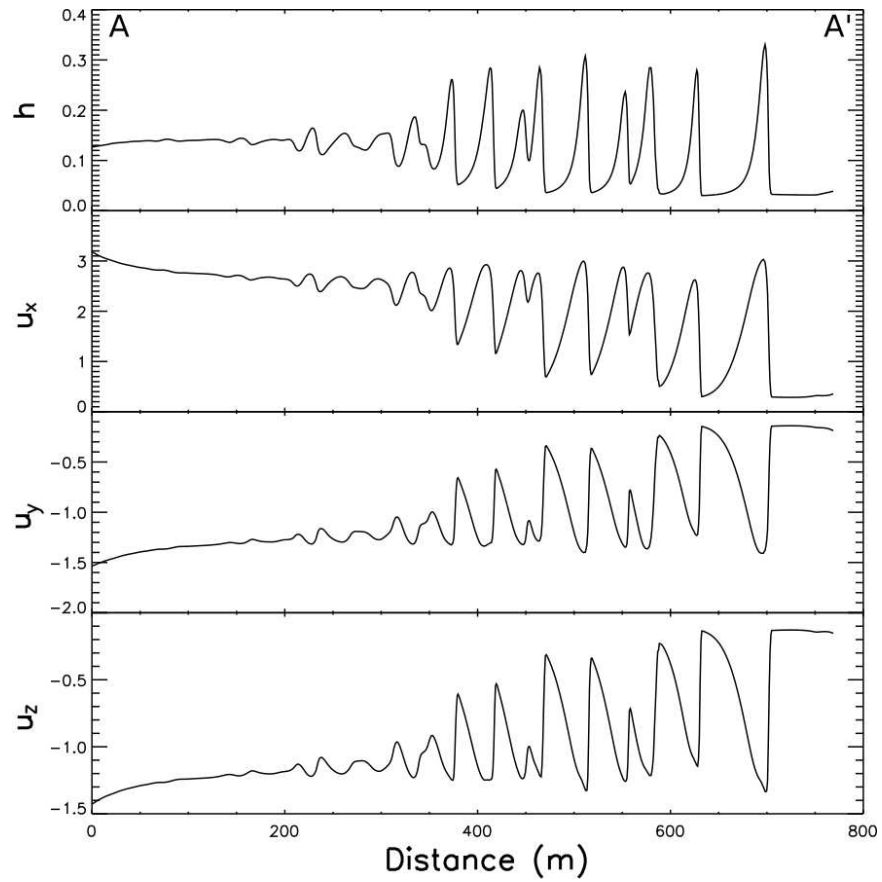


FIG. 5.9: Profils A–A' (Figure 5.8) sur l'épaisseur h (en mètres) et les trois composantes de la vitesse u_x , u_y et u_z (en $m.s^{-1}$) pour $\theta_y = 10^\circ$ avec le modèle R1. Les ondulations se forment à la sortie de la zone de transition (rupture de pente) et augmente en amplitude vers l'aval.

Obstacle topographique (Modèle T2)

Parfois, certains écoulements sont affectés par des obstacles de taille plus importante que l'épaisseur de l'écoulement lui-même (Figure 5.10). Les images montrent que des sinuosités, absentes en amont, apparaissent au delà de l'obstacle. Ces singularités topographiques pourraient donc être à l'origine d'instabilités dans l'écoulement.

Pour tester cette hypothèse, le modèle topographique utilisé ici consiste en une surface inclinée à 20° sur laquelle est ajouté un relief parabolique d'une hauteur $h = 20$ m et d'une longueur $l = 150$ m (Figure 5.11).

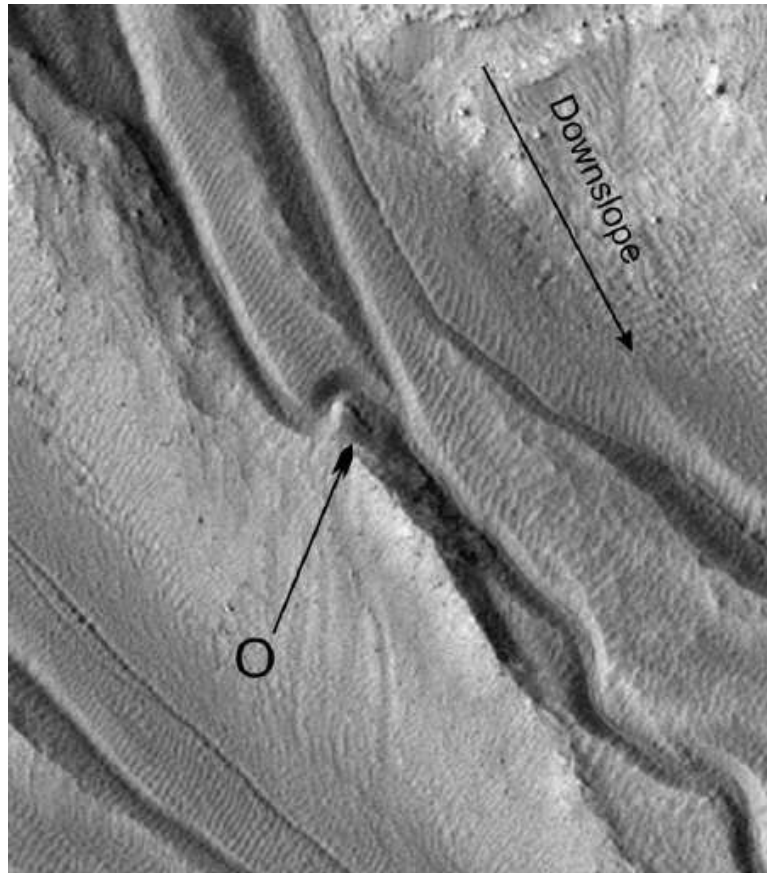


FIG. 5.10: Image HiRISE illustrant la réaction d'un écoulement à la présence d'un obstacle (noté O). Figure issue de Mangold *et al.*, [2010].

Les simulations montrent que la présence d'un obstacle sur le parcours de l'effondrement implique une retenue de la masse en amont de celui-ci ainsi qu'une forte diminution de la largeur de l'écoulement (Figure 5.11). En amont, les caractéristiques de l'écoulement sont : la hauteur $h = 1.5$ m, la largeur $w = 180$ m, et la vitesse moyenne $v = 0.6 \text{ m.s}^{-1}$. En aval de l'obstacle,

les caractéristiques de l'écoulement sont : la hauteur $h = 0.5$ m, la largeur $w = 60$ m, et la vitesse moyenne $v = 0.8 \text{ m.s}^{-1}$.

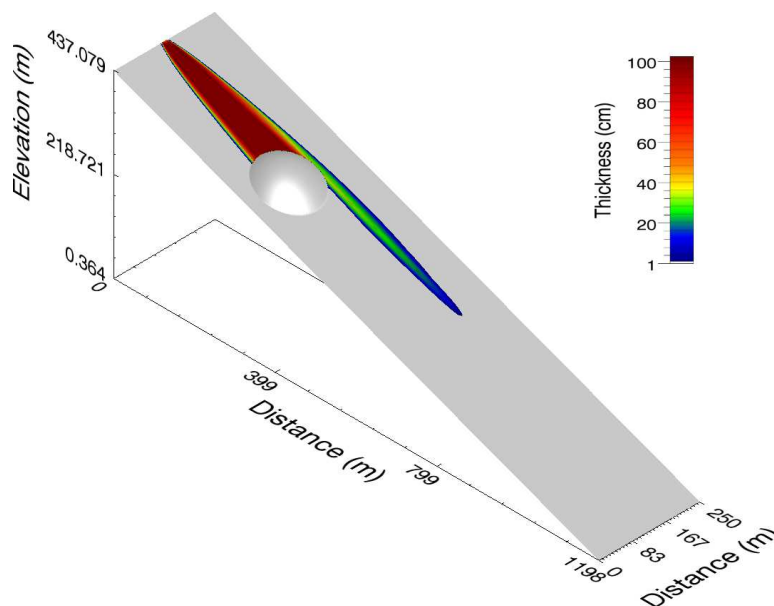


FIG. 5.11: Simulation des dépôts sur topographie T2 avec le modèle R1. L'obstacle favorise la rétention d'une partie de la masse. La largeur de l'écoulement est réduite d'un facteur 2,5 en aval de l'obstacle.

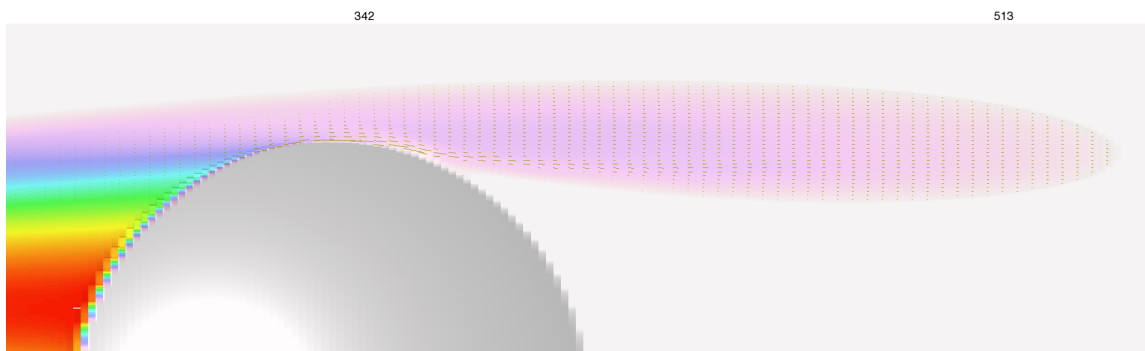


FIG. 5.12: Aggrandissement sur le champ de vitesse modélisé après l'obstacle. Une oscillation dans la vitesse est observée lorsque l'écoulement passe l'obstacle. Cette petite oscillation disparaît quelques mètres en aval. (L'échelle de couleurs correspondant à l'épaisseur est différente de celle de la Figure 5.11 pour permettre une meilleure visibilité du champ de vitesse.)

Les simulations réalisées avec le modèle R1 ne montrent donc pas de sinuosités contrairement aux observations sur le terrain (Figures 5.10-5.11). Malgré une petite oscillation observée dans le champ de vitesse lorsque l'écoulement dépasse l'obstacle, celle-ci s'atténue rapidement et ne forme pas de sinuosités ; l'écoulement retrouve une direction selon la plus grande pente en aval de l'obstacle (Figure 5.12). De plus, la largeur diminue d'un facteur 2.5 dans la modélisation, ce qui n'est

pas observé sur les exemples martiens pour lesquels seule la direction d'écoulement est affectée par l'obstacle.

Topographie rugueuse (Modèle T3)

Si des variations importantes de la topographie ne semblent pas générer d'instabilités dans les écoulements granulaires, quand est-il de la rugosité ? Ce troisième test se base sur un modèle topographique construit sur un simple plan incliné de pente $\theta_x = 20^\circ$ avec des fluctuations comprises entre 0.1 et 0.5 mètres générées par une fonction aléatoire :

$$Z(x, y) = -\tan \theta_x + \text{Rand}(x) + \text{Rand}(y), \quad (5.2.1)$$

où les fonctions $\text{Rand}(x)$ et $\text{Rand}(y)$ renvoient des valeurs aléatoires dans les directions x et y .

Pour le modèle R1 (de type granulaire sec), la simulation donne une épaisseur maximale $h = 0.5$ m, une largeur maximale de $w = 70$ m, et une vitesse moyenne $v = 0.6 \text{ m.s}^{-1}$ (Figure 5.13).

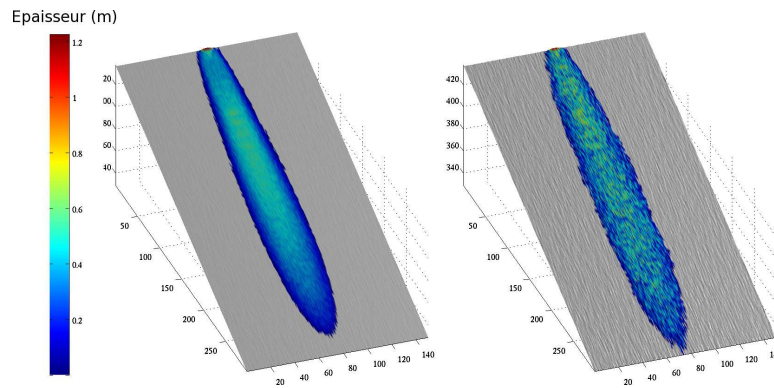


FIG. 5.13: Écoulements simulés avec le modèle R1, sur topographies de type T3 inclinées à 20° . (à gauche) La rugosité est de 0.1 m, (à droite) elle est de 0.5 m.

Cet exemple montre une forte hétérogénéité de l'épaisseur de l'écoulement. En revanche, avec un modèle rhéologique à très faible friction (modèle R3), l'épaisseur de l'écoulement est beaucoup plus homogène (Figure 5.14). Une digitation de l'écoulement est observable sur le modèle à faible friction (R3). De plus, la forme de l'écoulement diffère d'un modèle frictionnel à l'autre. D'une forme en éventail pour les faibles frictions, l'écoulement prend une morphologie de langue pour les fortes frictions (Figure 5.14).

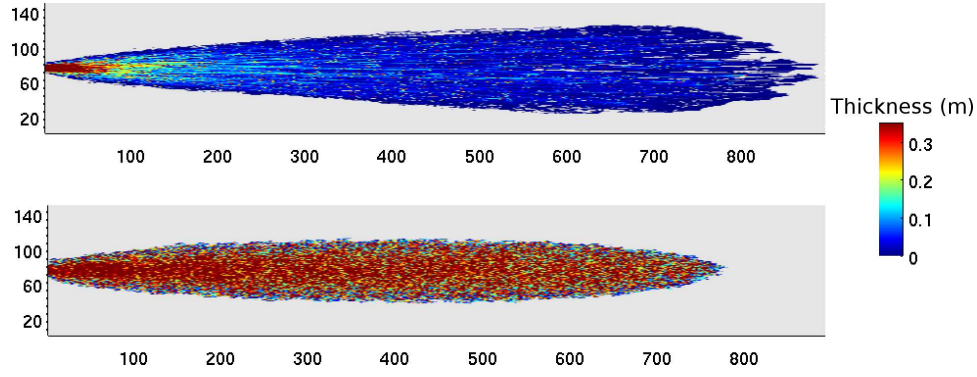


FIG. 5.14: Comparaison entre le modèle R3 (en haut) et le modèle R1 (en bas) sur la topographie rugueuse à 0.5 m . Une digitation de l'écoulement est observable sur le modèle à faible friction (R3). La forme de l'écoulement est également différente d'un modèle à l'autre. Mais aucune sinusoïté n'est observée.

Cependant, quelque soit la friction, aucune sinusoïté ou changement de direction n'est observé. Les petites fluctuations de la topographie, perçues comme une rugosité, ne génèrent donc aucune instabilité particulière dans l'écoulement simulé.

Modèle à oscillations (T4)

Dans ce dernier test, nous nous proposons d'étudier comment l'écoulement est influencé par des oscillations sinusoïdales présentes dans la topographie et dont les dimensions caractéristiques sont similaires à celles de l'écoulement. Une topographie $\theta(x, y)$ à pente décroissante exponentiellement est générée :

$$\begin{cases} \partial_y \theta = 0 \\ \partial_x \theta = -\theta_0 * \exp(-x/\kappa)/\kappa, \end{cases} \quad (5.2.2)$$

où $\theta_0 = 21^\circ$ est l'angle maximum de la pente et κ le facteur de paramétrisation de la décroissance dans la direction x de la grille.

Deux fonctions T et U définies par :

$$T = \cos(x + \text{Rand}(x)), \quad (5.2.3)$$

$$U = \sin(y + \text{Rand}(y)), \quad (5.2.4)$$

où x et y sont les vecteurs des coordonnées spatiales, permettent de définir des oscillations. La fonction numérique $Rand(x)$ renvoie un vecteur, de même dimension que x , de valeurs aléatoires de manière à introduire du bruit dans les fonctions U et T .

Un atténuation exponentielle de l'amplitude est ensuite appliquée à U et T :

$$H = \beta * \exp(-x/\epsilon) * T \quad (5.2.5)$$

$$G = \alpha * \exp(-y/\gamma) * U \quad (5.2.6)$$

où β , α , γ et ϵ sont des scalaires paramétriques. Enfin, la grille topographique Z est générée par la composée de fonctions

$$Z = \theta + (H \cdot G). \quad (5.2.7)$$

La topographie ainsi obtenue est illustrée à la Figure 5.15. Si les variations de la topographie sont faibles, la direction de la pente maximale va néanmoins évoluer entre la direction principale en x et la direction transversale en y .

Les pentes sur lesquelles sont observées les instabilités gravitaires martiennes sont comprises entre 20° et 10° (estimation depuis les MNT HRSC, [Mangold et al., 2010]). Aussi, l'angle moyen de la pente topographique T4 diminue exponentiellement de $\theta = 21^\circ$ en haut du modèle à $\theta = 12^\circ$ en bas du modèle sur lequel sont ajoutées des oscillations sinusoïdales dont l'amplitude A augmente exponentiellement vers l'aval de 0 à 2 mètres.

Le cas extrême, pour lequel les oscillations ont pour longueur d'onde $\lambda = 25$ m et amplitude $A = 1.5$ m, c'est à dire respectivement les mêmes dimensions que la largeur w et l'épaisseur h de l'écoulement, permet d'obtenir des sinuosités (Figure 5.16). Pour étudier les effets de λ et A , d'autres valeurs ont été testées.

Les paramètres de friction contrôlent la pente minimale sur laquelle l'écoulement laisse la place à un dépôt. Différentes simulations ont été effectuées en diminuant les angles de friction (modèles R1, R2 et R3).

Les simulations montrent que les interactions entre écoulement et topographie dépendent fortement des paramètres de friction employés. Ainsi, lorsque la friction diminue, les sinuosités s'at-

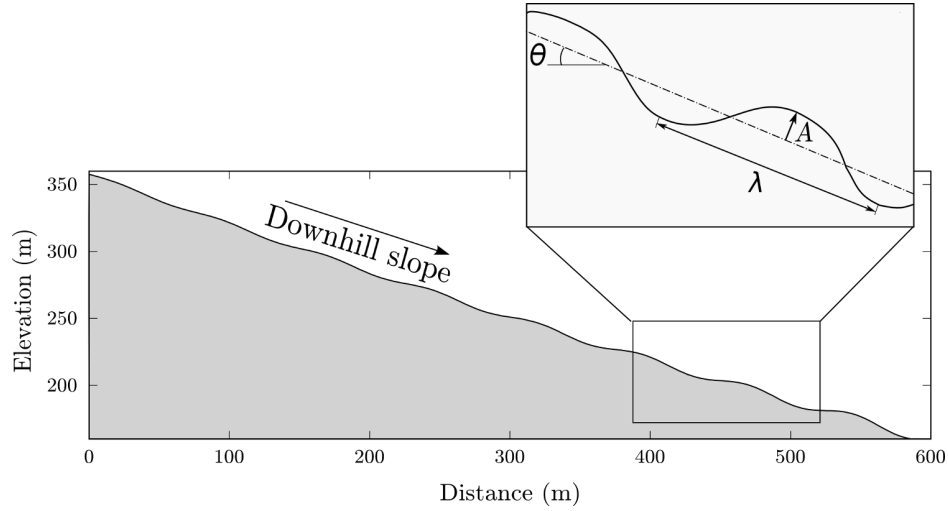


FIG. 5.15: Description du modèle topographique T4 où $\theta \in [12^\circ, 21^\circ]$ est la pente, $A \in [0, 2]$ m l'amplitude des oscillations (contrôlée par les fonctions H et G) et $\lambda \in [25, 75]$ m la longueur d'onde des oscillations (contrôlée par les fonctions U et T).

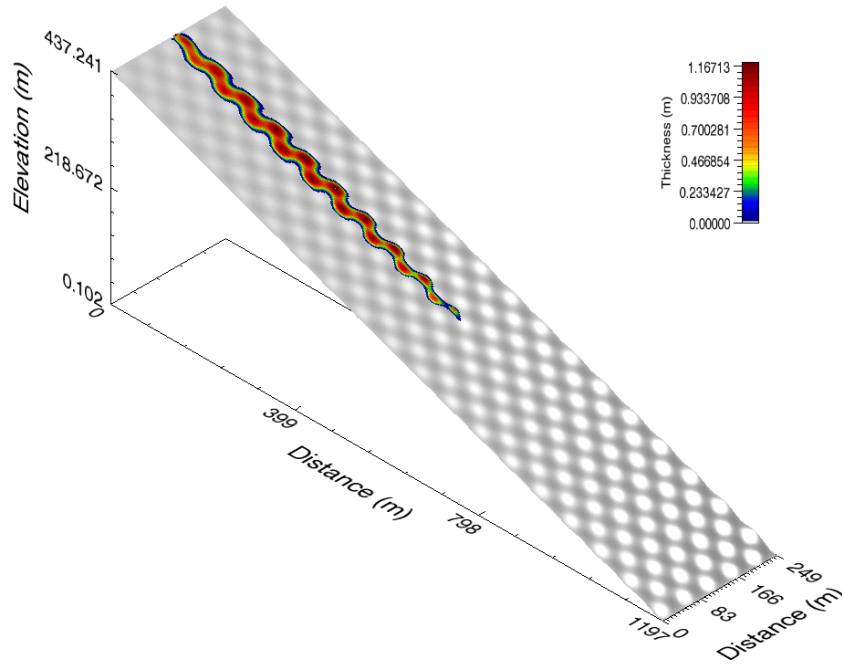


FIG. 5.16: Simulation sur une topographie T4 ($A = 1.5$ m, $\lambda = 25$ m) avec le modèle R1.

ténuent fortement (Figure 5.17). Pour le cas (R1), les sinuosités du dépôt sont du même ordre de grandeur que celles de la topographie (~ 70 m). L'arrêt est observé sur des pentes $\theta = 18^\circ$. Dans le second cas (R2), des sinuosités sont également observées en bas de pente. L'écoulement s'arrête sur une pente d'environ $\theta = 13^\circ$. Avec le modèle rhéologique (R3), les sinuosités s'observent très peu et l'écoulement ne forme pas de dépôt sur de telles pentes ($\theta \sim 12^\circ$).

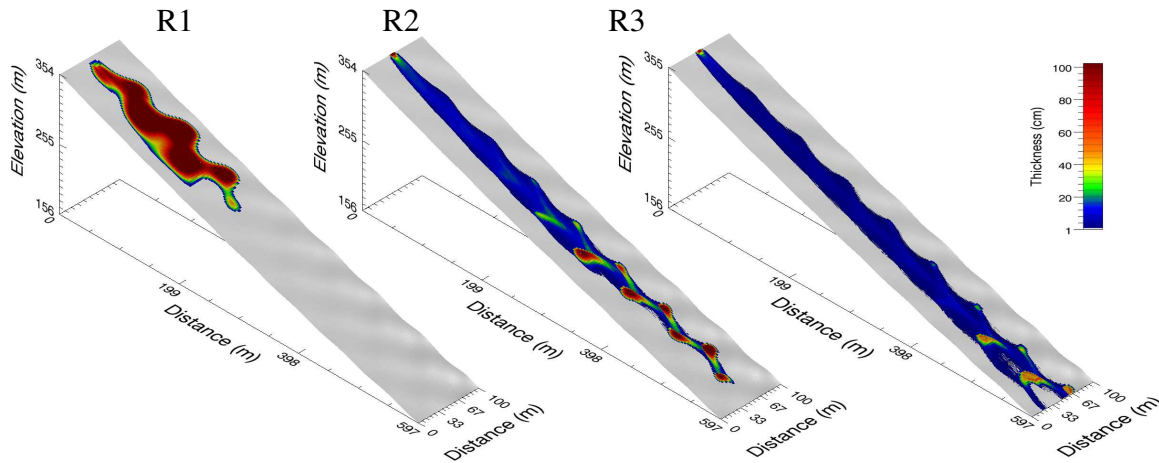


FIG. 5.17: Topographie T4 pour laquelle la pente est comprise entre 21° en amont et 12° en aval avec des oscillations sinusoïdales d’amplitude $A = 0$ m en amont à 2 m en aval. La longueur d’onde de ces oscillations est de 75 m. Les dépôts sont obtenus avec les modèles rhéologiques R1 et R2. Dans le cas du modèle R3 l’écoulement ne se dépose pas.

Les trois modèles frictionnels testés ici montrent qu’il est impossible au matériau d’atteindre des pentes $\theta < \delta_1 - 2^\circ$. Les exemples observés sur Mars se déposent sur des pentes de $10 - 15^\circ$ (valeurs estimées depuis les MNT HRSC et récemment confirmées par les MNT HIRISE). Ceci suggère que la dissipation est plus faible dans les exemples martiens que dans le cas d’un écoulement de type granulaire sec (modèle R1). Si le matériau simulé est en mesure d’atteindre des pentes de $10 - 15^\circ$ avec le modèle R2, il n’est en revanche pas capable de reproduire des sinuosités sur l’ensemble du versant. Par ailleurs, les dépôts simulés présentent des variations d’épaisseur d’un facteur 2 entre les zones les plus fines et les zones les plus épaisses (Figure 5.17). Ces caractéristiques ne semblent pas exister dans les exemples naturels observés [Mangold et al., 2010].

5.2.2 Bilan

Dans ces simulations, le matériau ne présente pas de sinuosité lorsque la pente est régulière et, ce, quelles que soient les conditions d’écoulement imposées (paramètres frictionnels, flux, vitesse, hauteur de l’écoulement) et la valeur de la pente. On peut également observer que l’écoulement s’arrête systématiquement pour des valeurs de pente $\theta \geq \delta_1 - 2^\circ$.

Sur les exemples martiens, il apparaît que des singularités topographiques peuvent être à l’origine d’instabilités. En outre, la modélisation montre que des oscillations de taille métrique, parfois observées sur les images, pourraient être de bonnes candidates pour la genèse d’instabilités. Ce-

pendant, certains exemples d'écoulements sinueux observés sur Mars se sont mis en place sur des pentes qui semblent ne pas montrer de telles oscillations topographiques. Or, la modélisation n'a pas été en mesure de reproduire des sinuosités dans de tels cas. Cette différence entre simulations et observations vient peut-être du fait que sont négligées la cohésion et la viscosité dans le modèle d'écoulement granulaire sec.

En outre, des calculs de viscosité ont été effectués à partir de la hauteur des levées des écoulements martiens. Ces estimations donnent des valeurs comprises entre 10 et 10 00 Pa.s suggérant une fraction volumique liquide comprise entre 0.2 et 0.4 (voir discussion dans *Mangold et al.*, [2010]).

5.3 Ravines martiennes digitées

Des écoulements nouveaux ont été observés par la caméra MOC dans la région de Centauri Montes (96°E,-38°N) [*Malin et al.*, 2006] (Figure 5.18). De longueur $l = 600$ m et de largeur $w = 35$ m, ces dépôts se sont mis en place sur un flanc de cratère d'impact. Initialement interprétés comme le résultat d'écoulement aqueux [*Malin et al.*, 2006], ils ont été simulés numériquement par *Pelletier et al.*, [2008]. Ces auteurs ont montré qu'un modèle rhéologique de type granulaire sec pouvait reproduire certaines morphologies observées et ont conclu à l'absence d'eau dans la mise en place de ces dépôts.

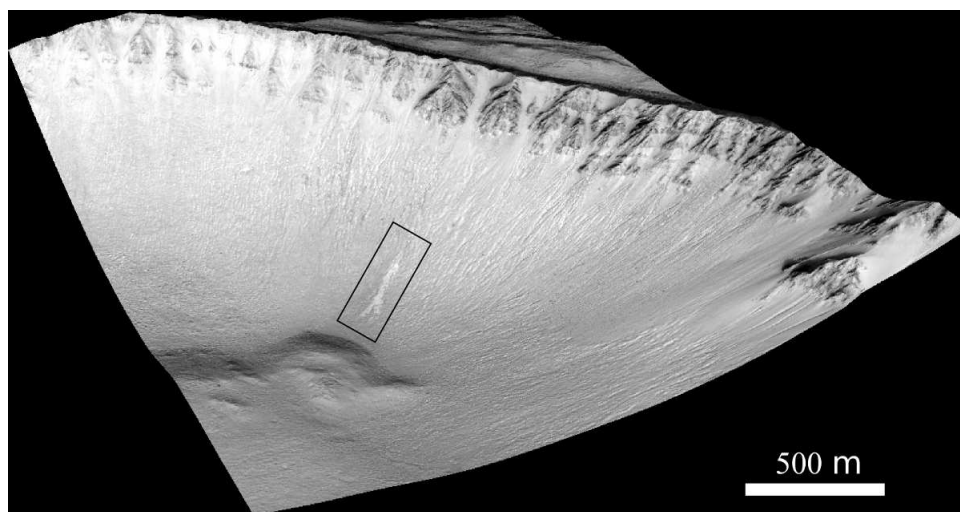


FIG. 5.18: Image HiRISE de l'intérieur du cratère où se trouvent les dépôts clairs de ravines. L'encadré noir se réfère à la figure 5.19.

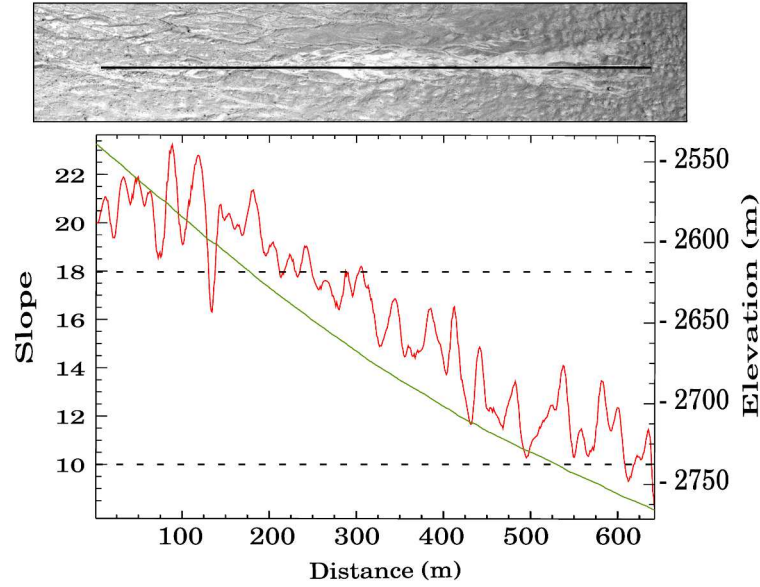


FIG. 5.19: (en haut) Aggrandissement sur les dépôts de la ravine depuis la figure 5.18. Le trait noir correspond au profil topographique en dessous. (en bas) Le profil topographique est indiqué en vert et la pente en rouge. Les dépôts reposent sur une pente comprise entre $\sim 18^\circ$ pour la partie amont et $\sim 10^\circ$ pour le front (tiretés).

D'après le MNT HiRISE², le front des dépôts repose sur une pente $\theta < 12^\circ$ (Figure 5.19). En accord avec les résultats précédents (voir section 5.2.1), cette valeur suggère des paramètres frictionnels faibles. En effet, les matériaux granulaires commencent à s'écouler lorsque la pente dépasse l'angle d'avalanche θ_a et commencent à se déposer lorsque celle-ci est inférieure à l'angle de repos θ_r .

Dans ces conditions, l'angle de friction du matériau impliqué dans les ravines digitées considérées ici doit être faible ($\delta < 12^\circ$) au regard des angles attendus pour des matériaux granulaires secs (où $\delta \sim 30^\circ$ pour du sable).

Cependant, dans le cas de la ravine martienne de Centauri Montes (Figure 5.18), la source supposée par *Pelletier et al.*, [2008] se situerait 400 mètres en amont sur de fortes pentes ($\theta > 40^\circ$). *Pelletier et al.*, [2008] ont ainsi proposé que la force d'inertie puisse entraîner le matériau jusqu'à des pentes $\theta \simeq 10^\circ$.

Nous nous proposons ici de tester la loi de Pouliquen (la même loi utilisée par *Pelletier et al.*, [2008]) afin d'étudier les paramètres nécessaires à la simulation des observations. En reprenant les valeurs expérimentalement déduites par *Felix and Thomas*, [2004] dans le cas de grains de sable ($\delta_1 = 22^\circ$, $\delta_2 = 34^\circ$, $\delta_3 = 23^\circ$, $\delta_4 = 36^\circ$, et $L = 8.10^{-4}$ m) et utilisées dans *Mangeney et al.* [2007],

²Disponible en ligne à l'adresse http://hirise.lpl.arizona.edu/dtm/dtm.php?ID=PSP_001714_1415

il n'est pas possible d'obtenir des dépôts à des pentes $\theta \simeq 10^\circ$. Ainsi, la distance d'arrêt (*runout*) des dépôts simulés est beaucoup plus faible que celle observée sur les images HiRISE (Figure 5.21).

L'écoulement ne peut avoir lieu si la pente $\theta < \delta_3 = 23^\circ$, comme le montrent les nombreuses coulées granulaires observées sur le terrain (Figure 5.20)

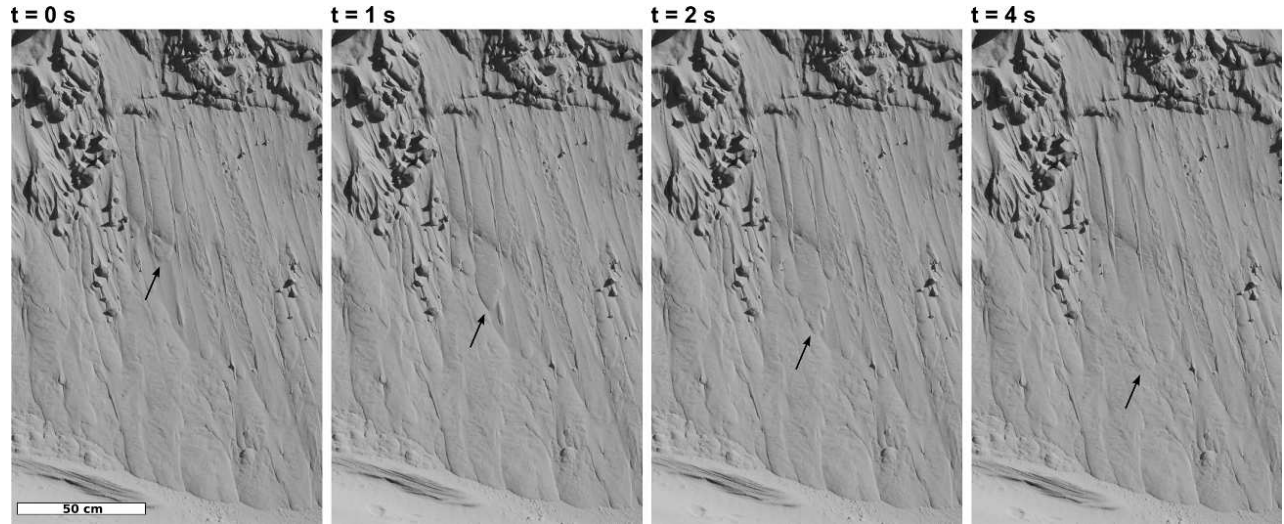


FIG. 5.20: Écoulements granulaires observés sur l'une des dunes de Kelso (Mojave National Preserve, Californie). La hauteur du banc est approximativement de 2 mètres et la pente a été estimée à $\sim 30^\circ$. Les écoulements initiés à la corniche s'arrêtent tous en milieu de pente, lorsque celle-ci devient plus faible (le dépôt est observé à $t = 4$ s). Photo Antoine Lucas.

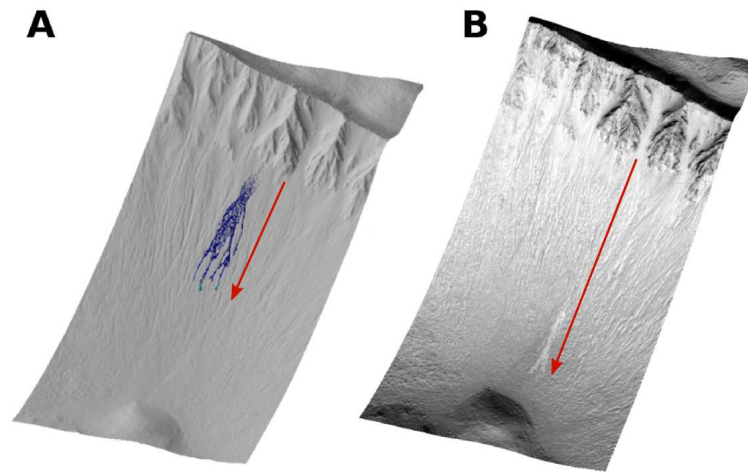


FIG. 5.21: (A) Résultat de la simulation avec les paramètres de friction obtenus à partir des expériences en laboratoire. (B) Image HiRISE drapée sur le MNT HiRISE. La distance de *runout* simulée est beaucoup plus faible que celle observée.

Néanmoins, la digitation observée sur les dépôts martiens est correctement reproduite par la simulation comme l'avait déjà montré *Pelletier et al.*, [2008] avec la loi de Pouliquen (mais dont les

paramètres ne sont pas connus) (Figure 5.21). En se basant sur ce résultat, les auteurs ont conclu à l'absence d'eau dans la mise en place de cette ravine.

Le MNT utilisé dans les deux études (*Pelletier et al.*, [2008] et celle-ci) a une résolution spatiale de 1 mètre. Celle-ci est suffisante pour résoudre correctement les chenaux pré-existants observables sur les images HiRISE (Figures 5.19 et 5.22). Ainsi, ce type de digitation est lié à la topographie pré-existante et non au modèle rhéologique utilisé (Figure 5.14).

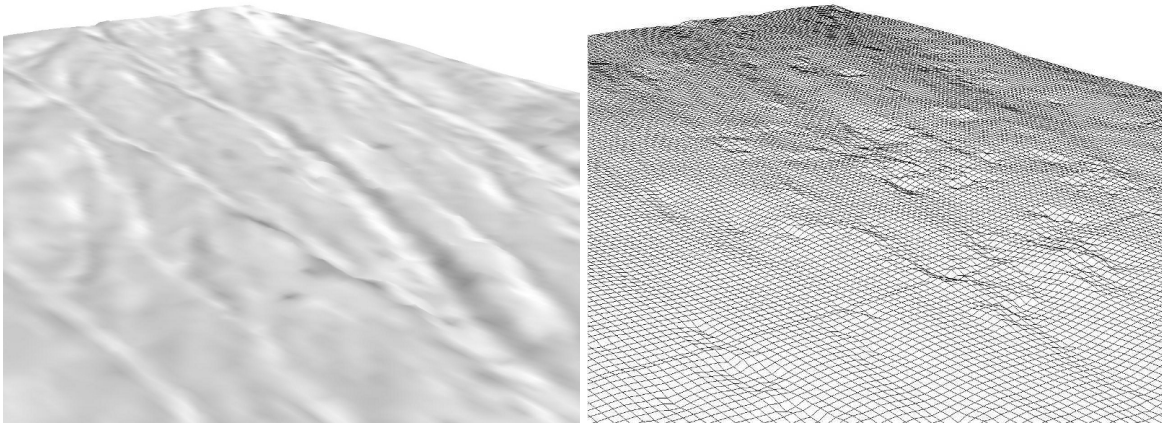


FIG. 5.22: (à gauche) Aggrandissement depuis l'image HiRISE sur des chenaux pré-existants à la ravine. (à droite) MNT de la même zone qui résoud ces ravines.

Concernant la dynamique, le temps total pour atteindre l'arrêt est de 800 s. Lors de la première phase (0–250 s), l'écoulement est essentiellement gouverné par les forces d'inertie et de gravité auxquelles s'oppose la force de friction (Figure 5.23). La force d'inertie devient négligeable à partir de $t > 250s$. Lors de la phase de décélération, seule la gravité, contre-balancée par la friction, agit sur l'écoulement ($t > 600s$).

Pour atteindre le *runout* observé, il faut réduire les paramètres de friction à $\delta_1 = 12^\circ$, $\delta_2 = 24^\circ$, $\delta_3 = 13^\circ$, $\delta_4 = 26^\circ$. Pour expliquer de tels angles, plusieurs hypothèses peuvent être avancées : (1) la présence d'un fluide liquide ou gazeux dans l'écoulement le rendant ainsi moins frictionnel, (2) un écoulement fluidisé avec de l'air et contenant des grains très fins ($d < 100\mu m$) s'est montré capable expérimentalement d'atteindre des distances deux fois plus grandes que celles obtenues avec des grains plus gros [*Roche et al.*, 2006].

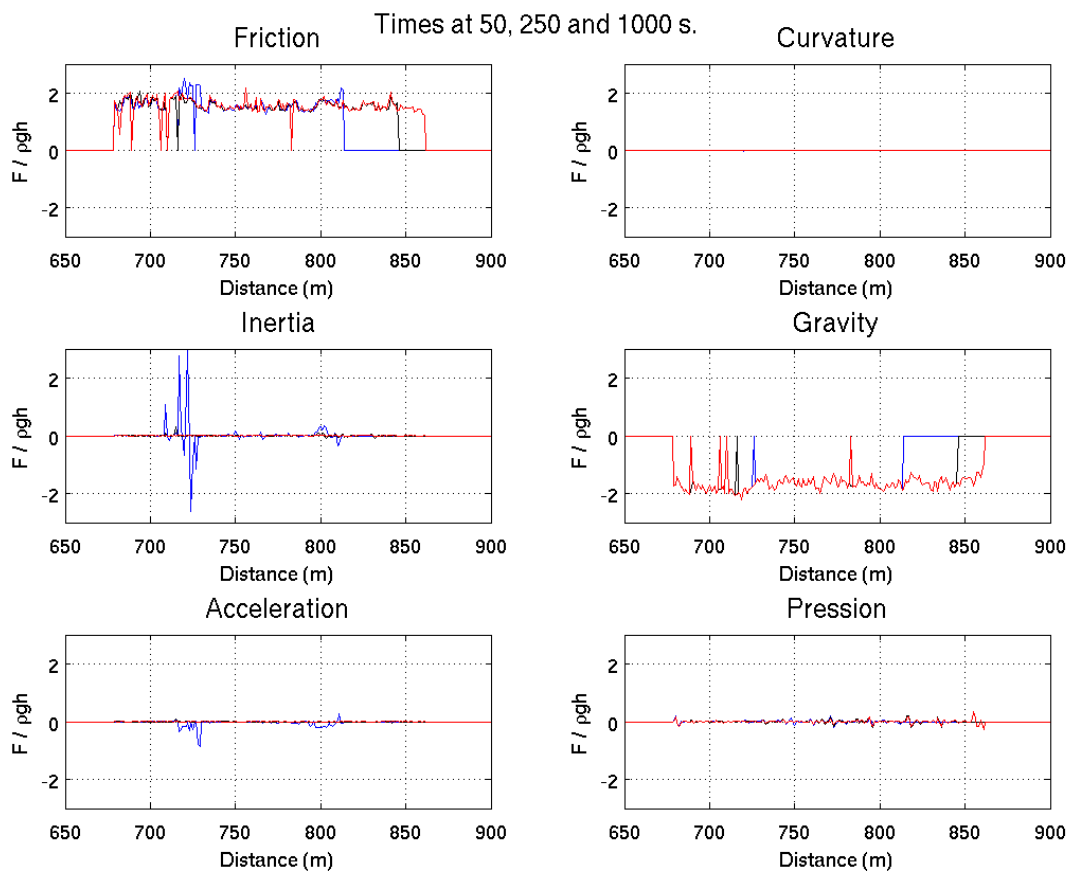


FIG. 5.23: Forces normalisées par ρg mesurées dans le sens de la pente, le long de l'écoulement aux temps 50s (bleu), 250s (noir) et 1000s (rouge). Les forces apparaissent bruitées car les coupes sont prises au milieu de l'écoulement qui a lieu sur une topographie très accidentée (cf. chenaux pré-existants).

5.4 Écoulement de type « slope streaks »

Les « slope streaks » sont des écoulements actifs observés à la surface de Mars et dont l'origine est débattue (Figure 5.24). Plusieurs modèles sont proposés : granulaires, écoulements liquides ou encore transport par le vent [Morris, 1982 ; Ferguson and Lucchitta, 1984 ; Malin and Edgett, 2000 ; Sullivan et al., 2001 ; Schorghofer et al., 2002 ; Aharonson et al., 2003 ; Baratoux et al., 2006 ; Frank et al., 2006 ; Phillips et al., 2006].

Les images à haute résolution HiRISE apportent de nouveaux éléments, en particulier la présence de levées en bordures de l'écoulement (Figure 5.25). Ainsi le modèle granulaire reste envisageable pour expliquer la formation de ces « slope streaks ».

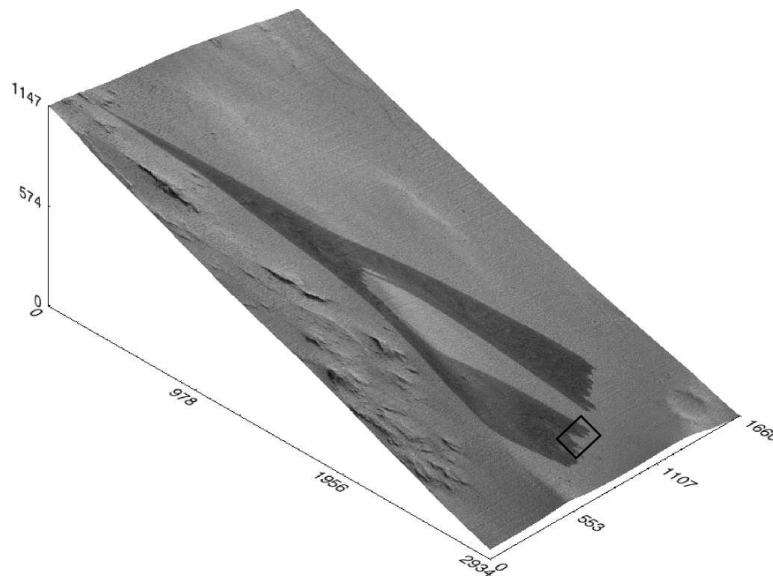


FIG. 5.24: Image HiRISE d'un « slope streak ». L'encadré noir indique la position de la figure 5.25.

Ce cas d'étude présente un intérêt supplémentaire en raison de la mise en place des dépôts sur une topographie présentant une corniche. Cette rupture de pente est responsable de la séparation en deux branches de l'écoulement (Figure 5.26(a)). Cet aspect constitue une contrainte importante pour les modèles. De plus, le front des dépôts repose sur une pente de 10° (calculée depuis le MNT HiRISE, Figure 5.24). À l'instar des exemples précédents, ceci suggère que la friction s'appliquant sur ces écoulements est faible.

En suivant la même démarche que précédemment et en bénéficiant d'un MNT³ à haute résolution obtenu depuis les images HiRISE, différents modèles frictionnels sont testés (R1 et R2 déjà utilisés

³Disponible en ligne à l'adresse http://hirise.lpl.arizona.edu/dtm/dtm.php?ID=PSP_003542_2035

et un nouveau modèle R2bis pour lequel $\delta_1 = 10^\circ$, $\delta_2 = 26^\circ$, $\delta_3 = 12^\circ$, $\delta_4 = 28^\circ$ et $L = 3.4 \times 10^{-4}$ m) comme pour le paragraphe 5.2.1.

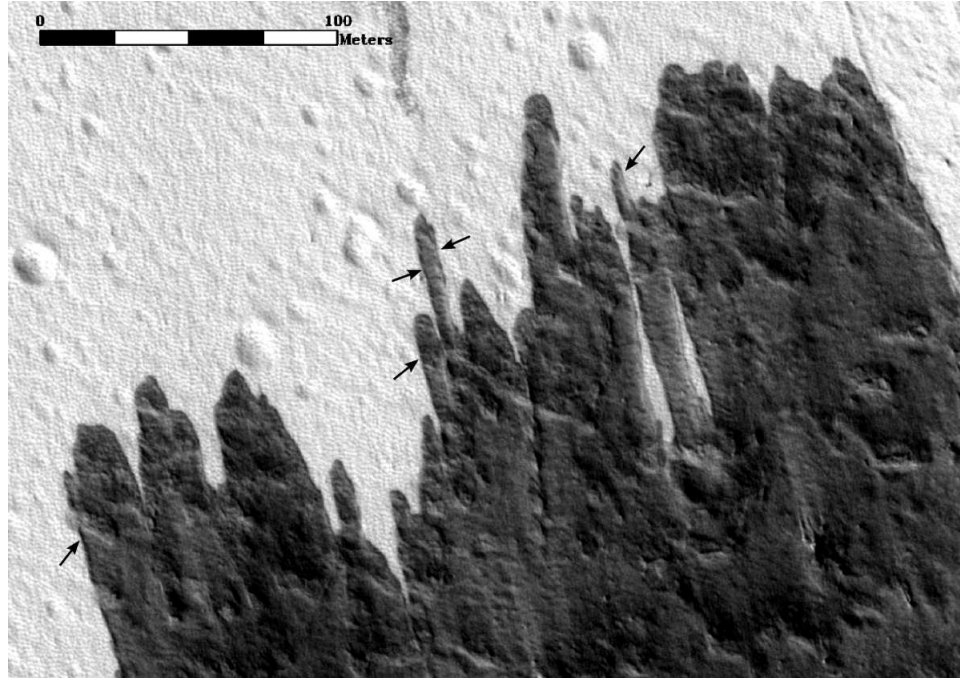


FIG. 5.25: Image HiRISE agrandit sur le front d'un « slope streak ». Les dépôts présentent des levées indiquées par les flèches noires.

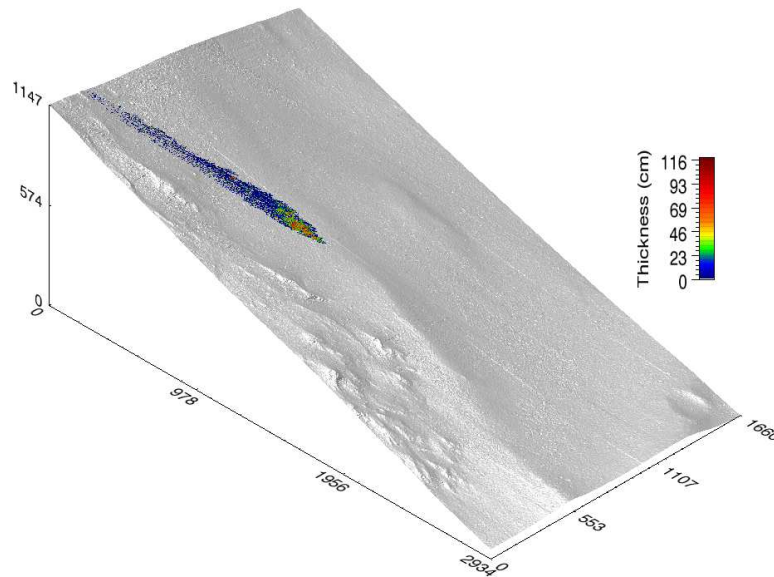
Il n'est pas étonnant que le modèle granulaire sec (R1) ne permette pas de simuler des dépôts qui ne dépassent pas la corniche contrairement aux observations (Figure 5.26(a)), car la pente mesurée n'excède pas 18° localement. Le second modèle frictionnel (R2) permet d'obtenir des dépôts au-delà de la corniche. Cependant, la distance de *runout* observée sur les images n'est pas atteinte par ce modèle (Figure 5.26(b)). D'autre part, la forme des dépôts en éventail n'est pas reproduite dans les simulations effectuées avec les deux premiers modèles frictionnels (R1 et R2). Enfin, l'épaisseur des dépôts ($h > 1$ m) simulée est incompatible avec les observations. Les images HiRISE suggèrent au contraire des épaisseurs très faibles ($h \ll 1$ m).

Le troisième modèle (R2bis) quant à lui présente des résultats beaucoup plus en accord avec les observations. Ce modèle est en mesure d'atteindre la bonne distance de parcours. La faible friction permet à l'écoulement de dépasser la corniche et de poursuivre le long de la pente. La géométrie en éventail est également correctement reproduite par ce modèle, comme le laissaient suggérer les simulations précédentes (Figure 5.14, section 5.2.1). De plus, les épaisseurs des dépôts sont globalement faibles (~ 4 cm). Ceci est également en très bon accord avec ce que suggèrent les images

HiRISE (Figures 5.24-5.25). Enfin, l'aspect digité au front de l'écoulement observé sur ces images est également présent dans les simulations (Figures 5.26(c) et 5.27).

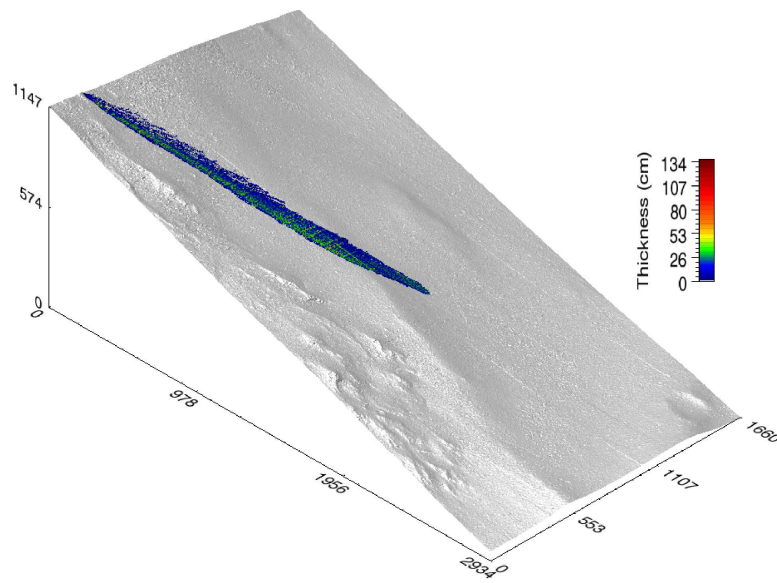
En revanche, le modèle ne parvient pas à reproduire la séparation en deux écoulements distincts. Plusieurs explications peuvent être avancées : (1) ceci peut provenir du MNT qui ne résoud pas rigoureusement la topographie. Une petite aspérité présente sur le terrain et donc absente dans le MNT pourrait être à l'origine de ce dédoublement de l'écoulement. (2) La position initiale de l'écoulement n'est peut-être pas rigoureusement identique à celle sur le terrain. (3) Un second écoulement a pu se mettre en place.

La faible friction nécessaire pour obtenir des morphologies semblables aux slope streaks soulève des interrogations sur la dynamique de ces événements.



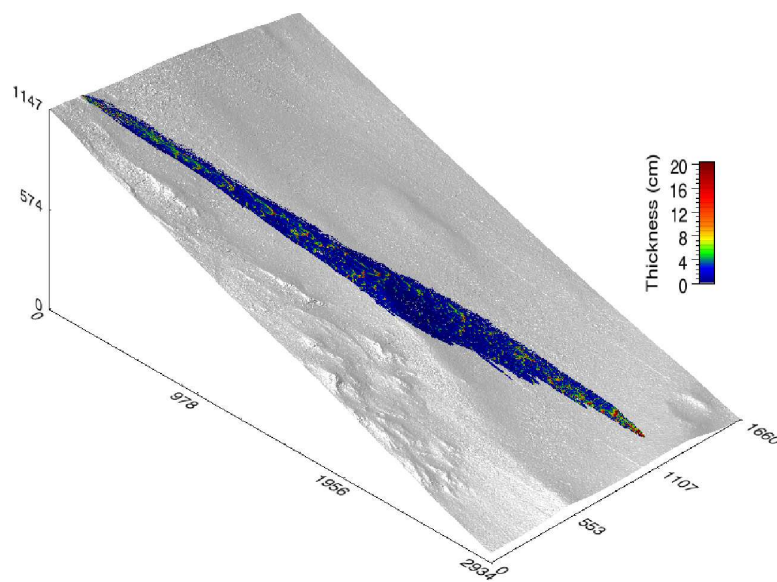
(a) Modèle R1

FIG. 5.26: (a) Dépôts modélisés avec le modèle frictionnel (R1). Les dépôts restent en amont de la corniche et s'accumulent sur le replat. (b) Dépôts simulés avec le modèle (R2). Les dépôts dépassent la corniche, mais ne se divisent pas en deux branches distinctes. (c) Dépôts modélisés avec le modèle R2bis. (suite de la figure en page 138)



(b) Modèle R2

FIG. 5.26: (suite de la figure 5.26)



(c) Modèle R2bis

FIG. 5.26: (suite et fin de la figure 5.26)

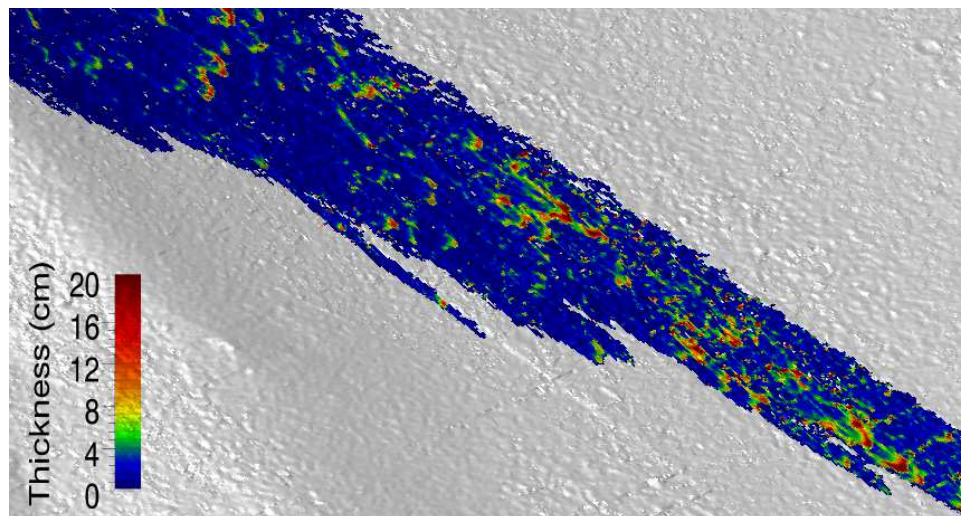


FIG. 5.27: Aggrandissement sur le front du dépôt simulé avec le modèle R2bis.

5.5 Conclusions

Si les tests numériques réalisés ne permettent pas toujours de conclure sur l'origine des sinuosités, ils mettent néanmoins en avant l'importance des effets topographiques sur la dynamique de l'écoulement et sur la morphologie des dépôts. Dans de nombreux cas, c'est la topographie ou la géologie qui imposent des changements de direction de l'écoulement. La figure 5.28 montre un versant en Islande, où des couches sub-horizontales sont observables. La différence de compétence de ces couches se traduit dans la topographie par des morphologies d'érosion différentielle. Les ravines qui s'écoulent sur ce versant montrent des sinuosités dès qu'elles franchissent un niveau plus compétent et donc une topographie plus élevée.



FIG. 5.28: Image Spot de ravines en Islande. Certaines sinuosités sont contrôlées par des changements de lithologie marquée dans la topographie du versant. Ces variations topographiques liées à la lithologie induisent des oscillations dans les ravines (flèches blanches).

Les tests numériques montrent qu'une très faible variation de la pente topographique (quelques degrés) peut sensiblement modifier la direction de l'écoulement. D'autre part, les tests ont également montré que des oscillations topographiques de dimensions (amplitude, longueur d'onde) similaires à celles de l'écoulement (parfois observé en piedmont) engendraient des sinuosités dans les dépôts. Ainsi, le calcul de l'indice souvent utilisé de sinuosité $S = L_1/L_0$ (où L_1 est la longueur totale du

chenal et L_O la longueur directe entre la source et le dépôt) va être fortement affecté par ces effets topographiques.

Enfin, les simulations sur des MNT HiRISE montrent que ces derniers peuvent ne pas contenir toutes les variations topographiques. Le processus d'extraction est incapable de les détecter, en particulier lorsque les images sont peu texturées. Ceci a donc des implications en terme de modélisation. Il est indispensable que les fluctuations même faibles de la topographie soient présentes dans les MNT de manière à permettre à la simulation de prendre alors en compte tous ces effets topographiques. Ces conditions sont difficiles à satisfaire dans la pratique car les MNT, même à très haute résolution, ne sont pas toujours suffisamment précis dans la direction verticale. De plus, l'estimation de cette précision n'est pas toujours appréciable. En outre, il faut prêter attention à l'interprétation des images lorsque la topographie fine n'est pas connue. Celle-ci peut être à l'origine de nombreuses fluctuations de l'écoulement.

Les tests préliminaires sur les MNT ont tous montré que seuls les modèles à faible friction permettaient de rendre compte (au moins en partie) des observations. Plusieurs hypothèses peuvent être avancées pour expliquer de telles frictions : (1) l'apport d'une phase fluide est souvent évoqué, (2) il a été montré expérimentalement que de fines particules ($d < 100\mu m$) montraient une forte mobilité par rapport à des particules plus grosses dans le cas d'écoulements fluidisés [Roche *et al.*, 2006]. Les distances de parcours alors observées sont plus grandes d'un facteur 2 lorsque la fraction de particules fines dépasse les 0.6. Ceci est en accord avec les images HiRISE qui suggèrent de très fines épaisseurs à la fois pour les ravines digitées et les slope streaks. De plus, aucun bloc de roche n'est identifiable sur ces images dont la résolution est de 25 cm. La friction de l'écoulement serait faible car des grains très fins participeraient à l'écoulement.

Afin de poursuivre ce travail, il convient dans un premier temps d'évaluer et d'améliorer la qualité des MNT HiRISE. Les procédures de traitements des images HiRISE évoluent régulièrement ce qui permet d'améliorer peu à peu la qualité des topographies extraites. Par ailleurs, l'utilisation d'un code biphasé capable de prendre en compte les interactions entre phase fluide et phase solide permettrait une comparaison avec les résultats obtenus ici pour les modèles topographiques testés. Ceci permettrait alors de comprendre le rôle d'un fluide dans la dynamique et ainsi de tester les hypothèses d'écoulements fluides pour expliquer les morphologies observées.

En plus des ravines, des glissements de terrain ont été observés sur Mars. Des questions similaires se posent quant à leur dynamique, les processus de mise en place et les paramètres rhéologiques nécessaires à leur modélisation. Les chapitres 6 et 7 se consacrent à ses questions.

Chapitre 6

Paramétrisation de la dissipation moyenne : Application aux exemples martiens

Note : Ce chapitre a fait l'objet d'une publication dans Geophysical Research Letters en 2007.
Un résumé ainsi que les légendes des figures sont proposés en français.

Résumé en français

En dépit des nombreuses études menées sur les glissements de terrain martiens, le comportement mécanique de ces derniers reste un problème ouvert [Lucchitta, 1979 ; McEwen, 1989 ; Cruden and Varnes, 1996 ; Legros, 2002 ; Quantin et al., 2004 ; Souhrovistskaya and Manga, 2006]. La grande mobilité de ces événements a fait l'objet de débats, en particulier en ce qui concerne la présence d'eau, à l'instar de nombreux exemples terrestres [Cruden and Varnes, 1996 ; Legros, 2002]. En outre, les nombreux glissements de terrain de la région de Valles Marineris présentent l'avantage d'être dans un même environnement géologique. Ces exemples offrent ainsi un cadre d'étude exceptionnel pour comprendre la dynamique des glissements de terrain.

Récemment, des expériences en laboratoire ont mis en évidence des lois d'échelle reliant les paramètres morphologiques avec la géométrie initiale de la masse [Lajeunesse et al., 2004 ; Lube et al., 2004]. La distance d'arrêt normalisée $\Delta L/L_i$ (ou *runout*) s'avère être une fonction du rapport d'aspect $a = H_i/L_i$, avec H_i et L_i la hauteur et la largeur initiales respectivement de la masse (Figure 6.5).

En fait, en reprenant le système de Saint-Venant Mangeney-Castelnau et al., [2005] ont montré qu'en adimensionnant les équations à partir du changement de variables suivant :

$$(u, v) = \sqrt{gH_i}(\tilde{u}, \tilde{v}); h = H_i\tilde{h}; (x, y) = R_i(\tilde{x}, \tilde{y}); t = \sqrt{\frac{R_i}{g}}\tilde{t}$$

le système d'équations se ramenait à :

$$\frac{\partial \tilde{h}}{\partial \tilde{t}} + \sqrt{a} \operatorname{div}(\tilde{h}\tilde{\mathbf{u}}) = 0, \quad (6.0.1)$$

$$\sqrt{a} \frac{\partial}{\partial \tilde{t}}(\tilde{h}\tilde{u}) + a \frac{\partial}{\partial \tilde{x}}(\tilde{h}\tilde{u}^2) + a \frac{\partial}{\partial \tilde{y}}(\tilde{h}\tilde{u}\tilde{v}) = -a \frac{\partial}{\partial \tilde{x}} \left(\frac{\tilde{h}^2}{2} \right) - \mu \tilde{h} \frac{\tilde{u}_x}{\|\tilde{\mathbf{u}}\|}, \quad (6.0.2)$$

$$\sqrt{a} \frac{\partial}{\partial \tilde{t}}(\tilde{h}\tilde{v}) + a \frac{\partial}{\partial \tilde{x}}(\tilde{h}\tilde{u}\tilde{v}) + a \frac{\partial}{\partial \tilde{y}}(\tilde{h}\tilde{v}^2) = -a \frac{\partial}{\partial \tilde{y}} \left(\frac{\tilde{h}^2}{2} \right) - \mu \tilde{h} \frac{\tilde{u}_y}{\|\tilde{\mathbf{u}}\|}. \quad (6.0.3)$$

Par conséquent, la solution adimensionnée générale est indépendante de la masse et de l'accélération de la gravité et ne dépend donc plus que du rapport d'aspect a . Les résultats expérimentaux sont alors expliqués.

Lajeunesse et al., [2006] ont observé une relation similaire, à la loi d'échelle mise en évidence expérimentalement sur les matériaux granulaires secs (voir chapitres 1 et 2), pour les exemples martiens (Figure 6.5). Ils en ont conclu que les glissements de terrain martiens avaient la même dynamique que les matériaux granulaires secs. Cependant, les distances d'arrêt normalisées observées sur Mars sont deux fois plus grandes qu'en laboratoire. Pour expliquer ce décalage, nous avons voulu tester les effets liés à la topographie. En reprenant la solution analytique de [*Mangeney et al.*, 2000 ; *Kerswell*, 2005] (présentée en chapitre 2, section 2.3.1 page 29), on peut montrer que la distance d'arrêt (*runout*) dépend de a , de l'angle de friction effectif δ et de la pente θ :

$$\frac{\Delta L}{L_i} = \frac{\gamma a}{\tan \delta - \tan \theta} \quad (6.0.4)$$

où $a = H_i/L_i$ et γ est un paramètre empirique (proche de 1). Cette relation montre qu'en augmentant la pente θ ou en diminuant l'angle de friction δ , il est possible d'augmenter la distance d'arrêt normalisée $\frac{\Delta L}{L_i}$.

Jusqu'à présent, les expériences en laboratoire et les simulations numériques ont été réalisées uniquement sur des plans horizontaux. L'objectif est de tester plusieurs topographies 2D en faisant varier la pente θ et avec différents angles de friction δ . Les topographies modèles sont décrites en Figure 6.1. Pour réaliser ces tests, nous avons utilisé le code *SHALTOP* avec une friction de type Coulomb (voir chapitre 2).

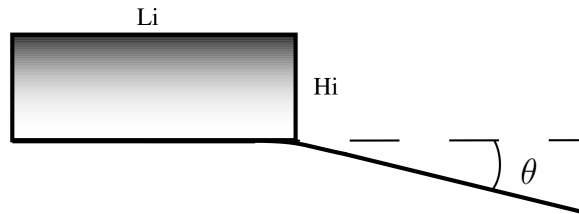


FIG. 6.1: Protocole pour étudier l'influence de la topographie. La pente du plan (θ) est imposée ainsi que le rapport d'aspect initial $a = H_i/L_i$.

En accord avec *Mangeney-Castelnau et al.*, [2005], les données expérimentales sont bien reproduites par les simulations numériques avec un angle de friction $\delta = 32^\circ$ (Figures 6.2 et 6.5). La relation entre a et $\Delta L/L_i$ est bien modélisée. En outre, la pente de la droite représentant $\Delta L/L_i$ dépend de l'angle de friction δ . Lorsque δ diminue, le rapport $\Delta L/L_i$ augmente. À l'inverse, le rap-

port H_f/L_i est corrélé à l'angle de friction δ (Figure 6.2). De plus, H_f/L_i augmente avec le rapport d'aspect a (Figure 6.2) en accord avec les résultats expérimentaux.

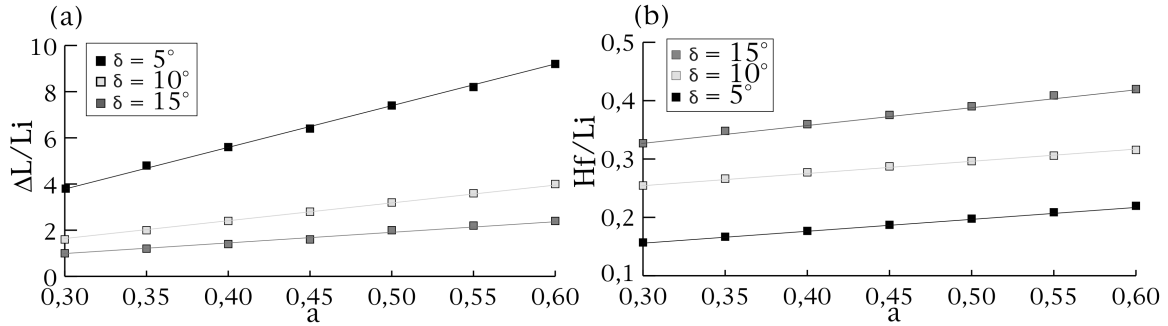


FIG. 6.2: Résultats de simulations 2D. (a) Le rapport $\Delta L/L_i$ en fonction de a . (b) Le rapport H_f/L_i en fonction de a . H_f est mesurée sur la hauteur finale maximale.

Pour un δ donné, la pente θ contrôle fortement le $\Delta L/L_i$ (Figure 6.3-a). Les effets de la pente θ contre-balancent les effets de l'angle de friction δ (cf. équation (6.0.4)). À l'inverse, lorsque θ augmente alors le rapport H_f/L_i diminue (Figure 6.3-b). Ce qui entraîne un étalement plus important de la masse à forte pente.

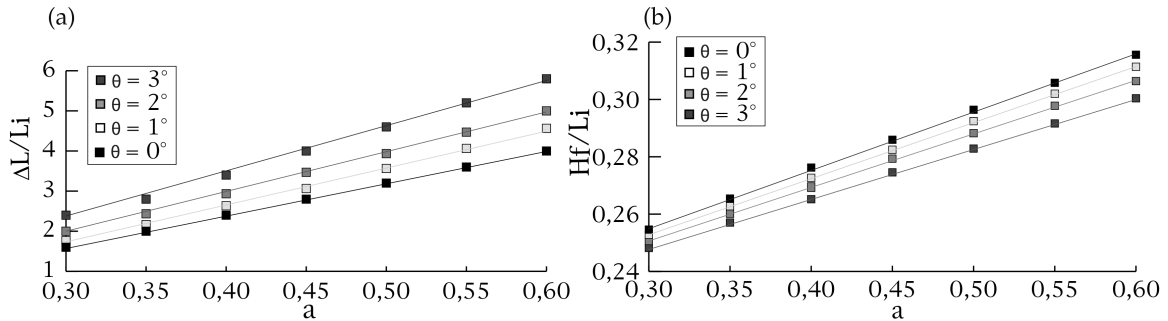


FIG. 6.3: (a) $\Delta L/L_i$ en fonction de a avec $\delta = 10^\circ$ avec différentes pentes θ . (b) Le rapport H_f/L_i en fonction de a avec $\delta = 10^\circ$ et différentes pentes θ .

La comparaison entre simulations, expériences et exemples martiens montre que la pente topographique θ ($\sim 2^\circ$ sur Mars) ne permet pas d'expliquer la différence de *runout* qui existe entre expériences et cas naturels. Alors qu'un angle de friction $\delta = 32^\circ$ est nécessaire pour reproduire les expériences, l'angle de friction δ , dans les simulations avec la prise en compte de la topographie ($\theta \sim 2^\circ$), doit être réduit à 10° pour obtenir la distance d'arrêt normalisée des glissements martiens (Figure 6.5). Cette valeur est particulièrement faible.

Néanmoins, on peut se demander si une analyse 2D est suffisante pour comprendre les différences entre expériences et cas naturels en terme de *runout* ? Afin de vérifier si avec ce paramètre, il est possible de retrouver la morphologie des dépôts, nous avons réalisé des tests 3D.

À partir de la méthode de reconstruction de modèles topographiques de terrain basée sur l'analyse d'images (voir chapitre 4 et Figure 6.6 de l'article), des simulations 3D ont été réalisées. L'étude de l'effet de l'incertitude liée à la détermination de la surface de rupture est discutée dans le chapitre 7. Les simulations 3D ont été effectuées sur le glissement d'Ophir Chasma (Figure 6.6). L'angle de friction qui permet le mieux de reproduire l'étendue des dépôts et la distance de *runout* est $\delta = 9.8^\circ$ (Figure 6.7).

Pour tenter d'expliquer ces observations, nous nous sommes basés sur la solution analytique (voir chapitre 2, section 2.3.1 page 29). En reprenant la mobilité des écoulements géologiques classiquement utilisée

$$m_e = \frac{\Delta L}{H}, \quad (6.0.5)$$

où H est la hauteur parcourue par l'écoulement (voir insert en Figure 6.5) [Quantin et al., 2004a]. On a vu que cette mobilité augmentait avec le volume des glissements de terrain. Legros, [2002] a montré que cette dépendance par rapport au volume était en partie due à la définition de la mobilité et non à la dynamique des glissements. Ainsi nous avons proposé une nouvelle définition de la mobilité. L'idée a été de séparer les effets géométriques de la masse initiale des effets topographiques. En partant de l'équation (6.0.4) et en remplaçant le terme H (hauteur totale, cf. Figure 6.5) par H_i (hauteur initiale de la masse), on obtient une mobilité corrigée :

$$m_e = \frac{\Delta L}{H_i} = \frac{\gamma}{\tan \delta - \tan \theta}, \quad (6.0.6)$$

avec $\gamma \simeq 1.24$. Cette mobilité corrigée s'avère indépendante du rapport d'aspect a comme le confirment les expériences et les exemples martiens (Figure 6.8). On peut noter que les effets topographiques qui apparaissent dans le terme $\tan \theta$ sont clairement séparés de la friction ($\tan \delta$).

Ainsi, en reprenant les équations (6.0.4) et (6.0.6), il est possible de définir un nouveau paramètre intrinsèque (*ou facteur de déplacement intrinsèque pour ne pas reprendre l'ancien terme de mobilité*) à l'écoulement car indépendant de la topographie et du volume mis en jeu :

$$m'_e = \frac{1}{\tan \delta} = \frac{1}{\tan \theta + \alpha \frac{H_i}{\Delta L}}. \quad (6.0.7)$$

Ce facteur de déplacement m'_e permet de retrouver l'angle de friction effectif δ à partir de la géométrie des dépôts ($\frac{H_i}{\Delta L}$) et de la topographie ($\tan \theta$). Il peut ainsi servir comme paramètre de calibration pour la modélisation numérique d'écoulement gravitaire dans un contexte géologique donné pour lequel la friction effective est supposée homogène (Figure 6.4).

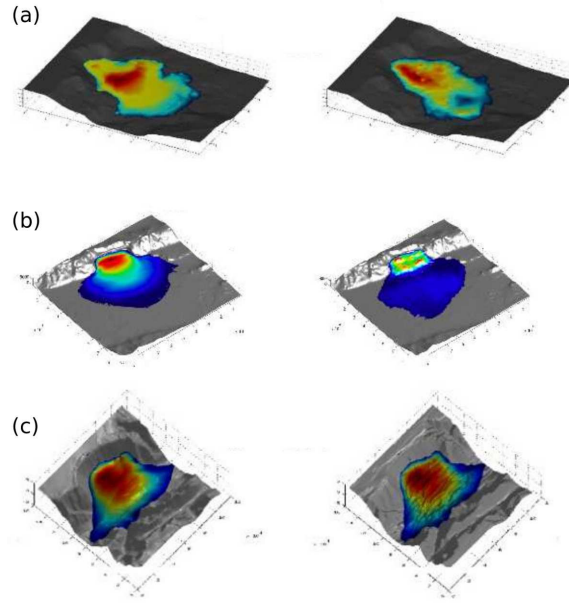


FIG. 6.4: Comparaison entre simulations (à gauche) et observations (à droite) pour les glissements Ophir (a), Coprates (b) et Ius (c), en utilisant la friction déduite de la nouvelle mobilité intrinsèque, respectivement $\delta = 9.8^\circ, 7.2^\circ, 8.2^\circ$ (équation 6.0.7).

À partir des mesures sur les dépôts (équation 6.0.7), nous en avons déduit un angle de friction que nous avons ensuite utilisé pour modéliser différents exemples martiens. Sans calibration, le modèle a été en mesure de reproduire les dépôts observés (Figure 6.4). Par ailleurs, en reprenant l'expression de m_e (équation 6.0.6), on peut montrer que l'ancienne mobilité s'exprime de la façon suivante :

$$\frac{1}{m_e} = \tan \delta + \frac{1}{2 \cos^2 \theta \left(A + \frac{V}{2H_i^2} \right)}, \quad (6.0.8)$$

avec

$$A = \frac{\alpha}{\tan \delta - \tan \theta} - \frac{\tan \theta}{2} \quad (6.0.9)$$

où V est le volume de la masse. Ainsi, l'équation (6.0.8) fournit une explication (et une expression analytique) de la dépendance de la mobilité m_e classiquement utilisée par rapport au volume V .

En conclusion, les simulations numériques ont permis d'extrapoler les résultats expérimentaux à l'échelle du terrain (en prenant en compte les dimensions, la topographie, la gravité martienne et le volume). Ces résultats confirment que le *runout* ne dépend que du rapport d'aspect même dans le cas d'un écoulement sur une pente inclinée. Par ailleurs, bien que la topographie soit prise en compte, les angles de frictions nécessaires pour reproduire les *runout* martiens sont très faibles ($\delta < 10^\circ$).

Pour expliquer ces faible dissipation, plusieurs hypothèse ont été avancées (cf. Legros, [2002] et Pudasaini and Hutter, [2007]) comme la présence d'une phase fluide (liquide ou gaz), celle de fines particules, la fusion des roches pendant la phase d'écoulement, la fragmentation des grains [Davies et al., 1999], la polydispersité et la forme des particules en mouvement [Goujon et al., 2007], la fluidisation acoustique [Melosh, 1989] ou encore l'érosion. Récemment, des expériences en laboratoire ont montré qu'un écoulement granulaire ayant lieu sur un lit érodable présentait une plus grande mobilité [Mangeney et al., 2007b ; Mangeney et al., 2010].

Mobility and topographic effects for large Valles Marineris landslides on Mars

A. Lucas

Équipe de sismologie – Institut de Physique du Globe de Paris, Université Denis Diderot, France

Planétologie et Géodynamique UMR-CNRS 6112, Université de Nantes, France

A. Mangeney

Équipe de sismologie – Institut de Physique du Globe de Paris, Université Denis Diderot, France

Now at Institute for Nonlinear Science, University of California, San Diego, CA, USA

Received 28 February 2007 ; revised 9 April 2007 ; accepted 19 April 2007 ; published 19 May 2007.

Abstract

Recent experiments on dry granular flows over horizontal plane bare some similarities with large Martian landslides observed in Valles Marineris (VM). However, Martian normalized runout are twice as large as those that observed in dry granular flow experiments.

Numerical simulations on theoretical 2D and real 3D topographies reconstructed from remote sensing data show that slope effects significantly reduce the shift between experimental results and Martian observation. However, topography effects are not strong enough to explain the high mobility of Martian landslides. As a result, other physical and/or geological processes should play a key role into the dynamics of Martian landslides.

A new mobility is defined that makes it possible to characterize the dynamics of the flow regardless of the geometry of the released mass and of the underlying topography.

6.1 Introduction

Thanks to orbital imagery, morphologies related to granular flows (landslides, debris flows, gullies...) were identified on Mars [Lucchitta, 1979]. Martian granular flows may be still active today [Malin *et al.*, 2006]. Former work highlights a very great mobility of large Martian landslides compared with terrestrial cases [Lucchitta, 1979 ; McEwen, 1989].

Indeed, the behavior of these catastrophic events on Earth as well as on Mars is still poorly understood in spite of many experimental and numerical studies. In addition, water often takes part in the dynamics of these events on Earth [Cruden and Varnes, 1996 ; Legros, 2002]. On Mars, Valles Marineris (VM) provides a

good paradigm to study different landslides in a similar geological context. Due to the basalt-like lithology at VM scale [Bibring and Erard, 2001], the rheological properties of landslides are thought to be homogeneous within VM. Studying these landslides contribute to an understanding of the dynamics of the landscapes and is expected to provide insight into the climatic conditions during emplacement at Amazonian Time [Quantin *et al.*, 2004b] as the potential presence of groundwater in liquid or solid phases.

Former laboratory experiments have shown that the normalized runout ($\Delta L/L_i$) of a dry granular mass spreading on a horizontal plane is controlled by a , the initial aspect ratio of the mass, where $\Delta L = L_f - L_i$ and $a = H_i/L_i$ with H_i the initial height and L_i and L_f the initial and final length, respectively [Lajeunesse *et al.*, 2004 ; Lube *et al.*, 2004] (see insert in Figure 6.5). A similar correlation for Martian landslides has been observed by Lajeunesse *et al.* [2006]. However, the Martian normalized runout distance is twice as high as that obtained experimentally. As experimental and numerical models represent a huge simplification of natural processes, several parameters are expected to affect the modeled runouts as grain size and shape effects [Frank *et al.*, 2006], the presence of a fluid phase, the fragmentation of the grains [Davis *et al.*, 2006] or topography effects.

Currently, very few studies focus on the simulation of gravitational flows on Mars [Harrison and Grimm, 2003 ; Barnouin-Jha *et al.*, 2005]. To the authors' knowledge, no simulations of Martian landslides were performed on a real 3D topography. We investigate here the effect of the topography by using a numerical model based on the Thin Layer Approximation (TLA) that takes into account the complex 3D curvature effects [Mangeney *et al.*, 2007]. A series of numerical simulations has been performed on theoretical 2D and real 3D topographies reconstructed from remote sensing data. Our results show that a very small change of the slope significantly increases the mobility of the granular flow but is not strong enough to explain the high mobility of VM landslides. A new mobility is defined to reflect the dynamics of the flow regardless of the geometry of the initial mass and of the underlying topography that can be useful for further investigation of long-runout landslides.

6.2 Experimental and Numerical Results

Numerical simulations are performed here using a depth-averaged continuum model based on the TLA (i. e. Saint-Venant equations) and on a Coulomb-type friction law with a constant friction coefficient $\mu = \tan \delta$, where δ is an empirical friction angle. This model made it possible to reproduce the basic behavior of the collapse of granular columns over an horizontal plane [Mangeney-Castelnau *et al.*, 2005]. Indeed, numerical results using a friction coefficient $\delta = 32^\circ$ are in very good agreement with 2D as with axisymmetric expe-

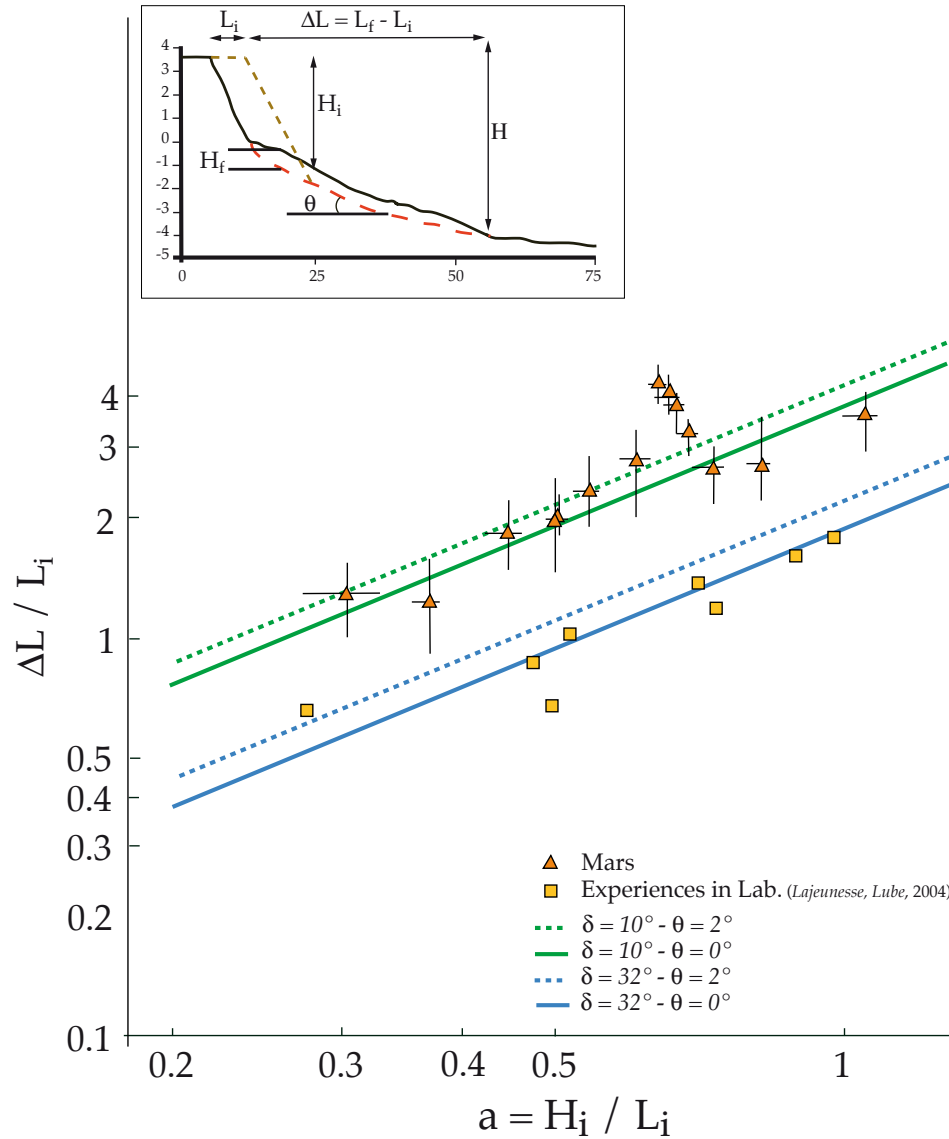


FIG. 6.5: Normalized runout ($\Delta L / L_i$) as a function of a . Squares are experimental results in 2D channel geometry. Triangles are averaged Martian data. Courtesy [Lajeunesse *et al.*, 2006]. Solid, dashed and dotted lines are numerical simulation using a 2D channel geometry (S2D). (upperleft box) Topographic profile of a Martian landslide defining H_i initial height, L_i initial length, ΔL runout length and θ the local slope. Distance d'arrêt normalisée ($\Delta L / L_i$) en fonction du rapport d'aspect initial $a = H_i / L_i$ pour les expériences (carrés jaunes), les simulations (traits) et les exemples moyennés martiens (triangles orange) d'après [Lajeunesse *et al.*, 2006]. (insert en haut à gauche) Profil topographique définissant les paramètres H_i , hauteur initiale, L_i longueur initiale, ΔL distance maximale et θ angle moyen de la pente.

riments on the spreading of granular columns over an horizontal plane for small aspect ratio of the initial column ($a < 1$) as it is the case for large Martian landslides observed in VM (Figure 6.5). When $a > 1$, the TLA is not ascertained. Mangeney-Castelnau *et al.* [2005] show that the scaling laws observed experimentally are intrinsically contained in the Saint-Venant equations. Furthermore, dimensional analysis of these

equations demonstrates that the normalized runout distance does not depend on the gravity : only the time of emplacement is gravity-dependent.

Martian normalized runouts appear to be a function of the initial aspect ratio a [Lajeunesse *et al.*, 2006] but with values twice as high as that observed experimentally (Figure 6.5). Analytical solutions provide insights into the scaling laws observed experimentally and numerically [Mangeney *et al.*, 2000 ; Kerswell, 2005]. Analytically, the normalized runout distance depends on the aspect ratio a , on the friction angle δ and on the angle θ of the sloping plane on which the material is flowing :

$$\frac{\Delta L}{L_i} = \frac{\gamma a}{\tan \delta - \tan \theta}, \quad (6.2.1)$$

with $\gamma \simeq 1$. Experimental data of axisymmetric granular collapse however suggest $\Delta L/L_i = 1.24a$ [Lube *et al.*, 2004]. Assuming that $\delta = 32^\circ$, the coefficient α is equal to 0.77. In order to fit the Martian long-runout according to equation (6.2.1), the slope inclination θ should be increased or the friction angle δ should be decreased.

6.3 Slope and friction effects on a simple 2D topography

Comparison of numerical results based on the TLA with experiments and discrete element simulation show that the granular deposit is well reproduced by the TLA but with a slightly higher friction angle ($\delta = 32^\circ$) than that expected for the involved granular material (i. e. glass beads). The need of such a high friction coefficient is probably due to the neglected vertical acceleration [Mangeney *et al.*, 2006]. The friction coefficient used in TLA models should therefore be considered as an empirical coefficient making it possible to reproduce granular flows in a given range of variation of morphological parameters as for example here when varying the aspect ratio of the column. It reflects the effective mobility of the flow.

Previous laboratory and numerical experiments on granular collapse were carried out on an horizontal plane. We perform here a series of numerical simulation to study the behavior of the flow on a simple sloping plane before taking into account the real topography observed on Mars, which is very complex and thus involves high numerical cost. The 2D topography consists in a channel configuration where the slope on which settles the granular flow (initially as a vertical column) $\theta \in [0^\circ, 2^\circ]$ and the initial aspect ratio $a \in [0.3, 1.2]$ are controlled (see inset in Figure 6.5). This range of parameters correspond to the natural values observed on Mars.

In the first series of simulation, the friction angle $\delta = 32^\circ$ calibrated to reproduce the experimental results is used. Figure 6.5 shows that the rescaled runout is strongly dependent on the slope angle θ : very small

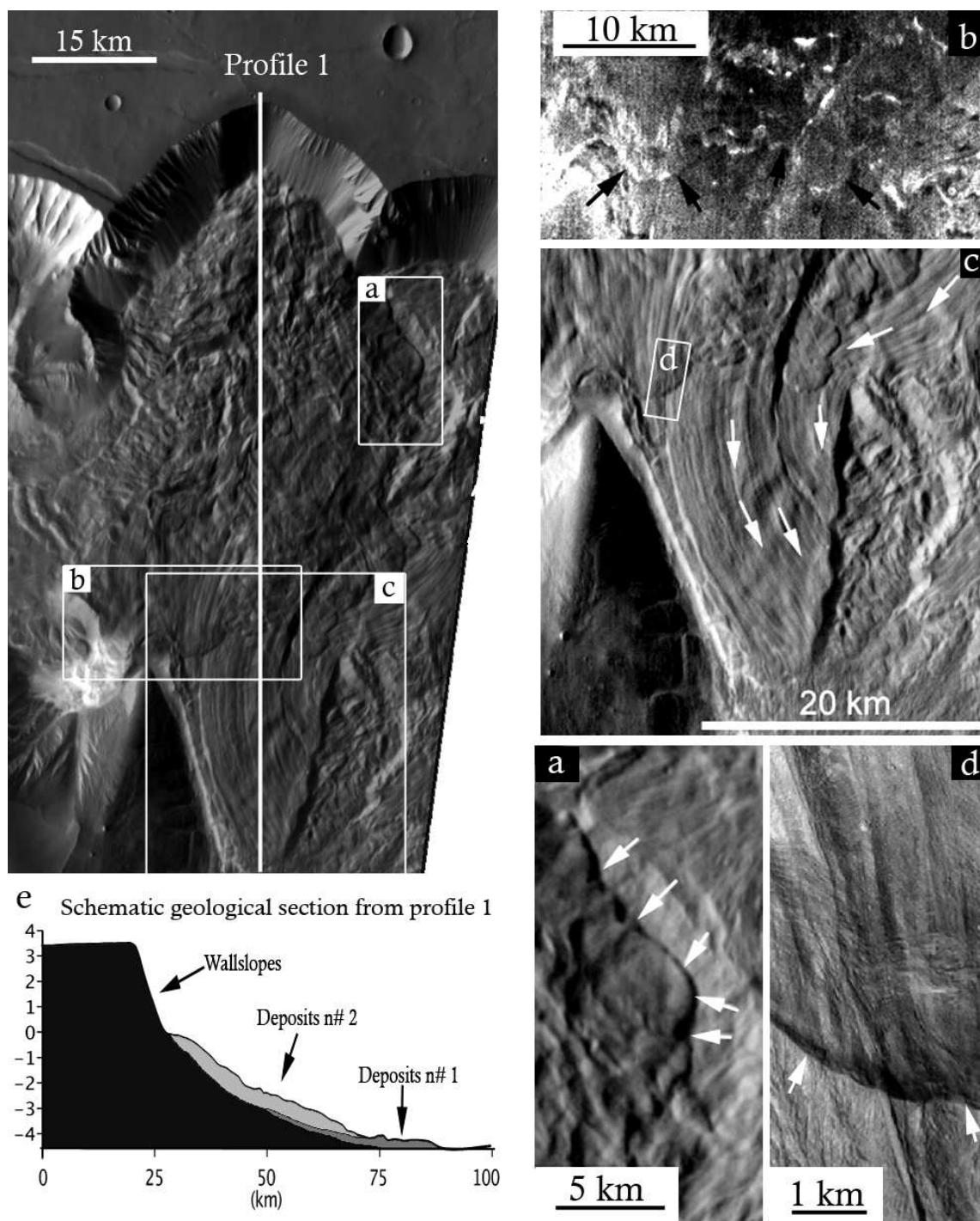


FIG. 6.6: Geological analysis of Ophir Chasma landslide. (Upper left) Context image from IR THEMIS mosaic. Several scarps indicating that different flows occurred. (a) White narrows showing boundaries of deposits at THEMIS scale. (b) The variation of thermics inertia signal, from IR THEMIS at night time, makes it possible to discern deposits from different landslides. (c) Curved grooves features indicating clearly that very distal aprons come from eastern scarp. (d) Deposits boundaries identified at MOC scale. (e) Geological interpretation using MOLA profile. Our study focused on deposits 2.

Analyse géologique du glissement Ophir Chasma. (haut gauche) Image THEMIS IR contextuelle. Le nombre d'escarpements montre que plusieurs glissements de terrain ont eu lieu. (a) Les flèches blanches indiquent les limites du dépôt du glissement étudié. (b) Carte THEMIS IR acquise de nuit. (c) Cannelures présentant des figures d'écoulement suggérant une origine Nord Est. (d) Limites des dépôts à l'échelle MOC. (e) Interprétation géologique des dépôts à partir d'un profil MOLA. L'étude se concentre sur le dépôt 2.

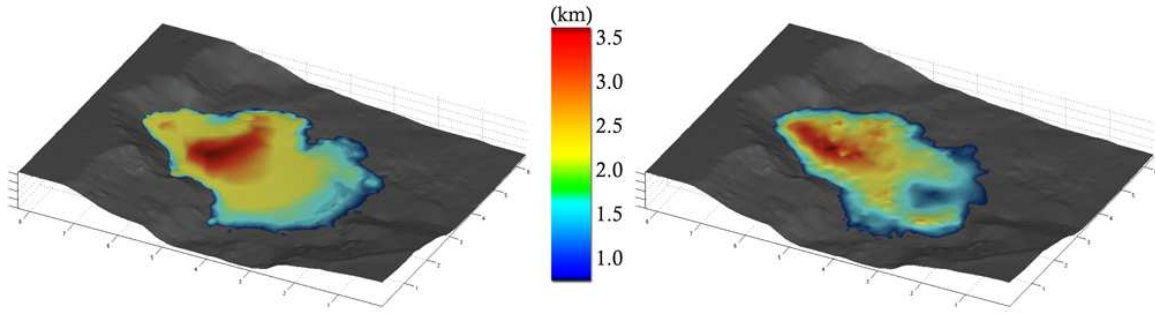


FIG. 6.7: Numerical simulations (left) using $\delta = 9.8^\circ$ compared to the MOLA DTM (right). Runout and area of deposits are similar in both cases.

Comparaison entre simulation numérique effectuée avec un angle de friction $\delta = 9.8^\circ$ (à gauche) et les observations à l'échelle MOLA (à droite).

change of this slope significantly increases the runout distance. However, numerical results demonstrate that topography effect can only partly explain the discrepancy between experimental results and observed runout on Mars when a friction angle $\delta = 32^\circ$ is considered (Figure 6.5). In the range of the inclination angles observed in VM, numerical simulation on schematic 2D topographies requires a very small friction angle ($\delta \sim 10^\circ$) to reproduce the high mobility of Martian landslides. Small friction angle is also generally required when simulating terrestrial landslide [see e. g. Pirulli *et al.*, 2006] although its value is larger than for VM landslides ($\delta \sim 15^\circ$). Lajeunesse *et al.* [2006] propose that the presence of surface flows (progressive flow localization in a surface layer which gets thinner and thinner) should be responsible for this high mobility. On the contrary, numerical modeling of granular collapse involving surface flows requires the use of higher friction angles as was discussed previously.

6.4 Simulation on real 3D topography

6.4.1 Topographic reconstitution

Using 1D parameter as the runout distance in order to study a 3D complex process is obviously questionable. As the runout distance can always be reproduced by fitting the friction coefficient, the area of deposit provides a stronger constraint on numerical models. Let us look at the calculated area of the deposit obtained by simulating a real landslide on 3D topography.

A major problem when simulating real flows is the reconstruction of the pre-event DTM (Digital Topographic Model). The identification of deposits in the DTM grid needs a geological analysis. Images from HRSC, THEMIS and MOC are used in order to find out the signal characterizing the deposits in the DTM grid. The

thickness is estimated by combining all data set in a GIS software. A geomorphological mapping of landslides deposits is thus performed (Figure 6.6). According to their thickness, the removal of the deposits is done using a vectorial mapping software. This withdrawal generates the dispersion of altimetrics information in the initial grid. The altimetric grid is thus rebuilt thanks to a geostatistic kriging method [Stein *et al.*, 2002]. This method makes it possible to take into account the spacial position and the spacial variability of the information. As a result, it minimizes the errors and make it possible to bring the spacial resolution up to 115 m/pixel, i. e. four times better than MOLA (e.g. 463 m/pixel). Subsequently, reconstruction of the original shape of the collapsed volume is obtained by the same method described previously so as to be very similar to spur-and-gully featured wallslope.

6.4.2 Simulated deposit and MOLA DTM

The Ophir Chasma landslide is simulated here because in that particular case, the material spread in a wide and open valley avoiding reflection of the flow on the opposite cliff. Using the empirical friction coefficient $\delta \simeq 10^\circ$ determined in section 3 to fit Martian data in the simple 2D configuration makes it possible to recover the extent of the deposit (Figure 6.7). The calculated and observed deposit's area are similar, respectively 1 395 km² and 1 380 km². The larger calculated area could be partly due to the reconstruction of the initial wallslope. Indeed, local fluctuations of the topography as the weathering morphologies such as spur-and-gully are not taken into account. Furthermore, the numerical model describes the behavior of an incompressible fluid. Quantin *et al.*, [2004a] actually noticed a deficient volume balance between scarp hole and aprons volume close to 20%. In the case of Ophir Chasma, we calculate a total volume of deposits $V_{deposits} \simeq 7.5 \cdot 10^{11} m^3$ with a deficient volume balance close to 9%. Considering spur-and-gully features present before the spreading, this value is consistent. But without a clear knowledge of the substratum lying below deposits, this volume estimation is quite rough. Consequently, the value of the initial volume is very sensitive to the reconstruction method as will be discussed in a following paper [Lucas *et al.*, 2010] (*Part 7 on manuscript thesis*).

6.5 A new mobility

The mobility of geological flows is classically defined as

$$m_e = \frac{\Delta L}{H}, \quad (6.5.1)$$

where H is the total height of the granular mass (see inset in Figure 6.5). Several attempts have been made to define the mobility of a granular mass. In *Mangeney-Castelnau et al.* [2005], the mobility was defined as $m_e = \frac{L_f}{H_i}$ but the a -dependence of this mobility does not make it a good parameter to reflect the dynamics of landslides. *Lajeunesse et al.* [2006] refer to $\Delta L/\Delta H$, where $\Delta H = H_i - H_f$, a mobility which actually depends on the volume of the granular mass.

We propose here a new mobility that is shown to be independent of the aspect ratio and of the volume of the granular mass. The idea is to separate the effect of the initial thickness of the released mass and that of the topography. Instead of the total height H in equation (6.5.1) [*Quantin et al.*, 2004a], the mobility is defined using the thickness H_i of the granular mass on top of the topography. Owing to equation (6.2.1), the new mobility reads

$$m_e = \frac{\Delta L}{H_i} = \frac{\alpha}{\tan \delta - \tan \theta}, \quad (6.5.2)$$

where $\alpha \simeq 1.24$. This mobility is shown to be independent of the aspect ratio both for the numerical results and for the Martian data (Figure 6.8). Martian landslides show a very high mobility ($m_e \simeq 10$) compared to that observed experimentally ($m_e = 1.24$).

In equation (6.5.2), the role of the topography ($\tan \theta$) has been clearly separated from the role of the effective friction ($\tan \delta$). As a result, an "intrinsic" mobility only controlled by the effective friction can be defined

$$m'_e = \frac{1}{\tan \delta} = \frac{1}{\tan \theta + \alpha \frac{H_i}{\Delta L}}, \quad (6.5.3)$$

Using equation (6.5.3), the numerical simulation obtained with $\delta \simeq 10^\circ$ and the Martian data represented on figure 6.8 almost collapse to the value $m'_e = 5.6 - 6.3$. As a result m'_e really reflects the mobility of the flow independently of its initial volume, aspect ratio and of the underlying topography. It is obviously difficult to calculate θ for the flow on a complex topography. However, if we assume a mean slope $\theta \simeq 2 \pm 1^\circ$ for VM landslides, equation (6.5.3) together with the measurements of $H_i/\Delta L$ on the field make it possible to estimate the mobility m'_e of VM landslides. Furthermore, equation (6.5.3) provides a useful way to fit the friction coefficient in TLA models ($\tan \delta = 1/m'_e$) in the field measurements.

Note that using equation (6.5.2) and geometrical considerations, the inverse of the classically used mobility m_e reads

$$\frac{1}{m_e} = \tan \delta + \frac{1}{2 \cos^2 \theta \left(A + \frac{V}{2H_i^2} \right)}, \quad (6.5.4)$$

where $A = \frac{\alpha}{\tan \delta - \tan \theta} - \frac{\tan \theta}{2}$. When substituting the volume $V = 2L_i H_i$, equation (6.5.4) shows that m_e only depends on the aspect ratio. Equation (6.5.4) could partly explain the artificial decrease of the mobility when

the volume increases which is generally observed on geological data. Furthermore, equation (6.5.4) show that for high volumes (and small aspect ratio) the mobility is simply $m_e = 1/\tan \theta$ which is observed at leading order on geological data.

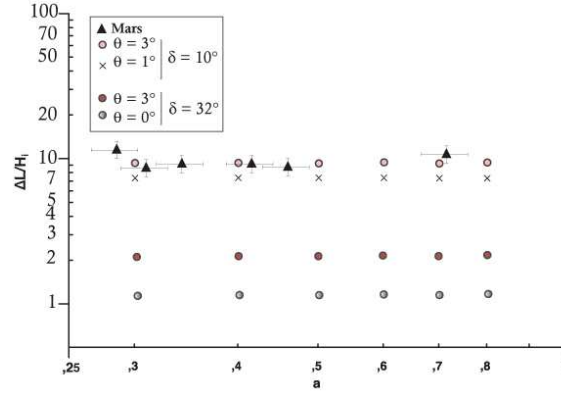


FIG. 6.8: Mobility ($\Delta L/H_i$) as a function of initial aspect ratio a . Black triangles are Martian data. Circles are dry granular flows simulation. Mobility of Martian landslides is one order of magnitude larger.
Mobilité ($\Delta L/H_i$) en fonction du rapport d'aspect a pour les glissements de terrain martiens (triangles noirs) et les simulations (cercles). La mobilité des glissements martiens est plus élevée d'un ordre de grandeur.

6.6 Conclusions

Numerical results show that the topography effects could only explain part of the high mobility observed for Martian landslides compared to simple granular flows in laboratory. As a result, fundamental processes, not active in laboratory experiments dealing with dry granular flows, occur in real landslides. The presence of water could be a possible factor although the morphology of landslides in VM is very similar. It is thus difficult to call upon liquid water which would not be distributed in a homogeneous way in the sub-surface at VM scale. Other processes as degazing by sublimation of ice lenses in the ground [McKenzie *et al.*, 2002] implying air cushioning are possible candidates.

The TLA model was able not only to extrapolate the laboratory experiments on simple sloping topography but also to take into account the 3D topography in a geophysical context. Despite the very small, and accordingly nonphysical, but nevertheless in agreement with [Quatin *et al.*, 2004a], empirical friction coefficient used in the numerical model, the area of the deposit is quite well reproduced.

Based on analytical solution, a new "intrinsic" mobility is defined to reflect the dynamics of the flow but provided the initial aspect ratio $a < 1$. Contrary to the effective mobility proposed previously, this parameter depends neither on the initial geometry of the released mass nor on the underlying topography. The new

mobility can be calculated from field measurements and provides a first estimation of the effective friction required in TLA model to reproduce the extent of the deposits.

acknowledgments

We acknowledge the use of MOLA, THEMIS and MOC data from U.S. Geological Survey and NASA, HRSC images from ESA. We Thank N. Mangold, D. Mège, J.P. Vilotte, E. Lajeunesse, F. Bouchut for helpfull discussions. Thank to L. Malverti, C. Quantin, C. Delacourt, P. Allemand, K. Hutter and K. Kelfoun for their helpfull contributions to the initiation of this work. Thanks to Robert McKinney for english corrections.

Chapitre 7

Influence de la géométrie de la rupture sur la dynamique des glissements de terrain et la morphologie des dépôts

Note : Cette partie a fait l'objet d'un manuscrit soumis à *Journal of Geophysical Research* en 2010. Les sections 3 et 4 de l'article sont des résumés des chapitres 2 et 4 du manuscrit. Un résumé et les légendes des figures en français sont proposés.

Résumé en français

La distance d'arrêt maximale (*runout* en anglais) atteinte par les dépôts d'un glissement de terrain est un paramètre souvent utilisé pour la calibration des modèles numériques d'avalanche [Hungr, 1995 ; Denlinger and Iverson, 2001 ; 2004 ; Harrison and Grimm, 2003 ; Mangeney-Castelnau et al., 2003, 2005 ; Lucas and Mangeney, 2007 ; Pudasaini and Hutter, 2007 ; Sosio et al., 2008].

Cependant, de fortes incertitudes persistent sur la géométrie de la rupture¹. En raison de nombreuses incertitudes liées à la reconstruction de la topographie, en particulier en ce qui concerne la géométrie de la loupe d'arrachement. Cette incertitude peut-elle avoir une influence sur le *runout* et sur la forme des dépôts ? Serait-il possible d'estimer la forme de la géométrie de la surface de rupture à partir de l'observation des dépôts ?

Si ces effets sont avérés, quelle serait la pertinence de la calibration, basée sur cette distance d'arrêt, des modèles numériques ? Quelles implications pourraient avoir cette géométrie sur les glissements naturels ?

Les résultats théoriques sur topographies modèles offrent donc un cadre unique pour l'exploration des conditions initiales (géométrie, volume...) des glissements de terrain observés dans Valles Marineris. De plus, ces exemples naturels ont l'avantage de présenter des dépôts peu érodés et peu affectés par la topographie environnante, permettant ainsi une analyse morphologique fine.

Des expériences numériques 2D et 3D sur des topographies modèles ont été réalisées en faisant varier la géométrie de l'escarpement. Ces expériences ont été menées en utilisant le code numérique décrit dans le chapitre 2 avec la loi de friction de type Coulomb. Les tests 2D consistent en trois géométries différentes allant d'une surface plane horizontale à une surface elliptique (Figure 7.6). Ces géométries conduisent à des volumes initiaux mis en jeu différents (variation de 30%), comme l'illustre la figure 7.6. Un des principaux résultats de ces tests 2D montrent que la distance d'arrêt est un paramètre robuste qui ne dépend pas de la géométrie de l'escarpement, ni du volume impliqué (Figure 7.7). Pour confirmer ces résultats, des tests 3D ont été effectués. Les géométries d'escarpements étudiées varient de formes ellipsoïdales à cylindriques (cf. figure 7.8a-c), justifiées par de nombreuses observations sur les exemples naturels terrestres. Une fois encore, le volume initial de la masse se voit réduit (de 30%) d'une géométrie à l'autre. Les résultats à 3D confirment les précédents obtenus à 2D. Dans la direction principale de l'écoulement, les profils topographiques des dépôts à 2D et 3D montrent peu de différences liées à la géométrie de l'escarpement.

À 3D, la distance d'arrêt reste robuste même si de faibles différences sont observées d'une géométrie à l'autre (Figure 7.8d-f). En terme d'angle de friction, ces différences correspondent à moins de 2°, comme le

¹Cette surface de rupture est indifféremment appelée escarpement.

montrent les simulations à $\delta = 10^\circ$ et $\delta = 12^\circ$ (Figure 7.8d-l). En outre, les simulations confirment l'analyse de la partie 6 (page 145, équation 6.0.4) reliant le *runout* avec la pente moyenne de la topographie (angle θ) et la friction (angle δ).

La distance d'arrêt obtenue avec $\delta = 12^\circ$ sur une pente $\theta = 2^\circ$ est la même que celle obtenue avec $\delta = 10^\circ$ et $\theta = 0^\circ$ (respectivement figures 7.8g-i et 7.8j-l).

En revanche, l'extension latérale des dépôts simulés est très différente suivant les géométries de rupture. Chaque géométrie mène à une morphologie assez caractéristique : lobée pour la géométrie ellipsoïdale (*nommée spoon-shape dans l'article*) à une forme en flèche pour la géométrie cylindrique (*nommée deep-seated dans l'article*) (figure 7.8). Il apparaît donc possible de déterminer la géométrie initiale de la rupture à partir de cette morphologie. Ces résultats ont des implications importantes et montrent en particulier que des contraintes sur le volume initial de la masse mise en mouvement peuvent être apportés.

Or, il se trouve que les morphologies des dépôts obtenues avec les tests 3D correspondent de manière surprenante aux morphologies réellement observées sur le terrain. À titre d'exemple, trois glissements de terrain martiens correspondants respectivement aux trois morphologies simulées en 3D sont présentés (figure 7.8m-o). Ces analogies nous ont amené à nous interroger sur le lien entre la géométrie de la surface de rupture et le contexte géologique local.

Quatre glissements ont été étudiés : (A) Coprates Chasma, (B) Ius Chasma, (C) Ophir Chasma et (D) Ganges Chasma (figures 7.1 et 7.2). En utilisant la méthode de reconstruction topographique décrite dans le chapitre 4, différentes géométries de rupture ont été testées à partir des MNT, comme l'illustre la figure 7.11 pour le glissement de terrain de Coprates Chasma.

Les résultats des simulations sur ces topographies reconstruites permettent de reproduire avec précision la géométrie des dépôts en utilisant des angles de friction systématiquement faibles, inférieurs à 10° . De plus, les simulations tendent à montrer que chaque glissement est caractérisé par une géométrie de rupture différente. Ius and Coprates Chasma correspondent à des géométries de type deep-seated. En revanche, les glissements d'Ophir et Ganges Chasma correspondent à des géométries plus proches des modèles ellipsoïdaux (également nommés *spoon-shape*).

Une analyse du contexte géologique local autour de chaque glissement suggère une corrélation entre géométrie de la rupture et contexte géologique.

Deux cas de figures se présentent : (1) Ius et Coprates sont localisés dans les parties de Valles Marineris où un contrôle tectonique extensif est clairement mis en évidence par la présence de nombreuses failles normales et de grabbens (figure 7.1 et 7.16). Les géométries de rupture de type deep-seated sont en bon accord avec ce contrôle tectonique et avec les observations depuis les images THEMIS IR (figure 7.15) ; (2) Ophir et Ganges,

sont quant à eux localisés dans les régions plus périphériques de Valles Marineris dont les morphologies (plus douces) ne présentent pas d'évidence d'un tel contrôle tectonique. Une géométrie de la loupe d'arrachement de type spoon-shape est cohérente avec ce contexte géologique.

Pour conclure, ces travaux confirment la pertinence de la distance d'arrêt comme paramètre de calibration et valident ainsi les différentes approches basées sur cette calibration. De plus, les simulations ont mis en évidence des relations entre morphologie de dépôt et géométrie de la rupture. Ces résultats offrent la possibilité d'apporter des contraintes sur les conditions initiales et par conséquent de circonscrire les incertitudes sur les calculs de bilan de masse (tableau [7.6.3](#)).

Par ailleurs, cette étude procure des données nouvelles pour l'étude de la stabilité de pente dans Valles Marineris qui permettrait d'avoir des informations sur la nature des matériaux impliqués dans les glissements de terrain martiens. Les premières applications de ce travail ont d'ailleurs déjà débuté à l'EOST dans le cadre du stage de recherche de Master d'Alexandre Richard sous la direction de Jean-Philippe Malet.

Influence of initial scar geometry on landslide dynamics and deposits : Application to large Martian landslides

Antoine Lucas, Anne Mangeney, Daniel Mège, François Bouchut

Abstract

Landslides take part in weathering and transport processes on Earth as well as on Mars. Prediction of their dynamics remains difficult in spite of a considerable amount of studies. The runout distance and to a lesser extent the shape of the 3D deposit are extensively used in analysis of landslide dynamics and in the calibration of the rheological parameters involved in numerical modeling. However, the unknown impact of the significant uncertainty in the shape of the initial released mass on the runout distance and on the overall shape of the deposit questions the relevance of these approaches. The impact of the initial scar geometry on flow and distribution of the deposits is studied here using satellite data and numerical modeling of natural granular flows over complex topography. Simulation of granular flows over theoretical and real Martian landslides associated with geomorphological analysis of the deposits are performed by varying the initial scar geometry from spoon-shape to steep wall geometry. Our results show that the runout distance is a very robust parameter that is only poorly affected by the change in the geometry of the initial scar. On the contrary, the lateral extension of the deposit is shown to be controlled by the scar geometry providing a unique tool to retrieve information of the initial failure geometry and process, as well as on the released volume. A feedback analysis of Valles Marineris Martian landslides, for which excellent exposures of landslide debris aprons and reasonable hypotheses of initial scar geometry can be drawn show excellent agreement between numerical results and geomorphological analysis providing insight into the initial landsliding conditions on Mars. It is found that the geometry of the initial scar inferred from numerical modeling is strongly correlated with the regional tectonic history. The feedback analysis of landslide deposit makes it possible to accurately recover the volume initially involved in the landslide, an essential ingredient for mass balance calculation. Contrary to former studies, our results show a systematic increase in volume between the initial released mass and the final deposit which is consistent with most of the observation on terrestrial landslides. Finally, a very small and constant friction angle $\delta = 8.5^\circ \pm 1.3^\circ$ is shown to reproduce all the studied Martian landslide, rising the essential issue of the high mobility of natural landslides.

KEYWORDS : geomorphology, landslide, weathering, scar, modeling, Valles Marineris, Mars

7.1 Introduction

Landslides, debris flows and avalanches sculpt the surface morphology on Earth as well as on other planets. They constitute one of the most efficient weathering process currently active on Mars [Malin *et al.*, 2006 ; Schorghofer *et al.*, 2007]. On Earth, mass failure result in the destruction of human lives and infrastructures.

A great amount of studies have been carried out to understand the physical processes at play during the emplacement of landslides and their effects on flow deposit. Among other, experimental and numerical modeling of granular flows have provided some clues through the development of scaling laws and theoretical

models to quantify landslide dynamics and the morphology of their deposit [e. g. Voellmy, 1955 ; Savage and Hutter, 1989 ; Hungr, 1995 ; Cruden and Varnes, 1996 ; Iverson, 1997 ; Dade and Huppert, 1998 ; Pouliquen *et al.*, 1999 ; Legros, 2002 ; Kerswell, 2005 ; Roche *et al.*, 2004 ; Mangeney-Castelnau *et al.*, 2003 ; Félix and Thomas, 2004 ; Mangeney-Castelnau *et al.*, 2005 ; Phillips *et al.*, 2006 ; Pudasaini and Hutter, 2007 ; Mangeney *et al.*, 2007a ; Hungr, 2008]. Whereas laboratory experiments helped in identifying rheological properties and establish scaling laws relating the deposit and the flow dynamics [Pouliquen, 1999 ; Pouliquen and Forterre, 2002 ; Lube *et al.*, 2004 ; Lajeunesse *et al.*, 2004 ; Siavoshi and Kudrolli, 2005 ; Phillips *et al.*, 2006 ; Pudasaini and Hutter, 2007 ; Mangeney *et al.*, 2010], numerical modeling have been useful to extrapolate and confront them to field observations as well as to provide insight into the parameters involved in the observed scaling laws [Iverson *et al.*, 2004 ; Mangeney-Castelnau *et al.*, 2005 ; Kerswell, 2005 ; Hogg, 2008 ; Mangeney *et al.*, 2007a,b ; Lucas and Mangeney, 2007 ; Lacaze *et al.*, 2008].

Landslide dynamics strongly depends on the underlying topography, on the geometry and volume of the released mass and on the nature and mechanical behaviour of the flowing material [e. g. Hungr, 1995 ; Denlinger and Iverson, 2001 ; 2004 ; Harrison and Grimm, 2003 ; Mangeney-Castelnau *et al.*, 2003, 2005 ; Lucas and Mangeney, 2007 ; Pudasaini and Hutter, 2007 ; Sosio *et al.*, 2008]. None of these parameters are well constrained. The runout distance, i. e. the maximum distance reached by the landslide, has been extensively used to calibrate friction coefficients in numerical models of landslide dynamics [e. g. Lucas and Mangeney, 2007 ; Pirulli and Mangeney, 2008] and to establish scaling laws relating the morphometry of the deposit to the initial characteristics of the released mass [Lube *et al.*, 2004 ; Lajeunesse *et al.*, 2004 ; Mangeney-Castelnau, 2005, Mangeney *et al.*, 2010]. In particular, the so-called mobility of landslide is calculated using measurements of the runout distance [e. g. Legros, 2002 ; Lucas and Mangeney, 2007].

When comparing experimental and numerical results with field data, the question however remains as to whether the runout distance of real landslides depends on the geometry of the initial scar that is hardly measured on the field due to erosion and insufficient accuracy of the available topography data (Digital Topography Models). Actually the upper surface of the released mass can be reconstructed through extrapolation of the relief surrounding the scar. On the contrary the bottom of the scar is generally hidden by the landslide deposit or eroded by subsequent events. What is the effect of the uncertainty on initial scar geometry on the calibration of rheological parameters in numerical models ? Does it change the scaling laws relating the characteristics of the deposits to the initial conditions ?

The unknown geometry of the scar bottom makes it difficult to assess the initial volume of the released mass. The volume involved in landsliding is however a crucial input in numerical models and in the calculation of global mass balance in areas subjected to mass wasting. Furthermore, the difference in volume between the

initial (pre-failure) and final mass (post-failure) has been used to draw conclusions about the emplacement processes. For example *Quantin et al.*, 2004 found a decrease in volume between the initial released mass and the final deposit for landslides observed in Valles Marineris on Mars and conclude about the presence of thermokarst implying lenses of ice in the initial rock. On the contrary, *Sato et al.*, [2007] found an increase in volume using the same data set. These opposite conclusions show the great uncertainty in volume calculation which, in that case, is higher than the difference between the initial and the final volume, excluding any realistic mass balance calculations.

There is very few data on natural landslides that can help clarify these questions. The main issue is to find several landslides in the same geological context but with different initial conditions. Actually, the difference in the topography and in the material involved in various places on Earth hides the potential effect of the initial scar geometry on landslide dynamics and deposit. To this respect, the landslides (about fifty) observed on exploration probe imagery in Valles Marineris on Mars provide a unique paradigm to study the effect of initial scar geometry [*Lucchitta*, 1978, 1979, 1987]. The topography is quite simple and homogeneous all along the valley : landslides are generated by mass failure in the canyon wall and the debris flow over an almost flat bedrock. The deposits are easily identified through satellite data analysis due to the small erosion rate and the absence of vegetation.

Landsliding in Valles Marineris have important implications in terms of climatic and hydrologic conditions. Valles Marineris landslides triggering mechanisms and emplacement processes have been debated based on geomorphological, experimental and numerical studies [*Lucchitta*, 1979,1987 ; *McEwen*, 1989 ; *Shaller*, 1991 ; *Legros*, 2002 ; *Harrison and Grimm*, 2003 ; *Quantin et al.*, 2004 ; *Souhiovistskaya et al.*, 2006 ; *Lucas and Mangeney*, 2007]. Some studies have argued in favour of hydrated conditions for landsliding to occur [*Lucchitta*, 1978,1979,1987 ; *Shaller et al.*, 1989], whereas others argue in favour of dry conditions [*McEwen*, 1989 ; *Souhiovistskaya et al.*, 2006 ; *Lajeunesse et al.*, 2006]. Other studies have shown a high mobility of Martian landslides but without necessary call upon wet conditions [*Lucchitta*, 1979,1987,1992 ; *Melosh* 1979 ; *Shaller*, 1991 ; *Legros*, 2002 ; *Harrison and Grimm*, 2003 ; *Quantin et al.*, 2004 ; *Lucas and Mangeney*, 2007].

The question here is to assess if the uncertainty in scar geometry can challenge or support the previous conclusions on volume change between initial state and final deposits and on the high mobility of Valles Marineris landslides. This issue is addressed using satellite data imagery and numerical modeling of granular flows over complex topography.

Section 7.2 describes the studied Valles Marineris landslides. First estimation of the effect of initial scar geometry on the dynamics and deposit of granular flows as well as on volume estimation is then performed on

theoretical 2D and 3D geometry (section 7.5). Finally, in section 7.6 simulation of four Valles Marineris land-slides are performed and the effect of the uncertainty in the initial scar geometry on landslide dynamics and mobility is discussed in relation to the local geological context, in particular to challenge previous conclusions on landslide emplacement mechanisms.

7.2 Landslides and geological context

The four Martian landslides studied here (Figures 7.1) are located in Valles Marineris, a series of large troughs (chasmata) cutting a thinly stratified plateau of probable volcanic composition [McEwen, 1999 ; Chirstensen *et al.*, 2001]. The similar lithology and geologic setting of the investigated landslides minimizes the influence of local geological peculiarities on flow dynamics and deposit. These landslides (Coprates Chasma, Ius Chasma, Ophir Chasma, and Ganges Chasma) have been selected because of their easily identifiable deposit and the small influence of the topography on their dynamics.

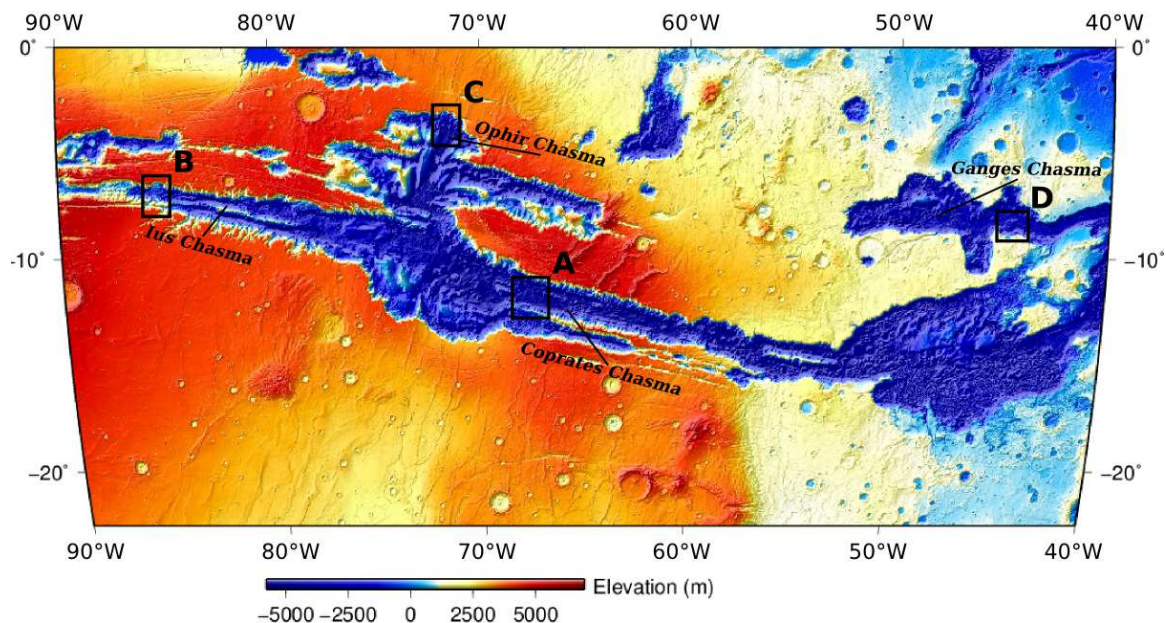


FIG. 7.1: Valles Marineris topographic map (from MOLA data). Black boxes indicates the landslides shown just below on IR THEMIS daytime mosaics on figure 7.2.

Carte topographique de Valles Marineris (depuis les données MOLA). Les encadrés noirs indiquent la localisation des glissements étudiés et présentés en figure 7.2.

Actually, contrary to most of the observed landslides, Coprates Chasma, Ophir Chasma, Ganges Chasma, do not reach the opposite wall within the valley (Figure 7.2A,C,D). Ius Chasma is only slightly deviated due to topography barriers (Figure 7.2B). All these landslides are the result of slope failure in the canyon wall, generating mass flow down a gentle slope of a few degrees inclination (typically $\sim 2^\circ$). As shown by *Peulvast*

et al., [2001], some areas in Valles Marineris are clearly controlled by normal faulting whereas some others do not present evidence of tectonic control. Four landslides (two in each context) have been studied here and are detailed below together with quantitative informations estimated from satellite data imagery on the length L_i and thickness H_i of the initial released mass, on the deposit area A_f , and on the runout distance ΔL (i.e. maximum distance of the deposit front from the source area).

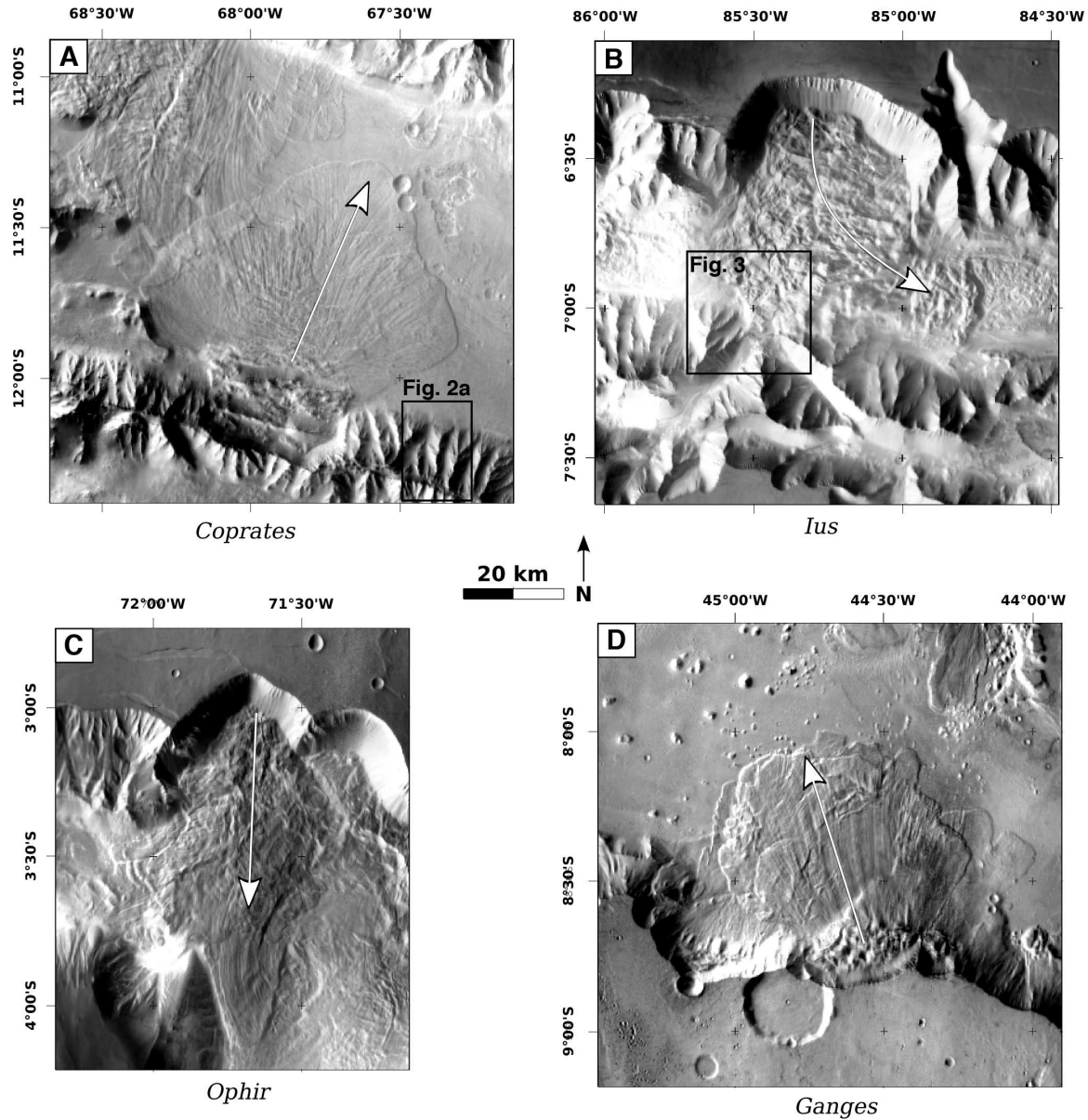


FIG. 7.2: THEMIS IR images of studied landslides (A) Coprates Chasma, (B) Ius Chasma, (C) Ophir Chasma, and (D) Ganges Chasma. White arrows indicate the mean flow direction. Light comes from the West.
 Images THEMIS IR des glissements de terrain étudiés : (A) Coprates Chasma, (B) Ius Chasma, (C) Ophir Chasma et (D) Ganges Chasma. La flèche indique la direction principale de l'écoulement. La lumière vient de la gauche.

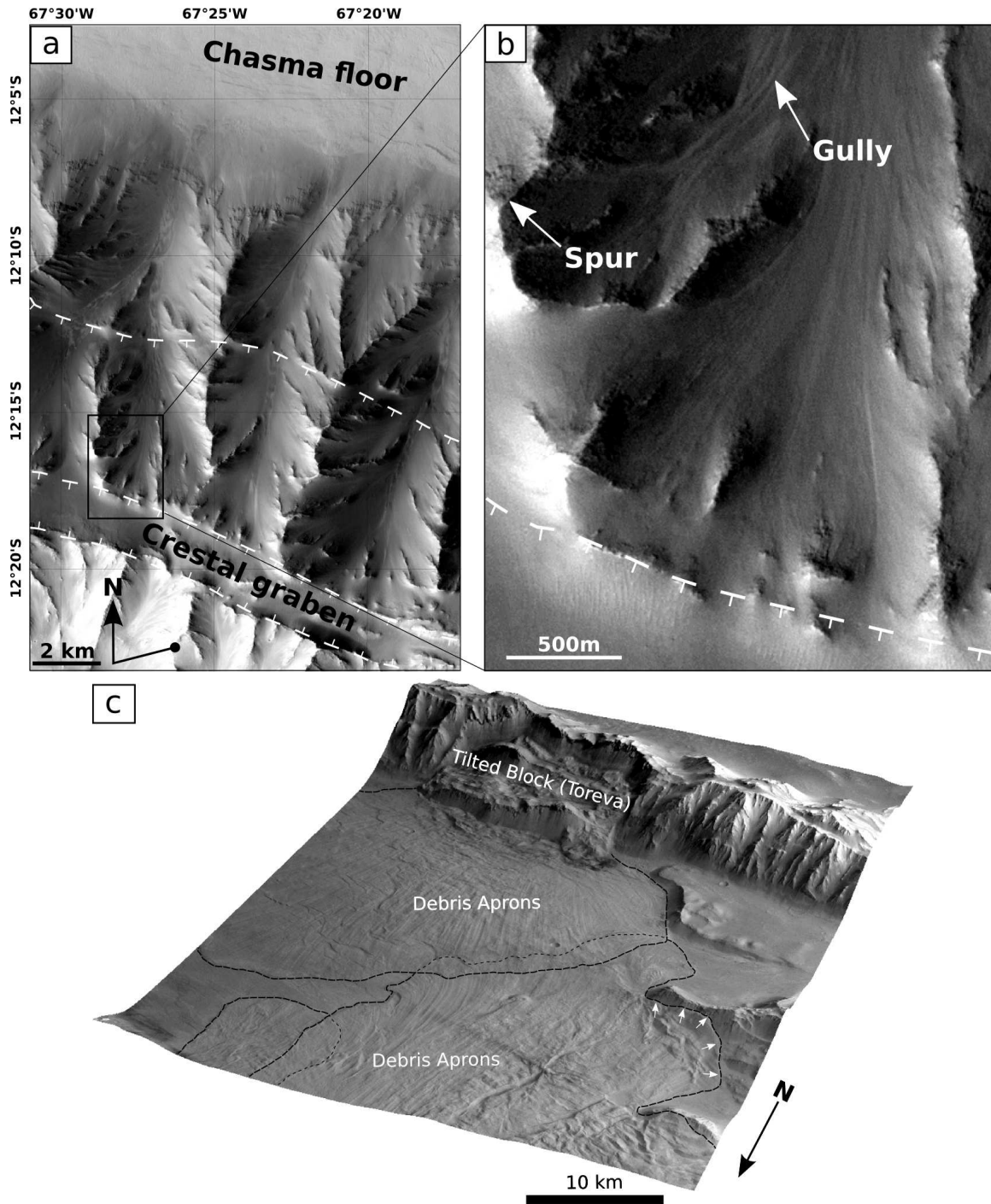


FIG. 7.3: (a) Zoom on the Coprates wallslope from Figure 7.1A, characterized by spur-and-gully features. White $\perp$ indicate normal faults at the crest and in the wallslope of the ridge (CTX image); (b) Close up of the upper part of the wallslope showing surface flows (noted gully) and crestal fault with a very high deep southwards (c) Southward bird view of Coprates landslide showing debris aprons overlapping and tilted blocks (also called Toreva block). White arrows indicate evidence of a former landslide, coming from the North, that overcame the topography relief up to 800 m, suggesting high energetic flows (HRSC image).

(a) Agrandissement d'une image CTX sur le versant de Coprates Chasma, caractérisé par des morphologies en éperons-et-ravins. (b) Agrandissement de la partie sommitale du relief où des traces de ravines (notées gully) sont identifiables. La faille crétale notée par les "T" présente un pendage vers le sud. (c) Images HRSC du glissement de Coprates Chasma caractérisé par ses dépôts et sa Toreva. Des dépôts d'un autre glissement de terrain, antérieur à celui de Coprates, provenant du nord, reposent sur les versants du relief opposé (flèches blanches). Le front de ces dépôts culmine à 800 mètres au-dessus du fond de la vallée suggérant de fortes vitesses.

- The Coprates Chasma landslide is located at $67^{\circ}W$ and $12^{\circ}S$ within Valles Marineris (Figure 7.1A). Coprates Chasma is a 5 ± 0.2 km deep graben, and landsliding occurred at the expense of a horst [Schultz, 1991; Peulvast and Masson, 1993; Mège and Masson, 1996; Peulvast et al., 2001]. Runout length exceeds 48.9 km and the surface area covered by the landslide material is $2\,300\text{ km}^2$. The initial height of the involved mass is estimated to $H_i = 4.4 \pm 0.5$ km and the initial length $L_i = 10.5 \pm 1.2$ km, resulting to an initial aspect ratio $a = H_i/L_i = 0.42$ (see Table 7.6). The landslide deposit includes tilted blocks upstream (noted TB and also called Toreva block) and debris aprons (DA) downstream (Figure 7.3c). A Toreva block, is a distinctive feature observed in some specific landslides as shown by Reiche, [1937] or e. g. Kelfoun and Druitt [2005]. In his first interpretation, Reiche [1937] proposed that Toreva blocks may occur when a stronger material overlies a weaker material, an hypothesis difficult to check in the Martian context [Bigot-Cormier et al., 2007]. Due to the presence of this Toreva blocks, the shape of the bottom scar is hidden. The chasma floor displays thinly stratified infilling (Figure 7.15) whose erosional patterns suggest a weaker lithology than the plateau material [e.g., Peulvast and Masson, 1993]. The floor on the eastern side of the debris aprons displays repeated bands of alternating reflectance (Figure 7.15) that are especially well displayed on THEMIS thermal infrared imagery (see section 7.3.1). These layers may either consist of moraines deposited along the path of a former valley glacier, or gently folded stratified floor material with a fold axis parallel to the graben trend.
- The Ius Chasma landslide occurred in the Ius trough ($86^{\circ}W$ and $5^{\circ}S$) that presents fault-controlled walls with straight and well-aligned trend, similar to Coprates Chasma [Peulvast et al., 2001] (Figure 7.1B). The Ius landslide runout distance does not exceed 50 km but the deposits overlay the opposite wallslope making this value smaller than it could be without topography confinement. Lateral spreading towards the East is observed. The deposits area is estimated to $1\,520\text{ km}^2$. The initial height of the involved mass is estimated to $H_i = 5.8 \pm 0.4$ km and the initial length to $L_i = 12.9 \pm 0.6$ km; i. e. an aspect ratio $a = 0.45$ (Table 7.6). Similar to the Coprates landslide, the geometry of the scar looks very steep and deep.
- Ophir Chasma is located in the north part of the central region of Valles Marineris ($72^{\circ}W$ and $3^{\circ}S$) (Figure 7.1C). The wallslopes of this trough present less evidence of faulting than Ius and Coprates chasmata. The studied landslide shows a runout length equal to 45.5 ± 0.2 km with a deposit area equal to $1\,330\text{ km}^2$. The initial height of the involved mass is about $H_i = 4.9 \pm 0.2$ km and the initial length $L_i = 10.8 \pm 0.3$ km, i.e. an aspect ratio $a = 0.45$ (Table 7.6). In contrast with Ius and Coprates chasmata, there is no clear control of tectonics on the Ophir Chasma landslide scar geometry.
- The Ganges Chasma landslide is located at $45^{\circ}W$ and $8^{\circ}S$ (Figure 7.1D). Ganges trough is shallow and shows smoother wallslopes without a clearly structural trend. Runout length reaches 48.8 km and the

deposits surface area is $1\,670\text{ km}^2$. The initial height of the involved mass is about $H_i = 3.7 \pm 0.4\text{ km}$ and the initial length $L_i = 7.2 \pm 0.8\text{ km}$, i. e. an aspect ratio $a = 0.51$ (Table 7.6). The upper part of the scar is clearly wider than those of Ius and Coprates landslides and does not seem to be fault-controlled (Figure 7.1D). Like Coprater, Ganges landslide presents Toreva blocks, making it harder to reconstruct the failure geometry.

For all the landslides, the superficial morphology of the walls has been described as covered by spurs-and-gullies, formed under a variety of possible morphogenetic conditions [Lucchitta *et al.*, 1992]. The gullies display occasionally evidence of surface flows (Figure 7.3b). Locally, triangular faceted spurs are observed on the horst slope, whose lowest part is occupied by a weathered continuous fault scarp (see Figure 7.3 and Peulvast *et al.*, [2001]).

7.3 Data and processing

For mass balance calculation between initial mass failure and final deposits as well as for inputs in numerical modeling, the topography before the landslide, the initial scar geometry as well as the shape of the initial released mass have to be reconstructed from the observations. Satellite data are used here to identify the landslide deposits (visible and infra-red imagery data) and to reconstruct Digital Topography Models (DTM) of the pre-failure and post-failure topography as well as of the initial scar geometry of the released mass (laser topography data and stereo imagery).

During the last decade, US and European Martian missions brought back an abundance of new data of high spatial accuracy (see Table 7.3.2 for the characteristics of the satellite data used here). Note that all the images acquired on Mars are free which significantly simplifies studies of Martian landslides compared to terrestrial analogues. All the data (images and DTM) have been processed here using the free Integrated Software for Imagers and Spectrometers (ISIS released 3) from USGS [Torson and Becker, 1997 ; Anderson *et al.*, 2004], and integrated in a georeferencing/mapping/digitizing package (*e.g.*, *Didger*). ISIS makes it possible to correct data from instrument spice kernels (containing position, velocity and orientation of the camera regarding to the ground) and to relocate all the data in the same reference frame. Geomorphological analysis was done using the mapping package.

7.3.1 Deposit identification

Visible imagery is used to distinguish between landslide deposits and the surrounding floor (Figure 7.1). When visible imagery is not clear enough, infra-red (IR) imagery is investigated (Figure 7.5). Actually, IR data retrieves information on surface temperature at day or night. In day time image, the temperature is mainly dependent on the topography and albedo. In contrast, in night time data, the temperature largely depends on the thermal inertia of the surface (within the first meter). Therefore, information on night-time data is mainly grain size and induration dependent providing indicators of surface properties used here to discriminate landslide deposits from the surrounding floor.

We used here Mars Observer Camera (MOC) images with resolution of 2-5 m/pixel [Malin and Edgett, 2000], Thermal Emission Imaging System (THEMIS) visible images (18 m/pixel) and IR images (100 m/pixel) from the Mars Odyssey (MO) probe [Christensen et al., 2003] and High Resolution Stereo Camera (HRSC) images with resolution of 50 m/pixel from Mars Express probe [Neukum et al., 2003] THEMIS data are acquired in five spectral channels for the visible camera (from 0.4 to 0.6 μm) and in ten channels for the IR camera (from 6 to 14 μm).

7.3.2 DTM reconstruction

Digital Topography Model (DTM) has been reconstructed using the topography data from Mars Observer Laser Altimeter (MOLA) of Mars Global Surveyor (MGS) that provides a global altimetric data grid interpolated to a 1/128th degree. The resulting DTM, usually called MEGDR (*Mission Experiment Gridded Data Records*) [Smith, 1999], has an accuracy of 463 m/pixel in the vicinity of the equator, which is the case for all the studied cases. The High Resolution Stereo Camera (HRSC) onboard Mars Express (MeX) provides DTMs with 125 m/pixel accuracy but were only available for Ius landslide. HiRISE imagery, providing DTM with accuracy down to 25 cm/pixel locally were not available at the time of the present study ; In addition image coverage is not large enough regarding to Martian landslides dimensions [McEwen, et al., 2007].

The reconstruction of the initial geometry of the released mass and of the pre-event topography have been performed following the pipeline summarized in Figure 7.4 and mainly consists in four steps :

1. *Deposit removal.* The contour of the deposits identified through imagery is used as a mask in the altimetric grid provided by MOLA. After estimation of the thickness of the deposit from the topography data, contour lines are edited, using the digitizing package previously mentioned, and used to withdraw manually the deposit. This method has been shown to provide much more realistic and smooth results than any mathematical calculation based on minimization or interpolation of theoretical topographic surface.

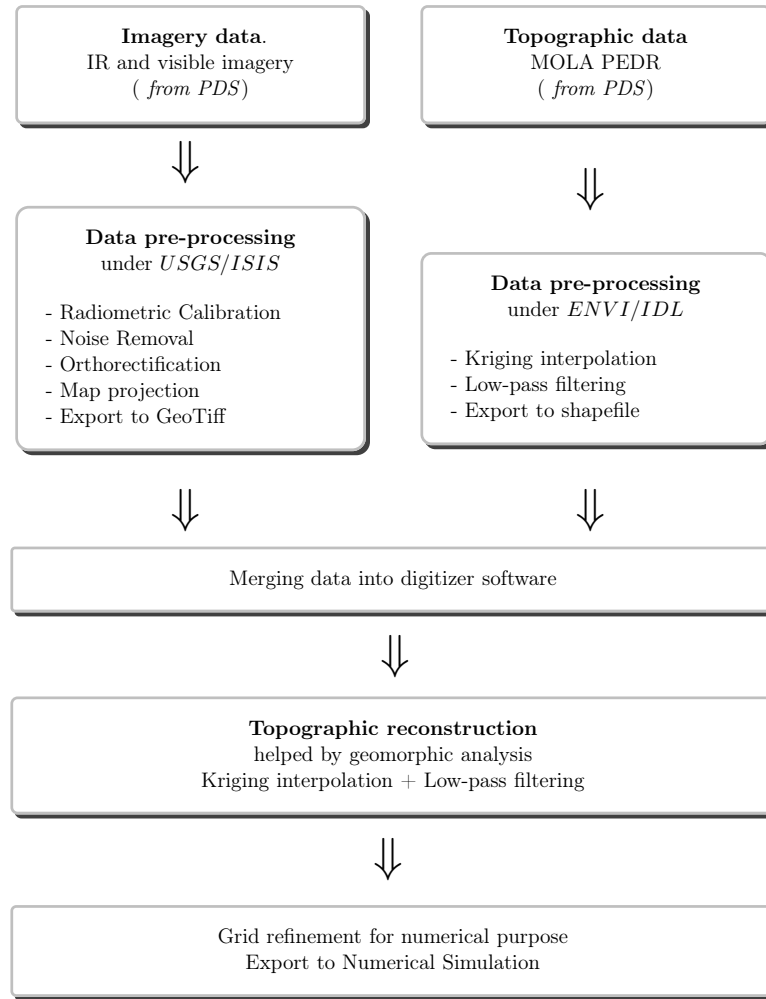


FIG. 7.4: Proceeding pipeline with major steps for both imagery and topographic data for subsequent landslide development numerical simulation and geomorphic analysis. PDS is the Planetary Data System provided by NASA at <http://pds.jpl.nasa.gov>

However the resulting altimetric data are not provided on a regular grid. In order to obtain a regular grid and no spurious artefacts, a necessary condition for numerical modeling, the altimetric information has been interpolated with a kriging algorithm [Cressie, 1990 ; Stein *et al.*, 2002]. The kriging method is a classical interpolation procedure providing estimates of the values of a scalar function Z at unknown points x_0 , using the known values $Z(x_i)$ where the points x_i are irregularly distributed in space. The interpolated data field is

$$Z^*(x_0) = \sum_{i=1}^N \lambda_i(x_0) Z(x_i) \quad (7.3.1)$$

where λ_i are the ponderation coefficients from the similarity degree between values of Z as from covariance between points toward the distances between them. As a result, this method makes it possible to take into account the spatial position and the spatial variability of the information. In our case, this

method provided minimal interpolation bias with respect to others classical interpolation methods (e.g. linear, bicubic. ...).

2. *Initial mass reconstruction.* The upper surface of the released mass prior to landsliding can be inferred from the horst morphology on both sides of the landslide scar so as to mimic the wall slopes of each sides of the scar (Figure 7.11b). Then, the second order morphological features shown on figure 7.3a (e.g., spur-and-gullies) are added to the contour lines by extrapolating the spur-and-gully morphology currently observed along the adjacent wall slopes to the landslide area.
3. *Reconstruction of the scar shape,* also obtained by editing the contour lines, is the critical step of the method as constraints of the scar geometry are poor. Indeed, the largest part of the scar is hidden by the deposits for all the landslides (Figure 7.1). The visible upper part of the scar is either gently curved (Ophir and Ganges) or steep (Coprates and Ius). For the first group, the degree of freedom for reconstruction of the shape of the bottom scar is smaller than for the second group. Ganges Chasma is an extreme case for which both sides of the scar were not well conserved. (Figure 7.1D). Two end-members geometries are considered here : the smooth-seated scar and the deep-seated scar, as shown for example for the Coprates landslide in Figure 7.11d (profiles 3 and 4, respectively).
4. *Refinement of the DTM grid.* The DTM of the pre-slide geometry and of the initial released mass have the same spatial resolution as the initial data grid (e.g. for MOLA spatial resolution is $\sim 463\text{m/pixel}$). However, landslide modeling requires finer grid, so that artificial refining of the mesh has been performed by interpolating the altimetric grid using the kriging method. Low-pass filtering has then been performed in order to obtain minimum artificial oscillations in the resulting grid (Figure 7.11).

For volume calculation, the Simpson's rule were used for a better accurate results in numerical integration (see *Press et al.*, [1988] for further details).

Name (<i>Probe</i>)	$\{\lambda\}$ (μm)	Channels (n#)	Spatial resolution (m)	Utility (Swath in km)
HRSC (<i>MeX</i>)	[0.395–1.015]	9	[12.5–50]	Large scale geomorphology (60)
THEMIS-Vis (<i>MO</i>)	[0.425–0.860]	5	[18–75]	Medium scale geomorphology (20)
THEMIS-IR (<i>MO</i>)	[6.78–14.88]	10	100	Large scale geology (30)
CTX (<i>MRO</i>)	[0.5–0.8]	1	[5–6]	Small scale geomorphology (30)
MOC (<i>MGS</i>)	[0.5–0.9]	1	[1.5–6]	Small scale geomorphology (6)
HiRISE (<i>MRO</i>)	[0.4–1.0]	14	[0.3–0.5]	Very high resolution geomorphology (5)

TAB. 7.1: Summary and comparison of Martians imagery data used for this study. Swath is the width of the acquired scene.

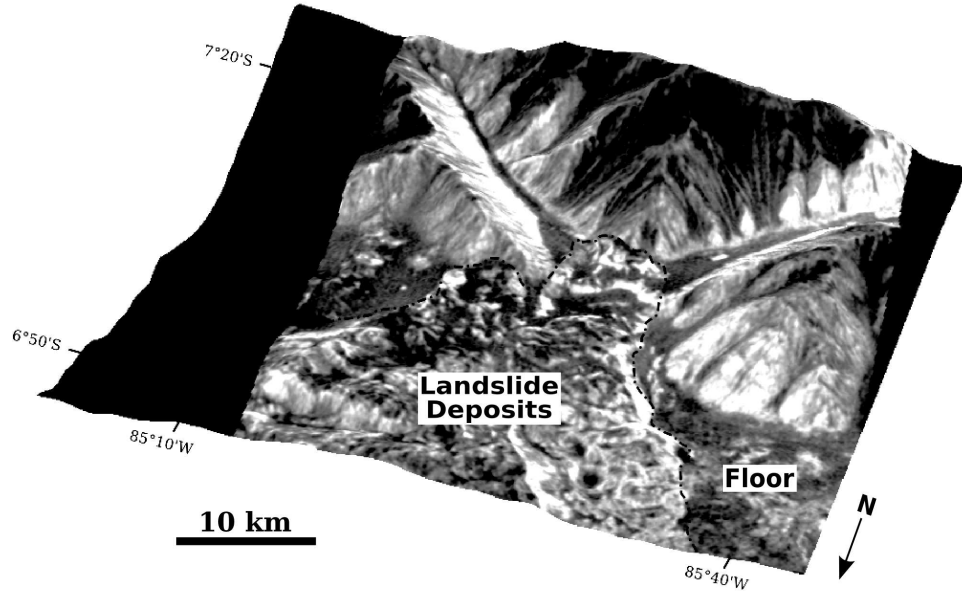


FIG. 7.5: IR THEMIS image at nighttime draped on HRSC DTM for Ius landslide deposits. The strong difference between the reflectance of the landslide deposit and of the surrounding floor makes it easier to define the deposit outline than on visible images.

7.4 Model description

Simulation is performed using the numerical model SHALTOP developed through a collaboration between Département de Mathématiques et Applications (DMA), École Normale Supérieure (ENS, Paris), and Institut de Physique du Globe de Paris (IPGP). SHALTOP describes granular flows over a complex 3D topography [Bouchut *et al.*, 2003 ; Bouchut and Westdickenberg, 2004 ; Mangeney-Castelnau *et al.*, 2005, Mangeney *et al.*, 2007a]. The model is based on the depth-averaged thin layer approximation (i. e. the flow is supposed to be thin compared to its length along the topography) and takes into account a Coulomb type friction law following the pioneered approach of Savage and Hutter [1989]. It describes the change in time of the thickness $h(x, y)$ and of the depth-averaged velocity of the flow $\mathbf{u}(x, y)$ along the topography. Contrary to most of the models used in geophysics, this model deals with the full tensor of terrain curvature that appears in the momentum equations when the asymptotic development is rigorously handled. The equations solved in the model are detailed in the Appendix. SHALTOP has been able to successfully reproduce experimental results on the spreading of small aspect ratio granular columns [Mangeney-Castelnau *et al.*, 2005] and of self-channeling flows over inclined bed and levees formation [Mangeney *et al.*, 2007a] as well as natural landslide on Earth and on Mars [Lucas and Mangeney, 2007 ; Lucas *et al.*, 2008 ; Kuo *et al.*, 2009 ; Mangold *et al.*, 2010].

Debris avalanche is treated here as a single-phase, dry granular flow with Coulomb-type behavior, involving a friction coefficient μ (see Appendix for details on the friction force). The friction coefficient is either suppo-

sed to be constant, i. e. Coulomb friction law :

$$\mu = \tan \delta, \quad (7.4.1)$$

where δ is the constant friction angle, or dependent on the thickness h and the Froude number of the flow $Fr = ||\mathbf{u}||/\sqrt{gh}$, where $||\mathbf{u}||$ stands for the flow velocity, hereafter called Pouliquen flow rule [Pouliquen and Forterre, 2002] :

– if $Fr > \beta$

$$\mu(h, Fr) = \tan \delta_1 + (\tan \delta_2 - \tan \delta_1) \frac{1}{\frac{\beta h}{Fr L} + 1}. \quad (7.4.2)$$

– if $Fr = 0$

$$\mu(h, Fr) = \tan \delta_3 + (\tan \delta_4 - \tan \delta_3) \frac{1}{\frac{h}{L} + 1}. \quad (7.4.3)$$

where δ_i , $i = 1, 4$ are characteristic friction angles of the material, L is a lengthscale that can be deduced from laboratory measurements and $\beta = 0.136$ is a dimensionless parameter. An empirical fit between the two expressions is used for $0 \leq Fr \leq \beta$. More details on this flow law are given Pouliquen and Forterre [2002] and in Mangeney *et al.* [2007a] (section 3.2). Basically, in Pouliquen flow rule, the friction coefficient increases when the thickness h decreases and the velocity u increases.

As the Pouliquen flow rule has been successful in reproducing experimental granular flows and some natural landslides [e. g. Pouliquen and Forterre, 2002 ; Mangeney *et al.*, 2007a ; Pirulli and Mangeney, 2008 ; Mangold *et al.*, 2010], its use in modeling of natural flows is difficult because of the high number of involved parameters. In contrast, the Coulomb friction law only involves one empirical parameter, the friction angle δ .

The relevance of thin layer modeling using Coulomb friction law to describe granular collapse has been tested by comparing depth-averaged simulations using SHALTOP with discrete element simulations and experiments on the collapse of granular columns over an horizontal plane. Different simulations have been performed by varying the initial aspect ratio of the granular column [Mangeney *et al.*, 2006 ; Mangeney-Castelnau *et al.*, 2005]. The main result is that depth-averaged models fail in reproducing the dynamics of granular spreading if the aspect ratio of the initial released mass is higher than about 1. In that case, vertical acceleration has to be included in the model. In the natural landslides considered here the initial aspect ratio ranges from $a = 0.42$ to $a = 0.51$ (see Table 7.6) so that the thin layer approach is still consistent.

7.5 Theoretical flow and scar geometry

Simple 2D and 3D theoretical cases have been first simulated in order to assess the influence of the initial scar geometry on granular flow dynamics and deposit without dealing with the full natural complexity.

7.5.1 2D granular flow

Slumping of a 2D granular mass is investigated here. Three initial scar geometry are defined : (a) the "parabolic" scar corresponding simply to a parabolic shape, (b) the "inclined" scar made of an inclined plane followed by an horizontal plane, and (c) a "wall" like scar where the bottom scar is horizontal and a wall is imposed at the left side of the released mass (see Figure 7.6a, b, and c, respectively). The characteristic dimensions of the scars are of the order of the natural scars of Martian landslides ($H_i = 4km$). The "wall" geometry corresponds to the release of a rectangular column of granular material over an horizontal or inclined plane, similar to the setting of recent laboratory experiments and numerical studies [e.g. Hogg, 2008 ; Hungr, 2008 ; Mangeney *et al.*, 2010].

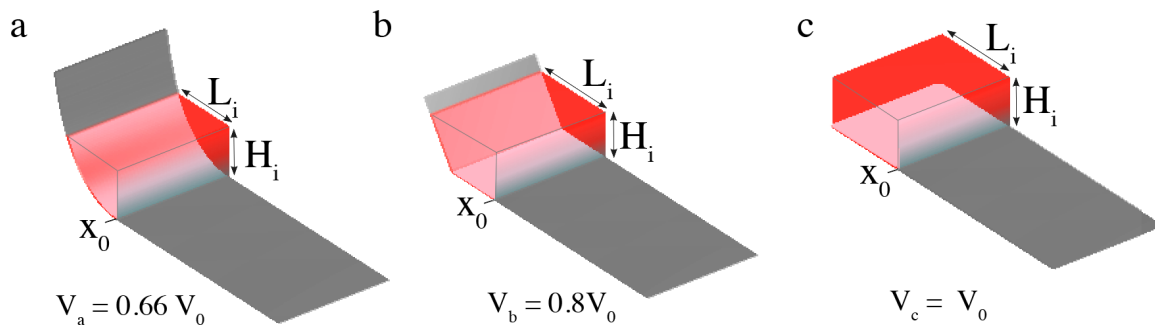


FIG. 7.6: (a-c) 2D theoretical tests geometries respectively hereafter named "parabola", "inclined" and "wall". The initial mass is indicated in transparency over topography. H_i is the initial height, L_i the initial mass length, x_0 the position of the initial front and V_i is respective volume with $V_0 = 850km^3$.

(a-b) Géométries des topographies modèles pour les tests 2D, nommées respectivement dans le texte "parabola", "inclined" and "wall". Avec comme paramètres H_i et L_i la hauteur et la longueur initiales de la masse, s_0 la position initial du front, et V_i les volumes respectifs avec $V_0 = 850km^3$.

The aspect ratio and volume of the initial released mass is $a = 0.35$ and $V_c = 204 km^3$, $V_b = 168 km^3 = 0.8V_c$, and $V_a = 135 km^3 = 0.66V_c$, and for the wall, inclined and parabolic like scar geometry, respectively. Indeed, changing the scar geometry while keeping the upper surface of the released mass constant, i. e. a step of granular material, induces a change in the released volume.

The geometry of the upper surface of the granular mass has been shown to change the runout distance reached by the mass over for granular collapse over an horizontal plane (see Figure 8 of Mangeney-Castelnau *et al.*, [2005]). However, as mentionned in section 7.3.2, in natural landslides the surface geometry of the

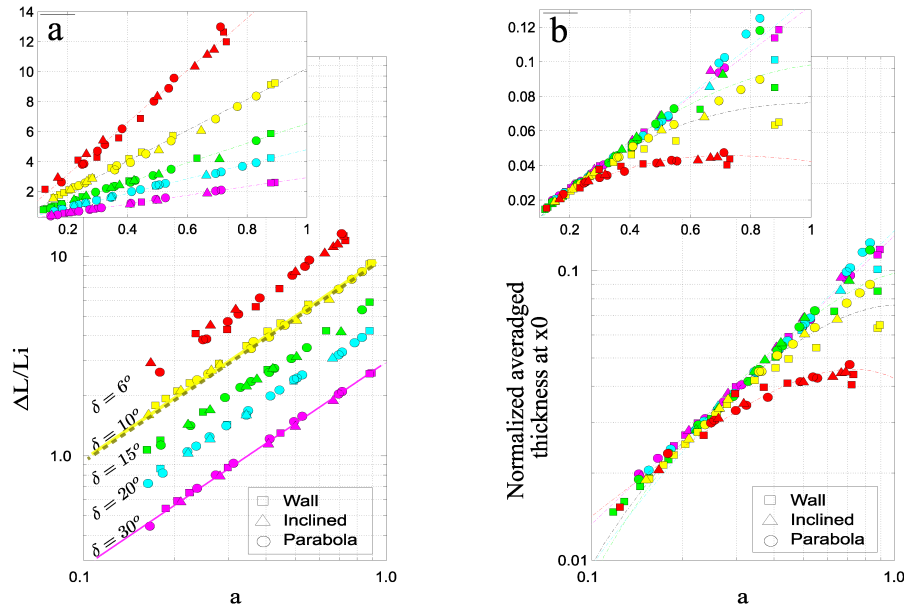


FIG. 7.7: 2D granular flow scaling laws obtain for the three scar geometries "wall", "parabola" and "inclined"; (a) - Normalized runout ($\Delta L/L_i$) as function of initial aspect ratio ($a = H_i/L_i$). For $\delta = 10^\circ$ and 30° curves calculated from equation 7.5.1 where added (bold lines) with $\gamma = 1.7$: The Yellow line corresponds to $\delta = 10^\circ$ and $\theta = 0^\circ$, the brown dashed-line corresponds to $\delta = 12^\circ$ and $\theta = 2^\circ$ and the purple line corresponds to $\delta = 30^\circ$ and $\theta = 0^\circ$. (b) Normalized thickness (taken at $x = x_0$, see figure 7.6) as a function of initial aspect ratio a .

Lois d'échelles obtenues depuis les simulations avec les trois géométries "wall", "parabola" and "inclined". (a) Distance d'arrêt normalisée ($\Delta L/L_i$) en fonction du rapport d'aspect initial ($a = H_i/L_i$). Pour $\delta = 10^\circ$ et $\delta = 30^\circ$, la solution analytique obtenue depuis l'équation 7.5.1 avec $\gamma = 1.7$ a été ajoutée (courbes en gras). De plus La courbe en tiretets bruns correspond à $\delta = 12^\circ$ and $\theta = 2^\circ$. Elle s'aligne sur la courbe pour $\delta = 10^\circ$. (b) Épaisseur normalisée (prise à x_0 (voir Figure 7.6)) en fonction du rapport d'aspect.

released mass is quite well constained by the lateral borders of the apparent scar and by the surrounding topography so that it is kept constant in this sensitivity study.

Mangeney-Castelanu [2005] and Lucas and Mangeney [2007] have shown that thin layer models very well reproduce the scaling laws observed experimentally when 2D or 3D granular columns are released from rest on an horizontal plane for initial aspect ratio of the granular mass lower than about 1. Using analytical solution for granular dam-break [Mangeney et al., 2000] and experimental results Lucas and Mangeney [2007] and Mangeney et al. [2010] suggest a simple relation linking the normalized runout distance to the initial aspect ratio of the released mass :

$$\frac{\Delta L}{L_i} = \frac{\gamma a}{\tan \delta - \tan \theta} \quad (7.5.1)$$

where L_i is the initial length of the rectangular released mass and $a = H_i/L_i$ and $\gamma \simeq 1$ is an empirical parameter.

Numerical simulation show that the linear relation (7.5.1) between the normalized runout distance and the initial aspect ratio is still observed whatever the geometry of the initial scar for all the considered friction angles, here ranging from $\delta = 6^\circ$ to $\delta = 30^\circ$ (see Figure 7.7a). Surprisingly, the runout distance is almost insensitive to the geometry of the initial scar (parabolic, inclined, or wall like) as shown on figure 7.7a. As the friction angle gets smaller, slight changes of the runout distance is observed when the geometry of the initial scar changes. The maximum difference in the simulated runout using the 3 different geometries is about 7%, obtained with $\delta = 6^\circ$ and $a = 0.72$.

As a result, the runout distance is shown to be a very robust parameter that is only poorly affected by the uncertainty in the geometry of the initial scar. This strong result could be related to what is observed in analytical solution for dam-break granular problem [*Mangeney et al.*, 2000 ; *Kerswell*, 2005 ; *Hogg*, 2008]. Actually, analytical solutions of hyperbolic equations for thin granular flows show that the perturbation of the flow behind the front never reaches the moving front. The changes in the flow induced by the scar geometry located behind the front is thus expected not to catch up with the front.

Obviously, the lower the friction angle, the thinner is the final deposit due to increasing runout distance (Figure 7.6b). The mean thickness of the deposit is more affected than the runout distance by the change in the initial scar geometry (Figure 7.6b). The mean thickness is calculated here by averaging the thickness of the deposit from the initial position of the edge of the granular step, x_0 , to the final runout distance. Note that for $x > x_0$, the bottom topography is the same whatever the scar geometry. For $\delta = 6^\circ$, the initial scar geometry only slightly affect the mean thickness of the deposits. More sensitivity of the mean thickness of the deposit to the scar geometry is observed for $\delta = 10^\circ$, $\delta = 15^\circ$ and $\delta = 20^\circ$. The mean deposit thickness appears to be smaller for the wall scar geometry than for the parabolic scar whereas the released volume is bigger for the wall scar case. Most of the volume excess in this later case remains within the source area. Indeed, the downslope gravity acceleration is higher for a parabolic scar than for the wall scar for which gravity acceleration along the scar bottom is equal to zero. These results suggest that parabolic scars will be drained more efficiently during slumping than deep-seated scars and thus less covered by landslide deposits. This is consistent with the observation showing that landslides are expected to have a smooth scar, reveal a significant portion of the upper part of their scar.

The effect of the initial scar geometry on the mean thickness of the deposit is stronger when the aspect ratio of the granular mass increases.

7.5.2 3D granular flows

Unconfined tests are now performed in order to investigate the influence of the initial geometry of the scar on the 3D deposit shape and particularly on the lateral spreading.

Three schematic scar geometries are considered (figure 7.8a-c). The first geometry (S_1) involves a conic scar with rounded lateral walls. The third geometry (S_3) corresponds to a cylindric scar with steep lateral walls, whereas the second geometry (S_2) lies in between the two others. The characteristic dimensions of the scar are of the same order of magnitude of those of Martian landslides ($H_i = 3$ km and $0.3 < L_i < 0.66$). Obviously, the volume of the initial mass changes with the shape of the scar geometry.

The wall like scar implies a volume about 28% larger ($V_3 = 172.8$ km³) than for the parabolic scar ($V_1 = 135$ km³), while the second scar geometry involves a volume 15% larger ($V_2 = 155.25$ km³) than the parabolic scar. For the three geometries, the wall edges on both sides of the scar have been smoothed using a parabolic equation in order to avoid numerical problems that would result from sharp variations of the topography.

As observed in the 2D case, the runout distance is only weakly affected by the difference in the initial scar geometry (Figure 7.8d-f). The observed runout for S_3 and S_2 is only $\simeq 13\%$ higher than the runout simulated using the scar geometry S_1 (Figure 7.8). This is an important result suggesting that the usual way of fitting friction coefficients on runout distance is quite reasonable even if the initial scar geometry is not well known. Indeed, by increasing the friction angle δ by 0.8° for the scar geometry S_1 is enough to simulate the same runout distance as that calculated with S_2 and S_3 . In other words, the errors in the definition of the scar geometry will generate an error of less than 1° on the friction angle obtained by back-analysis of the runout distance.

As suggested by equation (7.5.1), decreasing the friction angle will act in a quite similar way as increasing the slope of the topography, especially for small slope and friction angles where $\tan \phi \simeq \phi$, for $\phi = \delta, \theta$. Indeed, the shape and runout distance simulated with $\theta = 2^\circ$ and $\delta = 12^\circ$ (Figure 7.8g-i) almost correspond to the values calculated with $\theta = 0^\circ$ and $\delta = 10^\circ$ (Figure 7.8j-l). However, lateral spreading is larger for the third group of simulations ($\theta = 0^\circ$ and $\delta = 10^\circ$). As a result, in this range of inclination and friction angles, considering a flat topography leads to an error on the friction angle obtained by back analysis of the observed deposit, almost equal to the real slope angle, here 2° . As already suggested in *Lucas and Mangeney* [2007], topography effects are far too small to explain the difference in the effective friction coefficient required to simulate experimental granular flows (about 30°) and natural Martian landslides (about 9°).

Interestingly enough, the thickness profile taken at the middle of the deposits, i. e. in the main flow direction, is also only poorly affected by the shape of the scar (Figure 7.9). In contrast, the lateral extension of

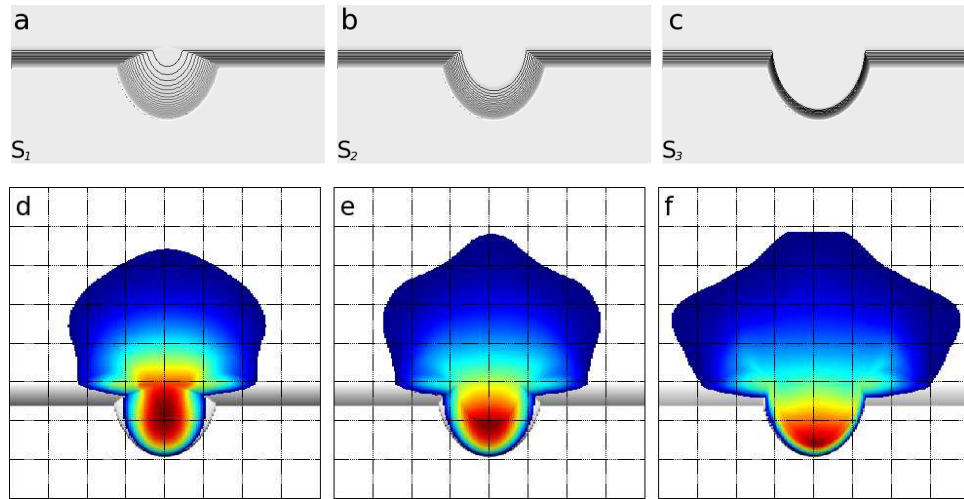


FIG. 7.8: (a-c) Shaded relief with level contours of each scar geometry tested respectively named $S_i, i = [1, 3]$. The plateau surrounds the floor over 3 km (see figure 7.9). Higher the i steeper the scar geometry. Induced volumes are respectively $v_3 = 128\%v_1$, $v_2 = 115\%v_1$ with $v_1 = 135\text{km}^3$ with aspect ratio $a = 0.31$. (d-f) Deposits of simulated landslides for each S_i over flat floor using $\delta = 12^\circ$.
 (a-c) Les trois topographies S_i testées (avec courbes de niveau). La hauteur de la masse est de 3 km avec un rapport d'aspect $a = 0.31$. De S_1 à S_3 , la géométrie de la surface de rupture est respectivement de plus en plus escarpée allant d'une forme ellipsoïde à une forme cylindrique. Les volumes induits sont respectivement $v_3 = 128\%v_1$, $v_2 = 115\%v_1$ avec $v_1 = 135\text{km}^3$. (d-f) Les dépôts simulés sur topographie plane pour chacune des géométries avec une friction $\delta = 12^\circ$.

the deposit is strongly dependent on the scar geometry, ranging from a lobe shape for the parabolic scar to an arrow-like shape for the wall scar. The excess in volume from S_1 to S_3 seems to be distributed mainly in the lateral direction (i. e. perpendicular to the steepest slope). The lateral extend of the deposit gets closer to the value of the runout as the scar geometry gets steeper and deeper. These results show that information on the shape of the initial scar geometry and thus on the initial volume involved can be deduced from the observation of the deposit shape.

Surprisingly, the different deposit shapes (ranging from a lobe to an arrow-like shape) observed in these theoretical simulations (Figure 7.8d-f) exactly correspond to the deposit shapes of Valles Marineris Martian landslides (Figure 7.1 and 7.8m). As a result, the 3D landslides deposit shape observed in Valles Marineris may carry the signature of the shape of the initial scar geometry, possibly related to different triggering mechanisms as will be discussed in detail in the next section.

Note that similarly of what was observed in 2D, the upper part of the scar is more revealed for a smooth parabolic scar than for a wall scar (compare Figures 7.8j and 7.8l). For natural cases, this feature is difficult to observe as slight variations of friction angle could be also responsible of a different revelation of the upper part. In addition, Toreva blocks are on some examples present (as previously mentioned in section 2).

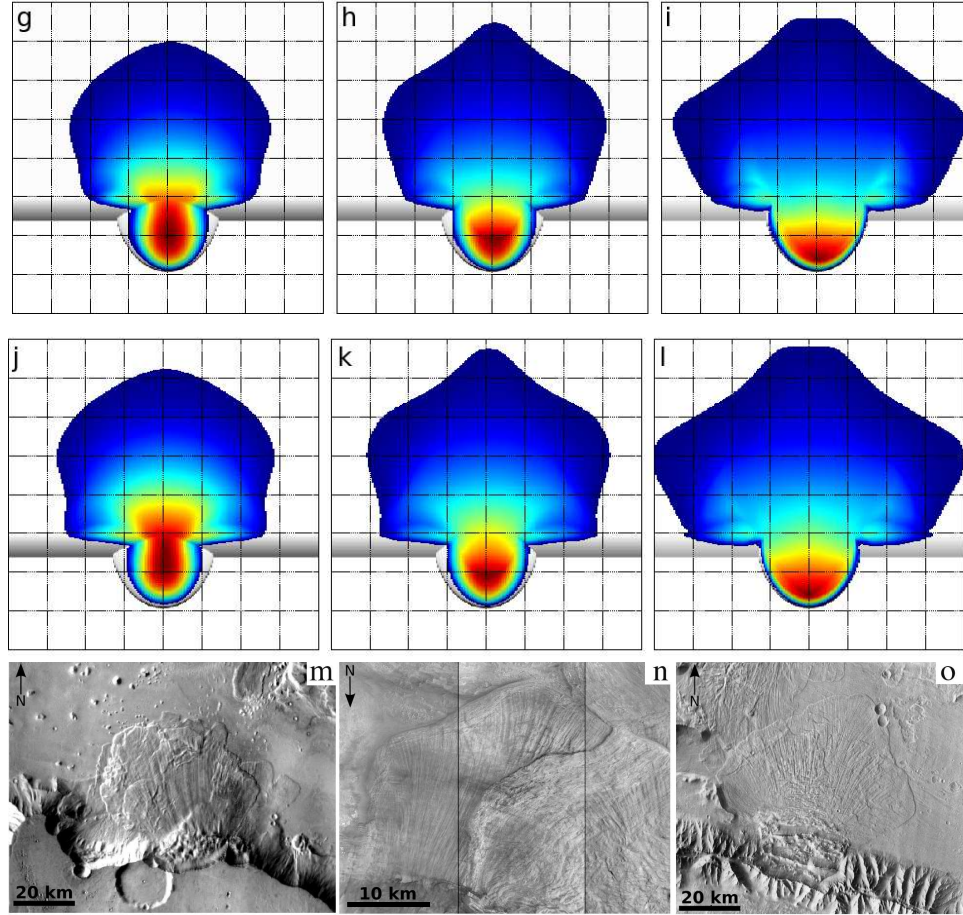


FIG. 7.8: (figure 7.8 continued) – (g-i) Deposits over inclined floor ($\theta = 2^\circ$) using $\delta = 12^\circ$. (j-l) Deposits over flat floor using $\delta = 10^\circ$. Martian landslides observed on IR THEMIS present similar deposits shape in (m) Ganges Chasma, (n) East Ius Chasma and (o) Coprates Chasma.

(suite de la figure 7.8) – (g-i) Dépôts simulés sur pente inclinée à ($\theta = 2^\circ$) et avec $\delta = 12^\circ$. (j-l) Dépôts simulés sur topographie plane et $\delta = 10^\circ$. (m-o) Images THEMIS-IR des glissements Ganges Chasma, East Ius Chasma et Coprates Chasma qui présentent respectivement des dépôts avec une morphologie similaire à chacun des cas théoriques.

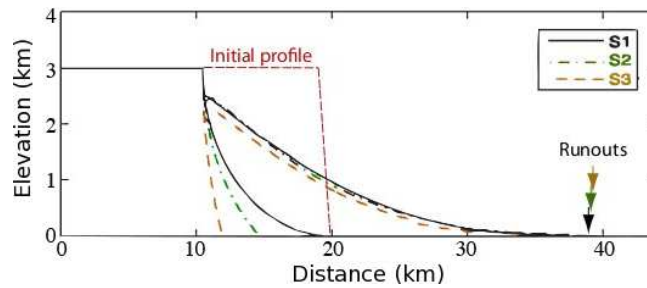


FIG. 7.9: Simulated profiles of the deposit thickness $h(x)$ and on the scar topography using the scar geometries S_1 , S_2 , and S_3 .

Profils topographiques des dépôts simulés pour chacune des géométries testées S_i , $i = 1, 3$.

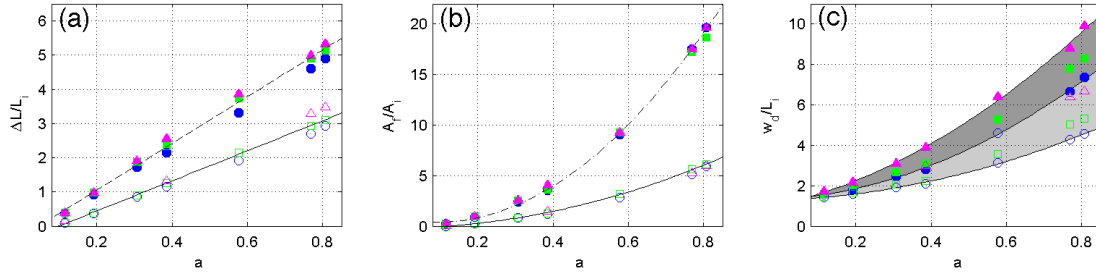


FIG. 7.10: Scaling laws from 3D tests. (a) Normalized runout as a function of the initial aspect ratio ($a = H_i/L_i$) for S_1 scar (blue circle) S_2 scar (green squares) and S_3 (pink triangles) dealing with friction angle $\delta = 12^\circ$ (dashed-line curve) and $\delta = 20^\circ$ (plain curve). Runout is poorly affected by scar geometry. (b) Final area of deposits over initial area as a function of a for each S_i , $i = 1, 3$ and two friction angles $\delta = 12^\circ$ (dashed-line curve) and $\delta = 20^\circ$ (plain curve). (c) Final width of deposits over initial length as a function of a . Dark gray trend is for $\delta = 12^\circ$ and light gray trend is for $\delta = 20^\circ$.

Loi d'échelles sur graphique avec échelles logarithmiques - (échelles linéaires dans les inserts) - Pour chacune des géométries S_i : S_1 (cercle blue) S_2 (carré vert) S_3 (triangle rose). Les symboles pleins correspondent à $\delta = 12^\circ$, les symboles vides à $\delta = 20^\circ$. (a) Distance d'arrêt ($\Delta L/L_i$) en fonction du rapport d'aspect initial. (b) Rapport des aires (finale / initiale) des dépôts en fonction de a . (c) Largeur maximale des dépôts normalisée sur la longueur initiale de la masse en fonction du rapport d'aspect initial a .

7.6 Back to Martian landslides

Simulation of the four Martian landslides Coprates Chasma, Ius Chasma, Ophir Chasma and Ganges Chasma has been performed using the DTM reconstructed following the process described in french in chapter 3 and in the JGR submitted paper Appendix B (Figure 7.11).

The space step has been choosen based on simulation of the analytical solution for dam-break granular flows developed by *Mangeney et al.* [2000], with characteristic dimensions of the granular dam similar to those of Martian landslides. A space step $dx = 130$ m (typically over 1100×1100 points) made it possible to reproduce very accurately the analytical solution, thanks to the second order numerical scheme implemented in SHALTOP. In the following simulations, the space step is $dx = 130$ m when the MOLA DTM is used and $dx = 80$ m when HRSC derived DTM is used (only for Ius landslide).

7.6.1 Frictional properties of Martian landslides

As was shown below, the runout distance is a very robust paramater that is only poorly affected by the errors in the scar geometry. For this reason, the friction angle δ is fitted to better reproduce the observed runout distance. The resulting values of the fitted friction angle δ obtained using Coulomb friction law for the four landslides are displayed in table 7.6.3. The calibrated friction angle ranges in $\delta \in [7.2^\circ, 9.8^\circ]$, i. e.

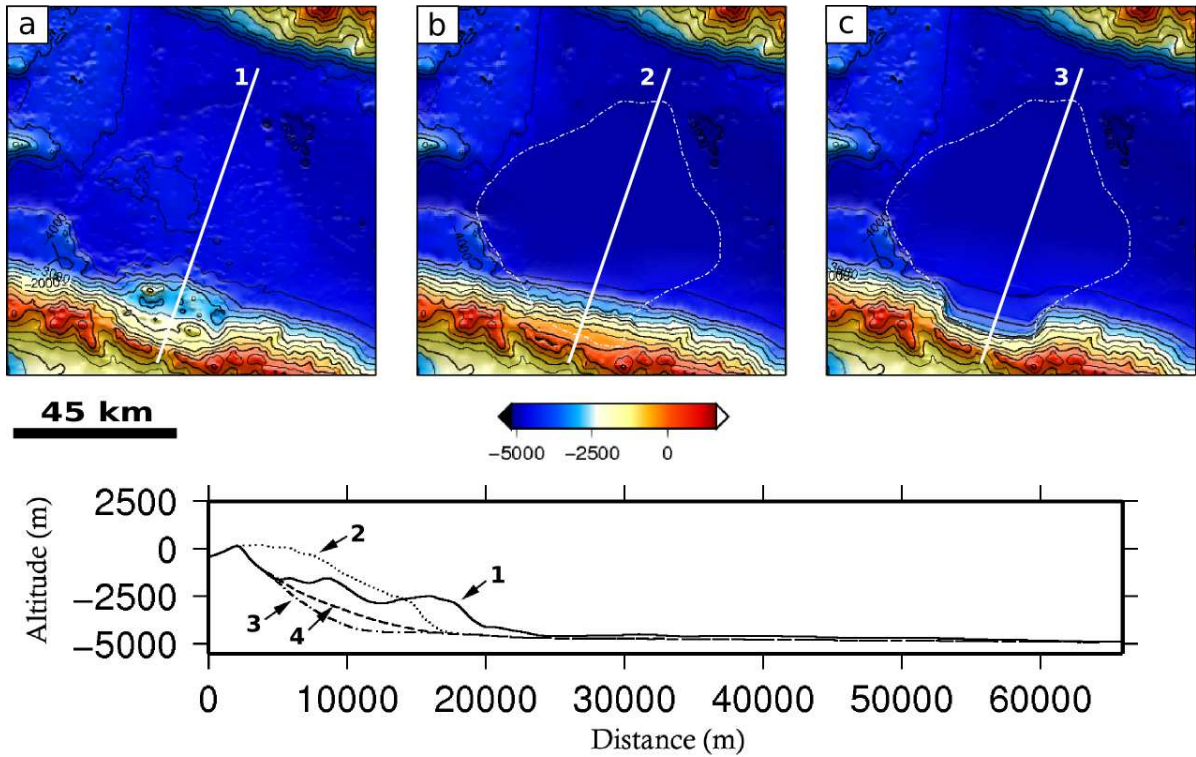


FIG. 7.11: Stages of the DTM reconstruction pipeline is shown here. (a) MOLA topography of the landslide deposits of Coprates. (b) Reconstructed pre-event DTM. (c) Reconstructed deep-seated scar geometry. White dashed-lines indicate the deposit outline identified from imagery. The full white line represents the localisation of the profiles shown on (d) : profiles 1-3 correspond respectively to Figures a-c above. The profile 4 is the spoon-shape scar geometry not shown above.

Résultats des étapes de reconstruction topographique (ici pour le glissement de Coprates). (a) MNT MOLA. (b) Topographie pré-glissement reconstruite (cf. partie 4). (c) Surface de glissement avec géométrie de rupture de type "deep-seated". (en bas) Les profils 1,2 et 3 sont présentés avec un quatrième profil correspondant à une géométrie de rupture de type "spoon-shape".

$\delta = 8.5^\circ \pm 1.3^\circ$ for the landslides investigated here. As a result, the friction coefficient is almost the same whatever the landslide.

Simulations using the Pouliquen flow rule (see section 7.4) have also been performed to investigate the effect of the friction law in the results. Because a systematic calibration of all the parameters involved in the Pouliquen flow rule would have been too long for the specific purpose of this paper, we only simulated the Coprates landslides as this example present an interesting challenge. Pouliquen law (here dealing with $\delta_1 = 5^\circ, \delta_1 = 15^\circ, \delta_3 = 7^\circ, \delta_4 = 17^\circ$ and $L = 1$.) seems to be able to catch the shape of the deposits as shown on Figure 7.14. This reason is linked to the L parameter which controls the thickness threshold under which friction becomes important (see equations (7.4.2)-(7.4.3)). As the arrow area concerns the thinner and the fastest part, the friction is very important in this region of the flow. As consequences, if L is high enough, the arrowed front will not be generated and final deposits will present lobate shape.

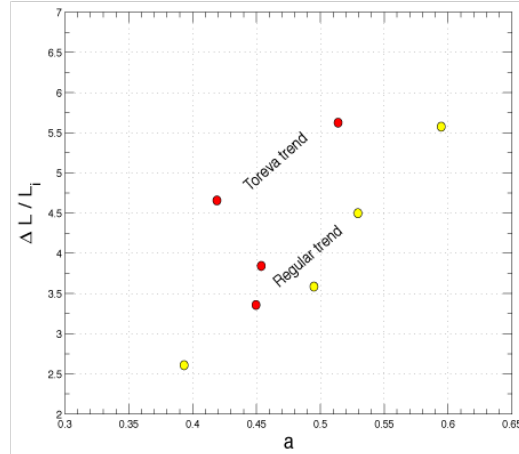


FIG. 7.12: Normalized runout as a function of the initial aspect ratio ($a = H_i/L_i$) for some large Martian landslides (see table 7.6). Red circles are landslides simulated in this study. The two landslides with a shifted trend are Coprates and Ganges landslides who are both present in the Toreva block.

Distance de runout en fonction du rapport d'aspect pour quelques glissements martiens. Les pastilles rouges correspondent aux glissements simulés. Les deux exemples de glissements de terrain à Toréva se distinguent des autres glissements.

Site	H_i (km)	L_i (km)	a	R_f (km)	H_f (km)	δ (°)
Coprates	4.4 ± 0.5	10.5 ± 1.2	0.42 ± 0.09	48.9 ± 2	2483 ± 130	7.2
Ius	5.8 ± 0.4	12.9 ± 0.6	0.45 ± 0.05	$43.3 \pm ?$	2351 ± 160	8.2
Ophir	4.9 ± 0.2	10.8 ± 0.3	0.45 ± 0.03	41.5 ± 2	3001 ± 200	9.8
Ganges	3.7 ± 0.4	7.2 ± 0.8	0.51 ± 0.11	40.5 ± 3	2131 ± 130	7
North Coprates	6.6 ± 1	11.1 ± 2	0.59 ± 0.19	61.9 ± 4	—	—
East Ius	5.9 ± 0.4	15 ± 2	0.39 ± 0.08	39.1 ± 3	—	—
Ganges 2	4.9 ± 0.3	9.9 ± 0.8	0.49 ± 0.07	35.5 ± 2	—	—
Ganges 3	3.6 ± 0.4	6.8 ± 0.8	0.52 ± 0.11	30.6 ± 2	—	—

TAB. 7.2: Summary of geomorphic data for large Martian landslides, where H_i is initial height, L_i initial length, a is the initial aspect ratio ($a = H_i/L_i$), $R_f = \Delta L = L_f - L_i$ the final runout length and H_f is the estimated from difference between the highest point of deposits lying on the scar and the deepest point below the deposits inside the scar. The angle δ is the angle needed in simulations for best results. Uncertainties are calculated from resolution of the data and biases from interpretation. The upper group corresponds to simulated landslides in this study. The bottom group is other examples taken at different areas on which topographic reconstruction have not been performed. North Coprates is mentioned on figure 7.3c and East Ius is mentioned on figure 7.8n.

Récapitulatif des paramètres morphologiques des dépôts de glissements de terrain martiens, avec H_i la hauteur initiale, L_i la longueur initiale, a le rapport d'aspect ($a = H_i/L_i$), $R_f = \Delta L = L_f - L_i$, δ est l'angle de friction pour lequel la simulation donne les meilleurs résultats. Les incertitudes sont estimées depuis la résolution des données et du biais observationnel. Le groupe du haut correspond aux exemples simulés, le groupe du bas correspond à d'autres exemples dont les dépôts sont peu affectés par la topographie. Le glissement North Coprates est mentionné sur la Figure 7.3 et le glissement East Ius est illustré à la Figure 7.8n.

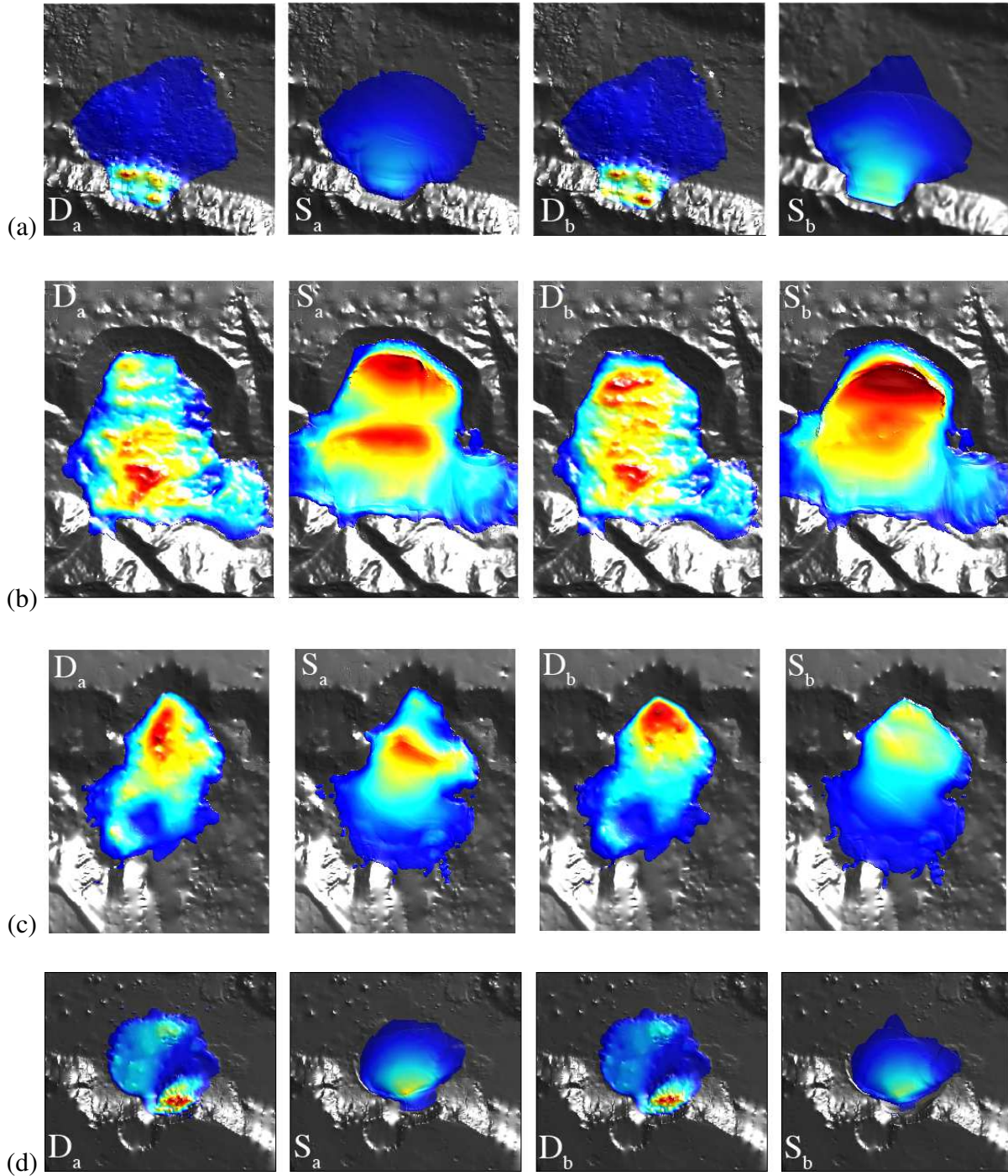


FIG. 7.13: Comparison with observations and numerical simulations using two end-members topographies for (a) Coprates Chasma, (b) Ius Chasma, (c) Ophir Chasma and (d) Ganges Chasma landslides. D_i and S_i are respectively observed deposits and simulated deposits obtained with spoon-seated type scar geometry for $i = a$ and deep-seated type scar geometry for $i = b$ (see Figure 7.8a-c).

Comparaison entre observations (D_i) et les simulations numériques (S_i) des glissements de terrain : (a) Coprates Chasma, (b) Ius Chasma, (c) Ophir Chasma and (d) Ganges Chasma avec la géométrie "spoon-seated" pour $i = a$ et "deep-seated" pour $i = b$.

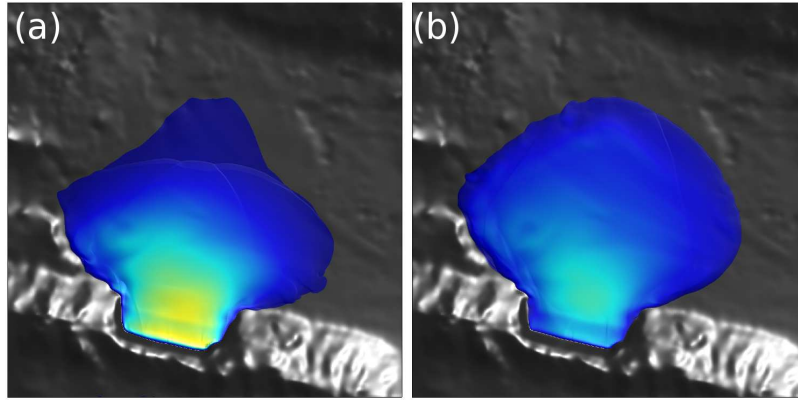


FIG. 7.14: Comparison between (a) Coulomb and (b) Pouliquen friction laws for Coprates landslide using $\delta_{i=1,4} = 5, 15, 7, 17^\circ$ and $L = 1$. The Pouliquen's law obtain the good runout, but a different deposits shape. *Comparaison entre loi de friction de type Coulomb (a) et de type Pouliquen (b) pour le glissement de Coprates avec les paramètres suivants : $\delta_{i=1,4} = 5, 15, 7, 17^\circ$ and $L = 1$. La loi de Pouliquen ne permet pas de retrouver la géométrie des dépôts particulière à Coprates Chasma.*

Anyways, these simulations show that, whatever the flow law, the friction coefficients required to reproduce the long-distances traveled by Martian landslides are much smaller than those expected for granular flows. Small dissipation in natural landslides compared to granular flows in laboratory has been reported for most of the terrestrial events [e. g. *Pirulli and Mangeney*, 2008]. However, the difference in geological context as well as in the material involved between two terrestrial landslides made it difficult to assess the relevance of the friction coefficient as an indicator of the mean frictional dissipation during the flow, independently of the initial geometry and volume of the released mass. Such a small value of the dissipation in natural landslides is still largely debated and could result from various physical processes such as fluid content like water, fluidization, fracturing, granulometry, and eventually other processes such as air cushioning, erosion effects, acoustic fluidization, and floor vibration induced by the spreading [e. g. *Barkan*, 1962 ; *Melosh* , 1979 ; *Hungr and Evans*, 2004 ; *Davies and McSavennay*, 1999 ; *Buss and Heim*, 1881 ; *Sassa*, 1985 ; *Legros*, 2002 ; *Hungr and Evans*, 2004 ; *Sassa*, 1988 ; *Abele*, 1997 ; *Hungr and Evans*, 2004 ; *Roche et al.*, 2004 ; *Mangeney et al.*, 2007b, 2010].

Another explanation could be the presence of a weaker material at the base of the massif as previously proposed by *Bigot-Cormier, et al.*, [2007]. Friction angles calculated in this study from maximum stable relief (based on Culmann wedge model) are in a good agreement with those needed in the present simulations ($8^\circ < \delta < 10^\circ$). Moreover, this model could also explain the presence of Toreva blocks for Ganges and Coprates landslides as such landslide type is observed on Earth when "[...] a single large mass of unjostled material which, during descent, has undergone a backward rotation toward the parent cliff about horizontal axis [...] such blocks have developed from cliffed sections of low-dipping strata in which one or more relatively

coherent beds rest upon others which are either incoherent or capable of so becoming when wetted." Reiche, [1937]

In addition, these both cases need lower friction angle (see table 7.6) and present also higher runout than other studied landslides (Figure 7.6). However, evidence for such weak materials is not obvious in Valles Marineris. The increasing precision on scar geometries provided by our study may help constrain geomechanical models designed to deduce information on the material properties from the geometry of the failure zone.

Whatever the problem related to the high mobility of Valles Marineris landslides, the constant friction angle obtained here show that thin layer models, once calibrated on one event, are able to predict the behaviour of other landslides in the same geological context.

7.6.2 Simulated deposit and scar geometry

As done in the theoretical tests, different morphologies of the initial scar (two for each landslide) will be tested here to assess their effects on the simulated landslide deposit. Martian topography data provide constraints on the scar geometry (e.g., the final deposits do not necessarily fully recover the scar). As a result, the degree of freedom for reconstructing the scar geometry is smaller for natural examples than for the theoretical 3D tests studied in section 7.5.2. Furthermore, the range of possible geometry varies from one example to another.

As shown in figures 7.13a-b deep-seated geometries makes it possible to better reproduce numerically the observed deposit for both Coprates and Ius landslides. Coprates, which allows to reconstruct very different potential scar geometry, clearly suggest deep-seated conditions. In the case of Ius landslide is it difficult to obtain smoothed geometry of the scar because of the outcrop failure surface.

Ophir Chasma gives a very small degree of freedom for scar geometry reconstruction due to the revealed part of the failure. Only smoothed-scar type reconstructed geometries can match the upper visible part of the scar. For this reason, both geometries give very similar simulated shapes of the deposit. In both cases, the runout distance, the 3D shape of the deposit and the overall mass distribution is well match the observations.

Ganges Chasma provides small constraints on the initial wallslope, essentially because of the backward erosion that occurred after the landslide makes the released wallslope very eroded compared to others cases considered in this study (see figure 7.1D). In that case, the smoothed-seated geometry results to a lobe shaped deposit in good agreement with the observation, contrary to the deepest-scar geometry that leads to an arrow shaped deposit as observed for Coprates Chasma (Figure 7.13d).

The difference in the simulated deposit shape obtained for different scar geometry is easier to observe for Coprates and Ganges landslides that were not affected during the flow by any obstacles or underlying previous deposits at the contrary to Ius and Ophir Chasma.

7.6.3 Volume balance

The volume of the initial released mass V_i and the volume of the deposit V_f including the Toreva block (TB) and debris aprons have been calculated for each landslide. Volume calculation are performed for both the smooth scar geometry and the deep-seated geometry, similar to the theoretical scars S_1 and S_3 (see section 7.5) and are displayed in Table 7.6.3.

Volume estimates of Coprates landslide have been previously calculated by *Quantin et al.*, [2004] using linear interpolation between the edges of the scar and by *Sato et al.*, [2007] through manual identification of the deposits followed by automatic interpolation using bith bilinear and minimum curvature algorithms (see Table 7.6.3).

Site	This study						Quantin et al.			Sato et al.					
	Spoon-shape			Deep-shape			V_i	V_f	ΔV	Minimum Curvature			Plane interpolation		
	V_i	V_f	ΔV	V_i	V_f	ΔV				V_i	V_f	ΔV	V_i	V_f	ΔV
Coprates	395	540	+37	585	730	+25	500	346	-30.69	249	472	+89.44	215	438	+103.5
Ius	2100	2300	+10	2390	2596	+9	1960	1520	-22.41	–	–	–	–	–	–
Ophir	740	824	+11	903	1046	+16	9081	5204	-42.69	–	–	–	–	–	–
Ganges	310	530	+71	340	550	+62	1003	556	-44.52	–	–	–	–	–	–

TAB. 7.3: Volume calculation studied Martian landslides. V_i are initial volumes, V_f are final volumes. ΔV is the balance in pourcent between V_i and V_f ., which is positive when $V_f > V_i$. Note that all ΔV from Quantin et al., 2004 are negative whereas others are positive.

Récapitulatif des bilans de masse, avec V_i le volume initial, V_f le volume final, ΔV le bilan de masse entre V_i et V_f exprimé en %, positif si $V_f > V_i$. Les bilans calculés par Quantin et al., 2004 sont tous négatifs. Toutes les autres mesures sont positives.

For both the smooth and deep-seated scar geometry, the calculated volume is similar to the volume found by *Quantin et al.* [2004] but differs from values obtained by *Sato et al.*, [2007]. Actually, *Sato et al.*, [2007] did not take into account the Toreva block in the volume calculation. Furthermore, the DTM reconstruction procedure developed here makes it possible to avoid spurious oscillations that are observed in the DTM calculated by *Sato et al.*, [2007]. These oscillations may also generate slight errors in the volume calculation.

More importantly, the volume balance $\Delta V = V_f - V_i$ between the initial mass and the final deposit calculated here is positive ranging from $\Delta V = 9\% \pm 10\%$ for the Ius landslide to $\Delta V = 71\% \pm 10\%$ for the Ophir landslide. Increase in volume from the initial to the final state is also reported by *Sato et al.*, [2007] for

the Coprates landslide, whereas negative volume change has been calculated by *Quantin et al.*, [2004] (see Table 7.6.3) As this supposed decrease in volume has been interpreted as thermokarst by *Quantin et al.*, [2004], our calculation suggest, on the contrary, a dilatation of the granular mass. Such dilatation is classically observed for terrestrial landslides as a result of rock fragmentation. *Hungr* [1981] reports typical values of volume increase ranging from 7%-40% close to the range of the volume change calculated here for Valles Marineris landslides. Similar values have also been measured experimentally on well-graded crushed rock samples [*Sherard et al.*, 1963].

7.6.4 Landslide seating implications

Numerical simulations suggests that despite an apparently similar geological context, i. e. the Valles Marineris rift, landsliding may have developed differently generating different scar geometry that could be related to different fault distribution and possibly different triggering mechanisms.

As discussed in the previous section, the shape of the deposits of the Coprates and Ius Chasma landslides is better reproduced if a deep-seated geometry of the initial scar is assumed whereas Ophir and Ganges are better reproduced using a smooth-seated scar geometry. Deep-seated and smooth-seated geometries are expected to result from different triggering and failure mechanisms. Deep-seated scar geometry is expected to develop where the tectonic control is significant while smooth-scarped geometry could be generated without any tectonic activity. Note that this last geometry is classically assumed for terrestrial landslides. The observed geology in Valles Marineris strongly support these results. In particular, uphill-facing fault scarps and ridge-top grabens area observed on IR THEMIS and visible imagery along the Coprates ridge (Figure 7.15). From DTM measurements, their dipness is estimated to be $> 65^\circ$. These features are evidence for deep-seated gravitational spreading affecting a horst [*Mège et al.*, 2005].

It may be speculated that seismic shaking along one of the uphill-facing faults located along the southern Coprates horst wall triggered the landslide, removing more than half the ridge topographic relief and generating fast moving flow. Actually, simulations performed here suggest maximum velocities of the order of $\sim 100 \text{ m.s}^{-1}$. This scenario challenges earlier interpretation of the Ganges landslide considered as a slow moving mass resulting from gravitational failure over millions of years [*Bulmer and Zimmermann*, 2005].

The difference in scar geometry inferred from this study reflects a distinction that can be made between chasmata whose formation resulted from regional, crustal-scale stretching by brittle tectonics, and chasmata in which the structural control is much looser (Figure 7.16 and see *Peulvast et al.*, [2001]). Those initiated as basins without any observable significant help of brittle tectonics, perhaps as large-scale collapse features [*Adams et al.*, 2009] sometimes called ancestral basins [*Schultz*, 1998]. Ius and Coprates chasmata are

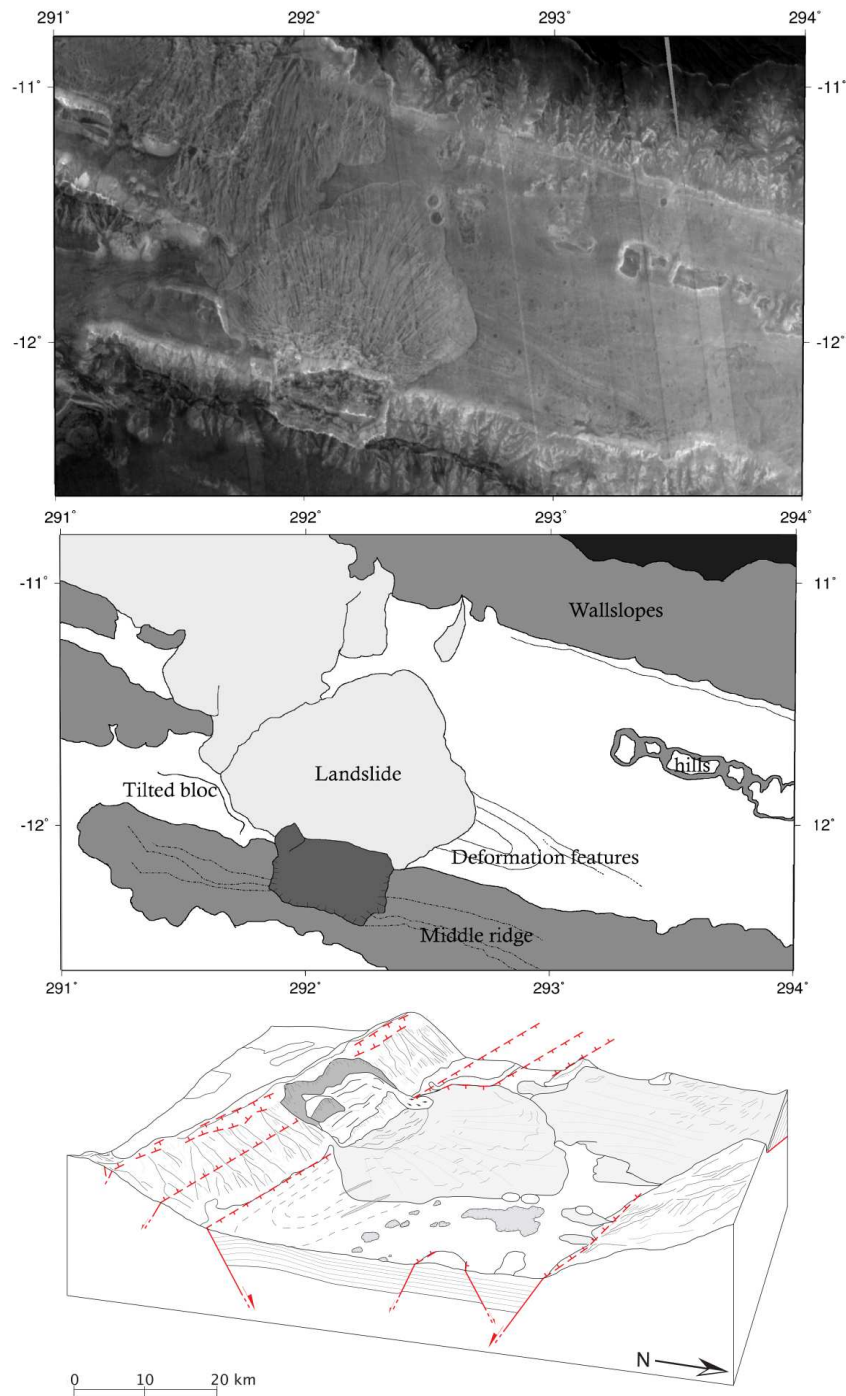


FIG. 7.15: (top) Night time IR THEMIS map of Coprates Chasma. (bottom) Simplified structural map of Coprates Chasma. Structural scetch of Coprates Chasma landslide. Uphill-facing scars on the tops of the ridge and anti-slope faults (dashed-lines) stringly suggest a deep-seated context for the Coprates Landslide.

(en haut) Images THEMIS IR de jour et de nuit sur le glissement de Coprates Chasma. Les images mettent en évidence la présence de failles en haut du relief et au milieu des versants. (en bas) Bloc diagramme de la structure interprétée depuis les images THEMIS IR. La présence de failles à pendage opposé au versant associés au graben crestal suggèrent fortement un contexte de sackung.

tectonics-dominated chasmata [Schultz, 1991 ; Schultz, 1995 ; Peulvast and Masson, 1993 ; Mège and Masson, 1996 ; Peulvast et al., 2001], whereas Ganges and Ophir chasmata are typical examples of ancestral basins (Figure 7.16).

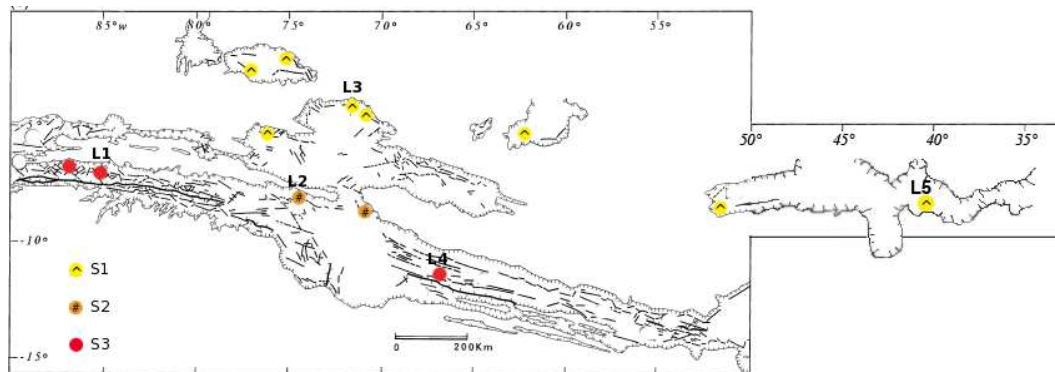


FIG. 7.16: Structural map of Valles Marineris map compiled by Peulvast et al. [2001]. Here are showing the repartition of landslide scar types by color bullets for each S_i type scar geometry. The location of Ius Chasma (L1), East Ius Chasma (L2), Ophir Chasma (L3), Coprates Chasma (a), and Ganges Chasma (L5) landslides. *Carte structurale de Valles Marineris d'après Peulvast et al. [2001] avec la répartition des glissements de terrain auxquels sont associés les différentes géométries de rupture. Les L_i indiquent la localisation respectives des glissements Ius Chasma (L1), East Ius Chasma (L2), Ophir Chasma (L3), Coprates Chasma (a), et Ganges Chasma (L5).*

This could explain the steep Ius and Coprates chasma landslide sliding planes, controlled by regional normal faulting, and the gentle Ganges and Ophir sliding planes, less influenced by earlier brittle tectonic structures.

7.7 Conclusions

Numerical simulation of theoretical granular flows and of real Martian landslides has been performed to assess the influence of the initial scar geometry on the landslide deposit and on the calculation of the released volume. Satellite data have been processed to built up Digital Topography Models used as inputs in granular flow modeling. Different initial scar geometry have been used in both theoretical and real landslide simulation ranging from rounded conic shape to steep wall geometry.

Numerical modeling show that the runout distance is a very robust parameter that is only poorly affected by the uncertainty in the geometry of the initial scar, justifying its extensive use to describe natural landslide dynamics and to calibrate numerical models. The thickness profile of the deposit in the main flow direction is also not very sensitive to the initial shape of the scar. On the contrary, the scar geometry strongly affects the lateral spreading and the overall shape of the deposit. Scars involving gentle conic lateral walls leads to

rounded lobe-shaped deposits whereas scar involving steep lateral walls generate arrow like deposits. As a result, information on the shape of the initial scar, generally a main unknown in field application, can be recovered from the observation of the landslide deposit shape, provided that the flow is not confined by the surrounding topography. Such information on the scar geometry can help constrain the destabilization processes and provide insight into the mechanical properties of the material involved in particular using slope stability analysis, with significant implication for risk assessment. Furthermore, by providing information on the geometry of the scar, the observation of the shape of the deposit can help constrain the initial volume involved in landsliding, a major ingredient in mass balance calculation. All these results suggest a simple procedure for numerical modeling of landslides : (1) infer information on the scar geometry and initial released mass from the shape of the deposit, (2) fitting the friction coefficient on the runout distance.

Surprisingly, Martian landslides deposits in Valles Marineris are shown to exhibit the same shapes than the simulated deposit shapes obtained by varying the geometry of the initial scar (at least when deposits are not affected by any obstacle as for Coprates and Ganges landslides). As the deposit shape of Coprates and Ius landslides clearly suggest a deep-seated initial scar with steep slopes implying a fault-controlled triggering mechanism, Ophir and Ganges Chasma landslides are better reproduced using spoon-shape, rounded initial scar suggesting a less fault-controlled triggering mechanism. Geological observation strongly supports these interpretations. Indeed, the studied Martian landslides are found to have contrasting sliding plane geometry, a direct consequence of the difference in the formation mechanism of the host chasmata. Horst and graben tectonics-dominated chasmata host steeper sliding planes than chasmata inherited from ancestral basins whose formation was not dominated by extensional brittle tectonics. The surprising agreement between failure characteristics deduced from 3D deposit extension and the local geological context show that numerical modeling coupled with analysis of the extension of the deposits helps retrieve information on the failure context.

The accurate volume calculation performed here suggests that whatever the uncertainty on the initial scar geometry, the volume of the deposit of Martian landslides is about 10 – 20% higher than the initial released volume. This challenges the previous conclusion of *Quantin et al.*, [2004a] suggesting a decrease of volume between the initial and final state. The increase in volume calculated here and assumed to be related to dilatancy effects, are in the range of the volume increase measured on terrestrial landslides ($\Delta V = 10 - 30\%$) [*Hungr and Evans*, 2004].

Best fit of the observed runout distance has been obtained using almost the same friction angle $\delta = 8.5^\circ \pm 1.3^\circ$ whatever the considered landslide. As a result, the friction coefficient provides a measure of the mean dissipation during the flow of Valles Marineris landslides, independently of the released mass and of the underlying topography. The small value of the friction angle compared to the friction angle typical of

granular material suggest a smaller dissipation than that observed for dry granular flows in the laboratory that are well reproduced using numerical modeling with friction coefficient ranging from 25° to 35° [e. g. *Iverson et al.*, 2004 ; *Mangeney-Castelnau et al.*, 2005 ; *Mangeney et al.*, 2007 ; *Pudasaini and Hutter*, 2007]. The observed small dissipation in natural landslides is often reported in the litterature but its interpretation in terms of physical processes during emplacement is still an open issue.

Appendix : The SHALTOP model

Contrary to classical approaches, the thin layer model SHALTOP is written in a fixed cartesian reference frame with the shallowness approximation imposed in the direction perpendicular to the topography [see *Bouchut et al.*, 2003 ; *Bouchut and Westdickenberg*, 2004 ; *Mangeney-Castelnau et al.*, 2005 ; *Mangeney et al.*, 2007a]. More specifically, the equations are derived in a horizontal/vertical fixed reference frame (x, y, z) , as opposed to the equations developed by Hutter and co-workers in a variable reference frame linked to the topography (X, Y, Z) . However, the shallowness assumption is still imposed in the local reference frame (X, Y, Z) . Indeed, to satisfy the hydrostatic assumption for shallow flow over inclined topography, it is the acceleration normal to the topography that must be neglected compared to the gradient of the pressure normal to the topography. The rigorous asymptotic analysis makes it possible for the first time to account for the whole curvature tensor of the topography defined by

$$\mathcal{H} = c^3 \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 b}{\partial x^2} & \frac{\partial^2 b}{\partial x \partial y} \\ \frac{\partial^2 b}{\partial x \partial y} & \frac{\partial^2 b}{\partial y^2} \end{pmatrix}, \quad (7.7.1)$$

where the scalar function $b(x, y)$ describes the 3D topography. The 2D horizontal coordinate vector is $\mathbf{x} = (x, y) \in \mathbb{R}^2$ and the 3D unit upward normal vector is

$$\vec{n} \equiv (-\mathbf{s}, c) \in \mathbb{R}^2 \times \mathbb{R}, \quad (7.7.2)$$

with $\mathbf{s} = \frac{\nabla_{\mathbf{x}} b}{\sqrt{1 + \|\nabla_{\mathbf{x}} b\|^2}}, \quad \text{and} \quad c = \frac{1}{\sqrt{1 + \|\nabla_{\mathbf{x}} b\|^2}},$

where $\nabla_{\mathbf{x}}$ is the gradient of the topography in the horizontal plane, and $c = \cos \theta$, with θ the angle between $\vec{n}$ and the vertical direction. Here the 3D vectors are represented using an arrow $\vec{\cdot}$ and the 2D vectors using bold letters. The flow is described by

$$h(t, x) \geq 0, \quad u'(t, x) \in \mathbb{R}^2 \quad (7.7.3)$$

where h is the thickness of the material layer in the direction normal to the topography, and $\mathbf{u}' = (u, u_t)$ (where the subscript t stands for *transverse*) is a parametrization of the velocity. The real 3D material velocity has horizontal/vertical components

$$\vec{\mathbf{u}} = (c\mathbf{u}', \mathbf{s} \cdot \mathbf{u}') . \quad (7.7.4)$$

This physical velocity is tangent to the topography, $\vec{\mathbf{u}} \cdot \vec{\mathbf{n}} = 0$, and can be expressed as a 2D vector $\mathbf{u} = (u, v)$ in the (X, Y) plane. In 1D, $\mathbf{u}'$ is actually the real scalar velocity u in the plane tangent to the topography. For flow over an inclined plane with slope in the x -direction, the real physical velocity has coordinates in the (X, Y) plane given by $\mathbf{u} = (u, v) = (u, cu_t)$.

In the horizontal Cartesian coordinate formulation, the model can be expressed as

$$\partial_t (h/c) + \nabla_{\mathbf{x}} \cdot (h\mathbf{u}') = 0, \quad (7.7.5)$$

$$\begin{aligned} \partial_t \mathbf{u}' + c\mathbf{u}' \cdot \nabla_{\mathbf{x}} \mathbf{u}' + \frac{1}{c} (Id - ss^t) \nabla_{\mathbf{x}} (g(hc + b)) = \\ -\frac{1}{c} (\mathbf{u}'^t \mathcal{H} \mathbf{u}') \mathbf{s} + \frac{1}{c} (\mathbf{s}^t \mathcal{H} \mathbf{u}') \mathbf{u}' - \frac{g\mu c \mathbf{u}'}{\sqrt{c^2 \|\mathbf{u}'\|^2 + (\mathbf{s} \cdot \mathbf{u}')^2}} \left(1 + \frac{\mathbf{u}'^t \mathcal{H} \mathbf{u}'}{gc} \right)_+ \end{aligned} \quad (7.7.6)$$

where $\nabla_{\mathbf{x}}$ is the gradient vector in the horizontal x, y plane and g acceleration due to gravity. The subscript $+$ stands for the positive part, $x_+ = \max(0, x)$.

For flow over an inclined plane, the equations reduce to

$$\frac{\partial h}{\partial t} + c \frac{\partial(hu)}{\partial x} + \frac{\partial(hv)}{\partial y} = 0, \quad (7.7.7)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + cu \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + c \frac{\partial(ghc)}{\partial x} = -g \sin \theta + f_x, \quad (7.7.8)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + cu \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial(ghc)}{\partial y} = f_y \quad (7.7.9)$$

where $\mathbf{f} = (f_x, f_y)$ is the friction force parallel to the inclined plane. Note that introducing the coordinate X in the inclined direction instead of x , i.e., $X = x/c$, gives $c\partial/\partial x = \partial/\partial X$, and (7.7.7)-(7.7.9) can then be reduced to the classical Savage and Hutter equations. The transition between a static state ($\mathbf{u} = 0$) and a flowing state, typical of granular material, is modeled by introducing a Coulomb threshold σ_c . The motion is allowed only if the norm of the driving forces $\|\mathbf{f}\|$ exceeds the Coulomb threshold [Mangeney-Castelnau *et al.*, 2003]. In the model (7.7.8)-(7.7.9), $\mathbf{f}$ is expressed as

$$\begin{aligned}\|\mathbf{f}\| \geq \sigma_c &\Rightarrow \mathbf{f} = -gc\mu \frac{\mathbf{u}}{\|\mathbf{u}\|}, \\ \|\mathbf{f}\| < \sigma_c &\Rightarrow \mathbf{u} = \mathbf{0},\end{aligned}\tag{7.7.10}$$

where $\sigma_c = gc\mu$, where $\mu = \tan \delta$ is the friction coefficient, δ being the friction angle. When the material exceeds the Coulomb threshold, the Coulomb friction law states that when flowing, the friction force has a direction opposite to the averaged tangential velocity field and the amplitude of the friction force is governed by the total overall pressure and the friction coefficient μ .

The numerical scheme is based on the work of *Bouchut* [2004] and is detailed in *Mangeney-Castelnau et al.* [2005] and *Mangeney et al.* [2007a]. It is a second order scheme that preserves the steady states as well as other requirements related to the resolution of hyperbolic equations. Recently, this code has been enhanced into MPI version allowing user to perform simulation with a huge space resolution. Taking advantage of computing facilities of IPGP, this new version *SHALTOP^{MPI}* is able to simulate large Martian landslides (more than 1.10^6 grid nodes are used in the simulations).

Chapitre 8

Conclusions et perspectives

Les objectifs de ce travail étaient de comprendre les processus physiques mis en jeu dans les instabilités gravitaires à travers l'analyse morphologique des dépôts (épaisseur, longueur de *runout*, volume...) et de quantifier les paramètres nécessaires pour retrouver ces morphologies.

Nous nous sommes intéressés à différents exemples terrestres et plus particulièrement martiens, ces derniers offrant un cadre unique pour étudier différents glissements dans un contexte géologique similaire. En outre, ces structures se trouvent être relativement bien conservées étant donné le faible taux d'érosion sur Mars. L'eau liquide est souvent évoquée pour expliquer certaines morphologies observées sur ces instabilités gravitaires. La caractérisation de la dynamique de ces glissements martiens offre la possibilité de contraindre les frictions effectives.

Pour tenter de répondre à ces questions, la modélisation numérique et l'analyse des images et de la topographie ont été employées.

Avant toute application, il a été dans un premier temps nécessaire de déterminer les limites d'applicabilité du modèle numérique *SHALTOP*. Une confrontation à divers exemples d'expériences en laboratoire et à des cas de terrain assez bien contraints sur Terre a été réalisée afin de comprendre et de quantifier ce domaine de validité. Ce travail d'analyse a permis de mettre en avant les capacités remarquables de ce modèle, pourtant simple dans sa description physique, à reproduire les dépôts observés aussi bien en laboratoire que sur le terrain. L'hypothèse de couche mince impose que la masse ait un rapport d'aspect initial inférieur à un. Nous avons vu que les exemples naturels sont compris dans ce domaine de validité, ce qui légitime l'utilisation du modèle. Enfin, les tests ont montré que le schéma numérique d'ordre deux permet de réduire l'erreur de 2° sur l'angle de friction nécessaire pour reproduire les observations. D'autre part, l'objectif de ce travail étant de comprendre le rôle clé que joue la topographie sur la dynamique des effondrements, il était indispensable de

développer une version parallèle capable de prendre en compte des grilles de grande dimension et de réduire considérablement le temps de calcul.

Pour reproduire les observations avec les modèles numériques, il faut calibrer les paramètres de friction de manière à obtenir la bonne distance de *runout*. La variabilité de ces paramètres d'un exemple à l'autre pose le problème récurrent du caractère prédictif des modèles. Cette limite a été partiellement levée. Nous avons montré qu'il est possible de calibrer le modèle pour un contexte géologique donné et ainsi reproduire la distance de parcours maximale et la géométrie des dépôts de tous les glissements dans le même contexte. En conclusion, le modèle s'est montré être un outil pertinent pour l'étude de la dynamique des effondrements granulaires sur topographies complexes.

Dans une deuxième partie, un couplage entre modélisation numérique d'avalanche de roche et génération d'ondes sismiques a été réalisé. L'analyse des ondes sismiques générées par le modèle numérique a mis en évidence les capacités de celui-ci à reproduire les ondes enregistrées d'un événement naturel. Les résultats de cette comparaison montrent donc que la dynamique moyenne des avalanches est correctement reproduite par le modèle. De plus, ce travail ouvre un champ nouveau qui rapproche sismologie environnementale et géomorphologie. Celui-ci pose ainsi un cadre nouveau d'étude de la dynamique des glissements de terrain sur le plan théorique mais également en termes prédictifs. En effet, l'étude des ondes sismiques générées à partir de simulations de différents scénarios d'écoulement a permis de comprendre, en partie, les effets de la courbure de la topographie et des paramètres de friction. Les signaux sismiques permettent ainsi de contraindre les différents paramètres de friction à utiliser dans la modélisation. Au regard de la densité des réseaux sismiques installés dans les régions à fort risque (montagnes, volcans...), un potentiel théorique et applicatif important émane de ces travaux encore préliminaires.

La modélisation numérique d'un glissement de terrain demande une connaissance de la topographie pré-glissement généralement inconnue. Il a donc été nécessaire de mettre au point une méthode de reconstruction de topographie pré-glissement, en particulier pour les exemples martiens. À l'aide d'outils de télédétection (traitements d'images, photogrammétrie) et des données disponibles, il a été possible de développer un procédé de reconstruction de ces surfaces pré-glissements. Cette méthode a été appliquée à divers exemples de glissements de terrain martiens permettant ainsi de les modéliser. Ce procédé a également permis de tester différentes géométries initiales pour les exemples martiens.

Enfin, la collaboration avec une équipe de mathématiciens du CMLA a ouvert des projets prometteurs quant au développement et à l'utilisation de nouvelles méthodes d'extraction de topographie depuis les images à haute résolution CTX et HiRISE. Ce travail a demandé de comprendre les géométries des capteurs ainsi que

la dynamique des images. Si les résultats restent aujourd’hui encore inexploitable, il apparaît néanmoins envisageable de fusionner les diverses techniques testées et ainsi de bénéficier des avantages de chacune.

À l’aide d’outils performants et de données à haute résolution, différents types d’écoulements granulaires observés sur Mars (glissements de terrain, ravines. . .) ont été étudiés. Certains de ces écoulements présentent des sinuosités dont l’origine est controversée. La prise en compte rigoureuse de la topographie a permis de montrer qu’en dehors de cas extrêmes, ces morphologies ne pouvaient pas être reproduites par un écoulement de type granulaire sec. Seules des variations de topographies ayant des longueurs d’onde et des amplitudes du même ordre de grandeur que celles de l’écoulement permettent de reproduire des sinuosités avec le modèle granulaire sec. D’autres observations ne sont pas reproduites, comme la pente d’arrêt observée ou encore le comportement vis à vis d’un obstacle. Les coefficients de friction nécessaires dans la modélisation pour reproduire les distances de parcours sont très faibles par rapport aux valeurs expérimentales.

Les calculs menés en parallèle par *Mangold et al.*, [2010] sur la viscosité de ces écoulements montrent, en accord avec des données expérimentales et de terrain, qu’une fraction de fluide est nécessaire. Que se soit depuis des résultats expérimentaux, de l’étude de terrain ou des simulations numériques, l’ensemble des approches empreintée dans ce travail et par *Mangold et al.*, [2010], suggère que le modèle de type granulaire sec ne peut pas expliquer les observations.

Les deux autres exemples étudiés sur MNT HiRISE montrent que seuls les modèles à faible friction permettaient de rendre compte (au moins en partie) des observations sur Terre comme sur Mars. De plus, si ces MNT sont aujourd’hui les mieux résolus (~ 1 m/pixel), certaines morphologies peuvent ne pas y être présentes, ce qui en terme de modélisation, peut avoir des conséquences. Pour les exemples étudiés, il est nécessaire d’utiliser de faibles angles de friction pour rendre compte des distances de parcours observées. Comme l’ont montré *Roche et al.*, [2008], un écoulement de particules fines initialement fluidisées par de l’air, est capable de parcourir des distances plus grandes (d’un facteur deux dans les expériences) qu’un écoulement classique. En outre, les images HiRISE suggèrent des épaisseurs d’écoulement très fines (de quelques centimètres). La de taille des particules semble être une hypothèse raisonnable pour expliquer les observations.

L’étude en chapitre 6 sur les distances d’arrêt des glissements de terrain martiens a montré que les simulations numériques étaient en mesure d’extrapoler les résultats expérimentaux à l’échelle du terrain. Grâce au nouveau facteur de déplacement intrinsèque mis en évidence par la solution analytique, il est possible depuis des mesures simples sur le terrain de déduire la friction effective du glissement. Cette friction permet de retrouver par la simulation numérique la bonne distance de *runout* en s’affranchissant de l’étape de calibration. Ce paramètre, indépendant de la topographie, s’avère être particulièrement efficace pour calibrer les modèles dans un contexte géologique donné. Par ailleurs, la modélisation numérique a été en mesure de reproduire cor-

rectement la morphologie de dépôts avec des angles de friction inférieurs à 10° pour tous les exemples étudiés. Ceci montre que les glissements ont une friction effective plus faible que les écoulements granulaires secs étudiés en laboratoire. Le processus physique responsable de ces différences reste à être élucidé, cependant, cette étude aura permis de quantifier cette différence de mobilité.

Enfin, le travail présenté au dernier chapitre, montre que la géométrie de la surface de rupture (ou loupe d'arrachement) n'a que peu d'effets sur la distance de *runout*. Ce paramètre est donc robuste. Ce *runout* s'est également montré indépendant du volume initial mis en jeu pour un même rapport d'aspect. Ceci valide donc les études basées sur la calibration des modèles depuis la distance de *runout* comme celle menée au chapitre 6.

Les simulations 3D ont par contre montré que l'extension latérale des dépôts dépendait fortement de la géométrie de la surface de rupture. Nos résultats montrent qu'il est possible d'obtenir des contraintes sur la surface de rupture ainsi que le volume initial à partir de l'observation de la morphologie des dépôts. Les résultats théoriques ont été validés à partir d'exemples observés sur Mars. La modélisation des modèles topographiques reconstruits à l'aide des méthodes développées au chapitre 4 a montré que chaque glissement était caractérisé par une géométrie de rupture différente. Cette géométrie s'avère être corrélée au contexte géologique local de chaque glissement. Les bilans de masse induits de ces géométries ont montré que les volumes des dépôts étaient supérieurs aux volumes initiaux de la masse destabilisée dans proportions compatibles avec les valeurs terrestres contrairement aux travaux précédents [Quantin *et al.*, 2004a].

De nombreuses perspectives se dégagent de ce travail. La sismologie des glissements de terrain peut apporter des informations inaccessibles par d'autres méthodes comme le volume de la masse en mouvement, la durée de l'événement, sa localisation ou encore les paramètres mécaniques. Les réseaux sismiques installés dans certaines zones à risques (comme les volcans) permettent d'étudier de nombreux exemples. Dans le cadre de la thèse de Clément Hibert (actuellement en seconde année à l'IPGP), il semble que l'énergie des ondes sismiques générées par des effondrements volcaniques puissent nous renseigner sur les effets des paramètres de la source. Le couplage entre modélisation et analyse des ondes sismiques est donc une des directions de recherche les plus prometteuses.

Dans le cadre de la collaboration entre IPGP et DMA, un modèle bi-phasé prenant en compte les interactions entre phase solide et phase fluide a été développé [Pelanti *et al.*, 2008 ; 2010] et va être appliqué à l'étude des effondrements gravitaires martiens. En reprenant les démarches développées ici, la prise en compte d'une phase fluide permettra peut-être d'expliquer les distances d'arrêt et les sinuosités observées sur certains exemples.

Les travaux sur les MNT HiRISE soulèvent différents problèmes. Un travail fastidieux d'amélioration de ces grilles altimétriques à haute résolution permettrait des avancées majeures et nécessaires pour la modélisation et les analyses morphologiques quantitatives.

Enfin, les géométries des surfaces de rupture déduites de la morphologie des dépôts, puis validées par la modélisation, sont des sources de données potentielles pour l'analyse de stabilité des pentes. Ce travail a déjà permis de réaliser un étude géotechnique préliminaire dans le cadre d'un stage de recherche à l'EOST.

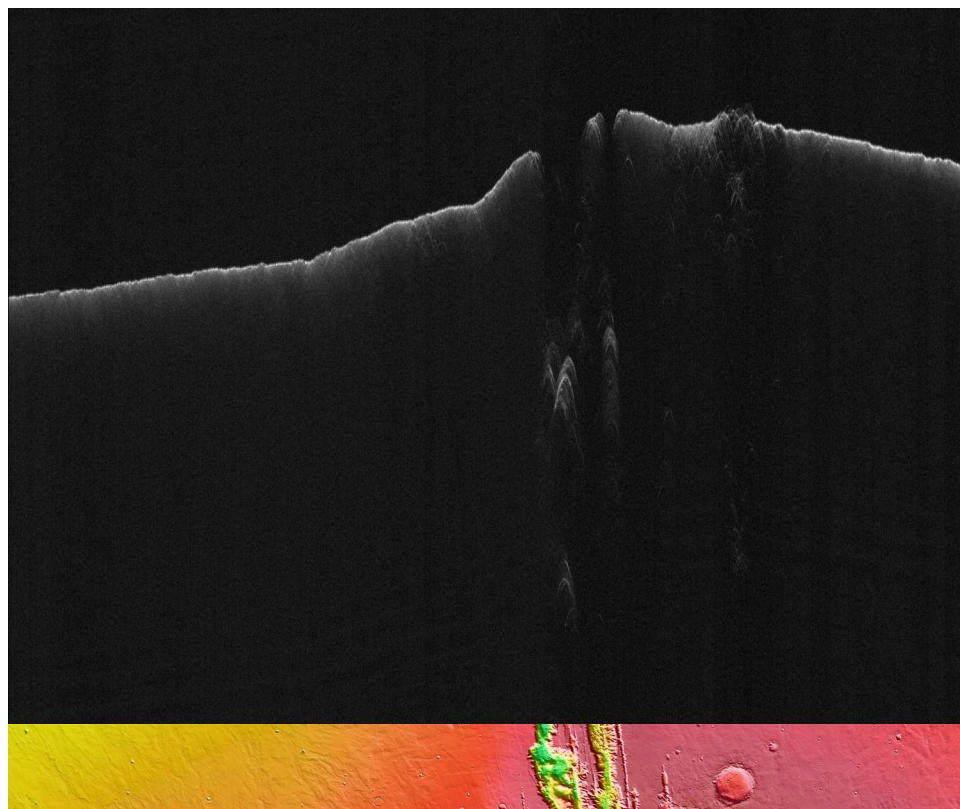


FIG. 8.1: Profil obtenu par le radar SHARAD dans la région de Ius Chasma (Valles Marineris, Mars). Ce profil met en évidence le caractère fracturé de Valles Marineris et ainsi le fort potentiel d'effondrement des versants. Ius est effectivement l'une des zones où de nombreux glissements de terrain ont eu lieu. (Données traitées et fournies par E. Heggy *IPGP/JPL*).

Ces approches couplées à de nouvelles données (comme celles fournies par le radar SHARAD à bord de la sonde MRO, Figure 8.1) contribueraient fortement à la compréhension des propriétés des matériaux impliqués dans ces effondrements gigantesques. Nous pourrions peut-être ainsi mieux comprendre les paramètres de friction de ces matériaux.

Bibliographie

- [1] Abele, G. (1997), Rockslide movement supported by the mobilization of groundwater-saturated valley floor sediments, *Zeischrift für Geomorphologie*, **41**, 1–20.
- [2] Adams, J.B. , Gillespie, A.R., Jackson, M.P.A., Montgomery, D.R., Dooley, T.P., Combe, J.-P., , Schreiber, B.C. (2009), Salt tectonics , collapse of Hebes Chasma, Valles Marineris, Mars, *Geology*, **37**, 8, 691–694.
- [3] Aharonson O., N. Schorghofer, Gerstell, M.F. (2003) Slope streak formation and dust deposition rates on Mars, *Journal of Geophysical Research*, 108(**E12**), 5138.
- [4] Anderson, J.A. , Sides, S.C. ,Soltesz, D.L. , Sucharski, T.L., Becker, K.J. (2004), Modernization of the Integrated Software for Imagers and Spectrometers, *35th Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, 2039.
- [5] Audusse, E., Bouchut, F., Bristeau, M. O., Klein, R., and Perthame B. (2004), A fast and stable well-balanced scheme with hydrostatic reconstruction for shallow water flows, *SIAM J. Sci. Comput.*, **25**, 2050–2065.
- [6] Balme, M., Mangold, N. , Baratoux, D. , Costard, F. , Gosselin, M. , Masson, P. , Pinet, P, Neukum, G. (2006) Orientation and distribution of recent gullies in the southern hemisphere of Mars : Observations from High Resolution Stereo Camera/Mars Express (HRSC/MEX) and Mars Orbiter Camera/Mars Global Surveyor (MOC/MGS) data, *Journal of Geophysical Research (Planets)* , 111(**E10**), 5001.
- [7] Baratoux, D. , Mangold, N. , Forget, F. , Cord, A. , Pinet, P. , Daydou, Y. and Jehl, A. , Masson, P. , Neukum, G. , The HRSC Co-Investigator Team, (2006), The role of the wind-transported dust in slope streaks activity : Evidence from the HRSC data, *Icarus*, **193**, 30–45.
- [8] Barkan, D.D. (1962), Dynamics of bases and foundations : Rock mass and mud wave deposit, *New York, McGraw Hill*, 400p.
- [9] Barnouin-Jha, O.S., Baloga, S. , Glaze, L. (2005), Comparing landslides to fluidized crater ejecta on Mars, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, **110**, 4010–4032

- [10] Bessason, B., Eiríksson, G., Thrairinnsson, ., Thrairinnsson, A., Einarsson, S., (2007), Automatic detection of avalanches and debris flows by seismic methods, *Journal of Glaciology*, 53(182), 461- 472(12).
- [11] Beyer, R.A. and McEwen, A.S. , Kirk, R. L.,(2003), Meter-scale slopes of candidate MER landing sites from point photogrammetry *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 108, 8085.
- [12] Bibring, J.-P. and Erard, S. (2001), The Martian Surface Composition, *Space Science Reviews*, **96**, 293–316.
- [13] Bibring, J.-P. and Soufflot, A. , Berthé, M. and Langevin, Y. and Gondet, B. and Drossart, P. and Bouyé, M. and Combes, M, Puget, P. , Semery, A. and Bellucci, G. , Formisano, V. and Moroz, V. and Kottsov, V. , Bonello, G. , Erard, S. , Forni, O. , Gendrin, A, Manaud, N. , Poulet, F. , Poulleau, G. , Encrenaz, T. , Fouchet, T. , Melchiori, R. and Altieri, F. , Ignatiev, N. , Titov, D. , Zasova, L. , Coradini, A. , Capacionni, F. , Cerroni, P. , Fonti, S. , Mangold, N. , Pinet, P. , Schmitt, B. , Sotin, C. , Hauber, E. , Hoffmann, H. , Jaumann, R. , Keller, U. , Arvidson, R. , Mustard, J. , Forget, F. (2004), OMEGA : Observatoire pour la Minéralogie, l'Eau, les Glaces et l'Activité *Mars Express : the Scientific Payload*, 1240, 37–49.
- [14] Bigot-Cormier, F. and Montgomery, D. R. (2007), Valles Marineris landslides : Evidence for a strength limit to Martian relief ?, *Earth and Planetary Science Letters*, **260**, 179–186.
- [15] Bouchon., M. (1981), A simple method to calculate Green's functions for elastic layered media, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **71**(4), 959–971.
- [16] Bouchut, F, Mangeney-Castelnau, A., Perthame, B., 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, série, I* **336**, 531–536.
- [17] Bouchut, F. (2004), Nonlinear stability of finite volume methods for hyperbolic conservation laws, and well-balanced schemes for sources, *Frontiers in Mathematics series, Birkhäuser*.
- [18] Bouchut, F. and Westdickenberg M. (2004), Gravity driven shallow water models for arbitrary topography, *Comm. in Math. Sci.*, **2**, 359–389.
- [19] Bristeau, M. O., Coussin, B. and Perthame, B. (2001), Boundary conditions for the shallow water equations solved by kinetic schemes, *INRIA Rep. 4282, Natl. Inst. for Res. in Comput. Sci. and Control*, Le Chesnay, France.
- [20] Brodsky, E. E., Gordeev, E., and H. Kanamori (2003), Landslide basal friction as measured by seismic waves, *Geophysical Research Letters*, 30(24), 2236.
- [21] Bulmer, M.H., and Zimmerman, B.A. (2005), Reassessing landslide deformation in Ganges Chasma, Mars, *Geophysical Research Letters*, DOI :10.1029/2004GL022021.
- [22] Buss, E. and Heim, A. (1881), *Der Bergsturz von Elm : Zurich, Worster*, 133p.

- [23] Campbell, C.S., Cleary, P.W., Hopkins, M., 1995. Large-scale landslide simulations : global deformation, velocities and basal friction. *Journal of Geophysical Research*, 100, 8267–8273.
- [24] Christensen, P.R., Bandfield, J.L., Bell, J.F., Gorelick, N., Hamilton, V. E., Ivanov, A., Jakosky, B. M., Kieffer, H.H., Lane, M.D., Malin, M.C., McConnochie, T., McEwen, A.S., McSween, H.Y., Mehall, G.L., Moersch, J.E., Nealon, K. H., Rice, J.W., Richardson, M.I., Ruff, S.W., Smith, M.D., Titus, T.N. and Wyatt, M.B. (2003), Morphology and Composition of the Surface of Mars : Mars Odyssey THEMIS Results, *Science*, **300**, 2056–2061.
- [25] Cole, S. E., S. J. Cronin, S. Sherburn, and V. Manville (2009), Seismic signals of snow-slurry lahars in motion : 25 September 2007, Mt Ruapehu, New Zealand, *Geophysical Research Letters*, 36, L09405
- [26] Collins, G. S. and Melosh, H.J. (2003), Acoustic fluidization and the extraordinary mobility of sturzs-troms, *Journal of Geophysical Research*, **108**, 2473–2488.
- [27] Costard, F., Forget, F., Mangold, N. and Peulvast, J. P. (2002), Formation of recent Martian debris flows by melting of near-surface ground ice at high obliquity, *Science*, **295**, 110–113.
- [28] Cressie, N. A. C. (1990), The Origins of Kriging, *Mathematical Geology*, **22**, 239–252.
- [29] Cruden, D.M. and Hungr, O. (1986), The debris of the FrankSlide and theories of rockslide-avalanche mobility, *Canadian Journal of Earth Sciences*, **23**, 425–432.
- [30] Cruden, D.M. and Varnes, D.J. (1996), Landslide types and processes, A.K. Turner and R.L. Schuster, Editors, Landslides, Investigation and Mitigation, Special Report. *Transportation Research Board, Washington, D.C.*, **27**, 36–75.
- [31] Dade, W.B., Huppert, H.E. (1998), Long-runout rockfalls, *Geology*, **26**, 803–806.
- [32] Dahlen, F. A. (1993), Single-force representation of shallow landslide sources, *Bul. Seismo. Soc. America*, 83(1), 130–143.
- [33] Davis, P.A., Soderblom, L.A. and Eliason, E.M. (1982), Rapid Estimation of Martian Topography from Viking Orbiter Image Photometry, in *Reports on Planetary Geology Program*, NASA Technical Memorandum 85127, 331–332.
- [34] Davis, P.A. and Soderblom, L.A. (1983), Rapid Extraction of Relative Topography from Viking Orbiter Images : II. Application to Irregular Topographic Features, in *Reports on Planetary Geology Program*, NASA Technical Memorandum 86246, 29–30.
- [35] Davis, P.A. and Soderblom, L.A. (1984), Modeling Crater Topography and Albedo from Monoscopic Viking Orbiter Images : I. Methodology, *Journal of Geophysical Research*, **89**, B11, 9449–9457.
- [36] Davis, P.A. and McEwen, A.S. (1984), Photoclinometry : Analysis of Inherent Errors and Implications for Topographic Measurement, *Lunar and Planetary Science Conference XV*, 194–195.

- [37] Davies, T.R.H. and McSavenney, M.J. (1999), Runout of dry granular avalanches, *Canadian Geotechnical Journal*, **36**, 313–320.
- [38] Davis T.R., McSaveney, M.J. and Beetham, R.D. (2006), Rapid block glides : slide-surface fragmentation in New Zealand's Waikaremoana landslide, *Quarterly Journal of Engineering Geology and Hydrogeology*, **39**, 115-129
- [39] De Angelis, S., Bass, V., Hards, V. and G. Ryan (2007), Seismic characterization of pyroclastic flow activity at Soufrière Hills Volcano, Montserrat *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.*, **7**, 467472.
- [40] Denlinger, R. P. and Iverson, R. M. (2001), Flow of variably fluidized granular masses across three-dimensional terrain : 2. Numerical predictions and experimental tests, *Journal of Geophysical Research*, (B1)106, (B1), 553–566.
- [41] Denlinger, R.P. and Iverson, R.M. (2004), Granular avalanches across irregular threedimensional terrain : 1. Theory and computation, *Journal of Geophysical Research*, **109**, (F1), F01014.
- [42] Favreau,P., Mangeney, A., Lucas,A., Hungr,O., Crosta, G., Bouchut, F. (2010), Numerical modeling of landquakes, *Geophysical Research Letters*, *submitted*.
- [43] Feldman, W. C. and Prettyman, T. H. and Maurice, S. and Plaut, J. J. and Bish, D. L. and Vaniman, D. T. and Mellon, M. T. and Metzger, A. E. and Squyres, S. W. and Karunatillake, S. and Boynton, W. V. and Elphic, R. C. and Funsten, H. O. and Lawrence, D. J. and Tokar, R. L. (2004), Global distribution of near-surface hydrogen on Mars, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, **E18**, 9006-+
- [44] Félix, G. and Thomas, N. (2004), Relation between dry granular flow regimes and morphology of the deposits : Formation of leve'es in pyroclastic deposits, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **221**, 197–231.
- [45] Ferguson, H.M. and Lucchitta, B.K. (1984), Dark streaks on talus slopes, Mars, *Planetary Geology and Geophysics Program Report*, apr., 188–190.
- [46] Frank, M., Cleary, P.W. (2006), Three-Dimensional Non-Spherical Particle Discrete Element Simulation of Axi-symmetric Collapses of Granular Columns *Preprints*
- [47] Forget, F., Mangold, N. and Costard, F. (2003), Scenarios to explain the formation of gullies on Mars : Numerical simulation with a climate model, *Sixth International Conference on Mars*, Lunar Planet. Inst., Pasadena, Calif.
- [48] Forterre, Y. and Pouliquen, O. (2003), Long-surface-wave instability in dense granular flows, *J. Fluid Mech.*, **486**, 21–50.
- [49] Forterre, Y. and Pouliquen, O. (2008), Flows of dense granular media, *Ann. Rev. Fluid. Mech.*, **40**, 1–24.
- [50] Gerstell, M.F. and Aharonson, O. and Schorghofer, N., (2004), A distinct class of avalanche scars on Mars, *Icarus*, **168**, 122–130.

- [51] Gray, J.M.N.T., Wieland, M., Hutter, K. (1999), Gravity-driven free surface flow of granular avalanches over complex basal topography, *Proc. R. Soc. A*, 455, 1841–1874.
- [52] Grev, R. and Hutter, K., (1993) Motion of a granular avalanche in a convex and concave curved chute : experiments and theoretical predictions ; *Phil. Trans. R. Soc. A*, 342, 573–600.
- [53] GDR Midi (2004), On dense granular flows, *E. Phys. J.*, E 14, 367–371.
- [54] Harrison, K.-P. and Grimm, R.E. (2003), Rheological constraints on martian landslides, *Icarus*, **163**, 347–362.
- [55] Hartmann, W.K. (1970), Note : Preliminary Note on Lunar Cratering Rates and Absolute Time-Scales, *Icarus*, **12**, 131–+
- [56] Hartmann, W.K. (1973), Martian cratering, 4, Mariner 9 initial analysis of cratering chronology, *Journal of Geoph. Research*, **78**, 4096–4116.
- [57] Heim, A., (1932) Bergstruz und Menschenleben. *Beiblatt zur Vierteljahresschrift des Naft. Ges. Zürich*, **20**, 1–218.
- [58] Heldmann, J. L. and Mellon, M. T. (2004), Observations of Martian gullies and constraints on potential formation mechanisms, *Icarus*, **168**, 285–304.
- [59] Heldmann, J.L. and Toon, O.B. and Pollard, W.H. and Mellon, M.T. and Pitlick, J. and McKay, C.P. and Andersen, D. T. (2005), Formation of Martian gullies by the action of liquid water flowing under current Martian environmental conditions, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, **E9**, 5004–+
- [60] Hoffman, N. (2000), Ideas about the surface runoff features on Mars, *Science*, **290**, 711.
- [61] Hsü, K.J., (1975), Catastrophic debris streams (Sturzstroms) generated by rockfalls. *Geol. Soc. Am. Bull.* **86**, 129–140.
- [62] Huggel, C., Caplan-Auerbach, J., Waythomas, C. F., Wessels, R. L. (2007), Monitoring and modeling ice-rock avalanches from ice-capped volcanoes : A case study of frequent large avalanches on Iliamna Volcano, Alaska, *J. Volc. Geotherm. Res.*, **168**(1-4), 114–136.
- [63] Hungr, O. (1981), Dynamics of rock avalanches and other types of mass movements [Ph.D. thesis] : *Edmonton, University of Alberta*, 500p.
- [64] Hungr, O. (1995), A model for the runout analysis of rapide flow slides, debris flows, and avalanches, *Canadian Geotech. J.*, **32**, 610–623.
- [65] Hungr, O., Evans, S.G., Bovis, M., and Hutchinson, J.N. (2001). Review of the classification of landslides of the flow type. *Environmental and Engineering Geoscience*, Vol. VII, 221–238.

- [66] Hungr, O. and Evans, S.G. (2004), Entrainment of debris in rock avalanches : An analysis of a long run-out mechanism, *Geological Society of America Bulletin*, B25362.
- [67] Hungr, O. (2008), Simplified Models of Spreading Flow of Dry Granular Material, *Canadian Geotechnical Journal* (in press).
- [68] Hutter, K., Koch, T., Plüss, C., Savage, S.B. (1995), Dynamics of avalanches of granular materials from initiation to runout ; Part II : Experiments. *Acta Mech.*, **109**, 127–165.
- [69] Ishii, T., and S. Sasaki (2004), Formation of recent Martian gullies by avalanches of CO₂ frost, *Lunar Planet. Sci. [CDROM]*, XXXV, abstract-1556.
- [70] Iverson, R.M., and Major, J.J. (1987), Rainfall, groundwater flow, and seasonal movement at Minor Creek landslide, northwestern California : Physical interpretation of empirical relations, *Geological Society of America Bulletin*, **99**, 579–594.
- [71] Iverson, R.M. (1997), The physics of debris flows, *Reviews of Geophysics*, **35**, 245–296.
- [72] Iverson, R. M., Logan, M. and Denlinger, R. P. (2004), Granular avalanches across irregular three-dimensional terrain : 2. Experimental tests, *Journal of Geophysical Research*, **109**, F01015.
- [73] Johnson, A. M., and J. R. Rodine, Debris flow, (1984) in *Slope Instability*, edited by D. Brundsen and D. B. Prior, John Wiley, New York pp. 257–361.
- [74] Journel, A.G. and Huijbregts, C. (1978), Mining Geostatistics, *Academic Press*, 600 pp.
- [75] Kelfoun, K. and Druitt, T. H. (2005), Numerical modeling of the emplacement of Socompa rock avalanche, Chile, *Journal of Geophysical Research*, **110**, B12202.
- [76] Kennett, B. L. N., and Kerry, N. J., 1979, Seismic waves in a stratified half-space : *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, **57**, 557–583.
- [77] Kent, P.E., (1966). The transport mechanism in catastrophic rock falls. *J. Geol.*, **74**, 79–83.
- [78] Kerswell, R.R. (2005), Dam break with Coulomb friction : A model for granular slumping ? *Physics Fluids*, **17**, 057101.
- [79] Kirk, R.L. (1989), III. A fast finite-element algorithm for two-dimensional photoclinometry, [Ph.D. Thesis (unpubl.)], Caltech. pp. 165–258
- [80] Kirk, R.L. (1987), I. Thermal evolution of a differentiated Ganymede and implications for surface features II. Magnetohydrodynamic constraints on deep zonal flow in the giant planets III. A fast finite-element algorithm for two-dimensional photoclinometry : Ph.D. Thesis (unpublished), Caltech, 258p.
- [81] Kishimura, K., and Izumi K. (1997), Seismic Signals Induced by Snow Avalanche Flow, *J. Nat. Hazards*, **15**(1), 89–100.

- [82] Kuo, C. Y., Tai, Y. C., Bouchut, F., Mangeney, A., Pelanti, M., Chen, R. F., and Chang, K. J. (2009), Simulation of Tsaoling Landslide, Taiwan, based on Saint Venant Equations over General Topography, *Eng. Geol.*, **104**(3-4), 181-189.
- [83] Lacaze, L., Phillips, J.C and Kerswell, R.R. (2008), Planar collapse of a granular column : Experiments and discrete element simulations, *Phys Fluids*, **20**(6), 063302.
- [84] La Rocca, M., Galluzzo, D., Saccorotti, G., Tinti, S., Cimini, G. B., and Del Pezzo E., (2004), Seismic Signals Associated with Landslides and with a Tsunami at Stromboli Volcano, Italy, *Bull. Seism. Soc. America*, **94**(5), 1850-1867.
- [85] Legros, F. (2002), The mobility of long runout landslides, *Engineering Geology*, **63**, 301–331.
- [86] Lajeunesse, E., Mangeney-Castelnau, A., Vilotte, J.-P. (2004), Spreading of a granular mass on an horizontal plane, *Phys. of Fluids*, **16**, 2371–2381.
- [87] Lajeunesse, E., Quantin, C., Allemand, P., and Delacourt, C. (2006), New insights on the runout of large landslides in the Valles-Marineris canyons, Mars. *Geophysical Research Letters* **33** :4403–4407.
- [88] Legros, F. (2002), The mobility of long-runout landslides, *Engineering Geology*, **63**, 301–331.
- [89] Levy, J. S., Head, J. W., Marchant, D. R., Dickson, J.L. and Morgan, G.A. (2009), Geologically recent gully-polygon relationships on Mars : Insights from the Antarctic Dry Valleys on the roles of permafrost, microclimates, and water sources for surface flow, *Icarus*, **201**, 113–126.
- [90] Lohse, V., Heipke, C and Kirkb, R.L. (2006), Derivation of planetary topography using multi-image shape-from-shading, *Planetary and Space Science*, **54**, 7, 661–674.
- [91] Lube, G., Huppert, H.E., Sparks, R.S.J., Hallworth, M.A. (2004), Axisymmetric collapses of granular columns, *Journal of Fluid Mechanics*, **508**, 175–199.
- [92] Lucas, A. and Mangeney, A. (2007), Mobility and topographic effects for large Valles Marineris landslides on Mars, *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L10201.
- [93] Lucas, A., Mangeney, A., Bouchut, F., Bristeau, M.O, Mège, D. (2007), Benchmark exercises for granular flows, *The 2007 International Forum on Landslide Disaster Management*, 2, Ho and Li, 967–986.
- [94] Lucas, A., Mangeney, A., Mège, D. , Kelfoun, K., (2008), New Methodology for Initial Volume Estimation of Martian Landslides from DTM and Imagery, *Workshop on Martian Gullies : Theorie and Tests*, Houston, TX., 8023.
- [95] Lucchitta, B.K. (1978), Morphology of Chasma Walls, Mars, *US Geological Survey Journal Research*, **6**, 651–662.
- [96] Lucchitta B.K. (1979), Landslides in Valles Marineris, Mars, *Journal of Geophysical Research*, **84**, 8097–8113.

- [97] Lucchitta, B.K. (1987), Valles Marineris, Mars - Wet debris flows and ground ice, *Icarus*, **72**, 411–429.
- [98] Lucchitta, B.K., McEwen, A.S., Clow, G.D., Geissler, P.E., Singer, R.B., Schultz, R.A., Squyres, S.W. (1992), The canyon system on Mars. In : Keiffer, H.H., Jakosky, B.M., Snyder, C.W., Matthews, M.S. (Eds.), *Mars., Univ. of Arizona Press, Tucson*, 453–492.
- [99] Major, J. J. and Pierson, T. C. (2002), Debris flow rheology : Experimental analysis of fine-grained slurries, *Water Resour. Res.*, **28**, 841–857.
- [100] Malin, M.C., Carr, G. E. Danielson, M. E. Davies, W. K. Hartmann, A. P. Ingersoll, P. B. James, H. Masursky, A. S. McEwen, L. A. Soderblom, P. Thomas, J. Veverka, M. A. Caplinger, M. A. Ravine, T. A. Soulanille, and J. L. Warren (1998), Early views of the martian surface from the Mars Orbiter Camera of Mars Global Surveyor, *Science*, **279**, 1681–1685.
- [101] Malin, M. C. and Edgett, K.S. (2000), Evidence for persistent flow and aqueous sedimentation on early Mars, *Science*, **302**, 1931–1934.
- [102] Malin, M.C., Edgett, K.S., Posiolova, L.V., McColley, S.M., Dobrea, E.Z.N. (2006), Present-day impact cratering rate and contemporary gully activity on Mars, *Science*, **314**, 1573–1577.
- [103] Malin, M. C., Bell, J. F. III, Cantor, B. A., Caplinger, M.A., Calvin, W.M., Clancy, R.T., Edgett, K.S., Edwards, L., Haberle, R.M., James, P.B., Lee, S.W., Ravine, M.A., Thomas, P.C., Wolff, M.J. (2007), Context Camera Investigation on board the Mars Reconnaissance Orbiter, *Journal of Geophysical Research*, **112**, E05S04.
- [104] Mallogi, F., J. Lanuza, B. Andreotti, and E. Clement (2006), Erosion waves : Transverse instabilities and fingering, *Europhys. Lett.*, **75**, 825.
- [105] Mangeney, A., Heinrich, Ph. and Roche, R. (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.
- [106] 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, *Journal of Geophysical Research*, **108**, (B11), 2527.
- [107] Mangeney-Castelnau, A., Bouchut, F., Vilotte, J. P., Lajeunesse, E., Aubertin, E., Pirulli, M. (2005), On the use of Saint Venant equations to simulate the spreading of a granular mass, *Journal of Geophysical Research*, **110**, B09103.
- [108] Mangeney, A., Staron, L., Volfson, D. and Tsimring, L. (2006), Comparison Between Discrete and Continuum Modeling of Granular Spreading, *WSEAS Transactions on Mathematics*, **2(6)**, 373–380.

- [109] Mangeney, A., Bouchut, F., Thomas, N., Vilotte, J.-P., Bristeau, M.-O. (2007a), Numerical modeling of self-channeling granular flows and of their levee/channel deposits, *Journal of Geophysical Research*, **112**, F02017.
- [110] Mangeney, A., Tsimring, L. S., Volfson, D., Aranson, I. S. and Bouchut, F. (2007b), Avalanche mobility induced by the presence of an erodible bed and associated entrainment, *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L22401.
- [111] Mangeney, A., Roche, O., Hungr, O., Mangold, N., Faccanoni, G., Lucas, A. (2009), Erosion and mobility in granular collapse over sloping beds, *Journal of Geophysical Research*, submitted.
- [112] Mangold, N., F. Costard, and F. Forget (2003), Debris flows over sand dunes on Mars : Evidence for liquid water, *Journal of Geophysical Research*, **108**, E4, 5027, doi :10.1029/2002JE001958.
- [113] Mangold, N, Mangeney, A., Migeon, V. , Ansan, V., Lucas, A., Baratoux, D., Bouchut, F. (2010), Sinuous gullies on Mars : Frequency, distribution, and implications for flow properties, *Journal of Geophysical Research*.
- [114] McEwen, A. S. (1989), Mobility of large rock avalanches : Evidence from Valles Marineris, Mars, *Geology*, **17**, 1111–1114.
- [115] McEwen, A.S. Eliason, E.M Bergstrom, J.W., Bridges, N.T., Hansen, C.J., Delamere, W.A., Grant, J.A. Gulick, V.C. Herkenhoff, K.E, Keszthelyi, L. Kirk, R.L. Mellon, M.T. Squyres, S.W. Thomas, N. Weitz, C.M. (2007), Mars Reconnaissance Orbiter's High Resolution Imaging Science Experiment (HiRISE), *Journal of Geophysical Research*, **112**, E05S02.
- [116] McKenzie, D., Barnett, D.N. and Yuan D.-N. (2002), The relationship between Martian gravity and topography, *Earth and Planetary Science Letters.*, **195**, 1-2, 1–16.
- [117] McKinnon, M., Hunfr, O., McDougall, S., (2002), Dynamic analyses of Canadian landslides, In : J. Locat, D. Perret, D. Turmel, D. Demers et S. Leroueil, (2008). Proceedings of the 4th Canadian Conference on Geohazards : From Causes to Management. Presse de l'Université Laval, Québec, 594 p.
- [118] Mège, D., Masson P. (1996), Amounts Crustal stretching in Valles Marineris, Mars., *Planetary & Space Science*, **44**, 749–782.
- [119] Mège, D., Peulvast, J.-P., Masson, P. (2005), A Planetary Example of Tectonic Inversion : Folding and Thrusting in the Valles Marineris Graben System on Mars, *36th Annual Lunar and Planetary Science Conference*, 1772.
- [120] Mège, D., and Bourgeois, O., (2010), Destabilization of Valles Marineis wallslopes by retreat of ancient glaciers, *41st Annual Lunar and Planetary Science Conference*, 1713.
- [121] Mellon, M. T. and Jakosky, B. M. (1995), Erratum : The distribution and behavior of Martian ground ice during past and present epochs, *Journal of Geoph. Research*, **100**, 3367-+

- [122] Mellon, M.T. and Jakosky, B.M. and Kieffer, H.H. and Christensen, P.R. (2000), High-Resolution Thermal Inertia Mapping from the Mars Global Surveyor Thermal Emission Spectrometer, *Icarus*, textbf148,437–455.
- [123] Mellon, M. T., and R. J. Phillips (2001), Recent gullies on Mars and the source of liquid water, *Journal of Geophysical Research*, 106(E10), 23,165–23,180.
- [124] Melosh, H.J. (1979), Acoustic fluidization : a new geologic process ?, *Journal of Geophysical Research*, **84**, 7513–7520.
- [125] Miliken, R. E., Mustard, J. F. and Goldsby, D. L. (2003), Viscous flow features on the surface of Mars : Observation from high-resolution Mars Orbiter Camera (MOC) images, *Journal of Geophysical Research*, **108**, E6, 5057, doi :10.1029/2002JE002005.
- [126] Morris,E.C., (1982), Aureole deposits of the Martian volcano Olympus Mons *Journal of Geoph. Research*, **87**, 1164–1178.
- [127] Musselwhite, D. S., Swindle, T. D. and Lunine, J. (2001), Liquid CO₂ breakout and the formation of recent small channels on Mars, *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 1283–1285.
- [128] Neukum G., Jaumann R., Hoffmann H., Behnke T., Pischel R., Roatsch T., Hauber G., Arnold E., Oberst J., Hrsc Co-Investigator Team Imaging (2000), Goals and Capabilities of the HRSC Camera Experiment Onboard Mars Express, *31st Annual Lunar and Planetary Science Conference*, 1906.
- [129] Neukum, G. and Jaumann, R., (2004),HRSC : the High Resolution Stereo Camera of Mars Express, *ESA SP-1240 : Mars Express : the Scientific Payload*, 17–35.
- [130] Nichols, R. (1939), Viscosity of lava, *J. Geol.*,**47**, 290–302.
- [131] Pelanti, M. , Bouchut, F. and Mangeney, A. (2008), A Roe-Type Scheme for Two-Phase Shallow Granular Flows over Variable Topography, highlight paper, *Math. Model. Numeric. Analy.*, **42**, 851-885.
- [132] Pelanti, M., Bouchut, F., and Mangeney, A., (2010). A Riemann Solver for Single-Phase and Two-Phase Shallow Flow Models based on Relaxation. Relations with Roe and VFRoe Solvers, *submitted to J. Comput. Phys* ;
- [133] Pelletier, J. D., Kolb, K.J., McEwen, A.S., Kirk, R.L., 2008. Recent bright gully deposits on Mars : Wet or dry flow ?, *Geology*, **36** (3), 211–214.
- [134] Peulvast, J.P. and Masson, P.L. (1993), Erosion and tectonics in Central Valles Marineris (Mars) - A new morpho-structural model, *Earth Moon and Planets*, **61**, 191–217.
- [135] Peulvast J.-P., Mège D., Chiciak J., Costard F., Masson P. (2001), Morphology, evolution and tectonics of Valles Marineris wallslopes Mars, *Geomorphology*, **37**, 329–352.

- [136] Phillips, J.C., Hogg, A. J., Kerswell, R. R. , Thomas, N. H., (2006) Enhanced mobility of granular mixtures of fine and coarse particles, *Earth Planet. Sci. Lett.* **246**, 466 .
- [137] Pirulli, M. (2004), Numerical modelling of landslide runout, a continuum mechanics approach, [PhD. Thesis] in Geotechnical Engineering, Politecnico di Torino, IPGP-Université Paris-Diderot, University British Columbia.
- [138] Pirulli, M. and Mangeney, A. (2007), Result of Back-Analysis of the Propagation of Rock Avalanches as a Function of the Assumed Rheology, *Rock Mech. Rock Engng.*, **41(1)**, 59–84.
- [139] Pirulli, M., Bristeau, M.-O., Mangeney, A. and Scavia, C. (2007), The effect of the earth pressure coefficients on the runout of granular material, *Environmental Modelling and Software*, **22**, 1437–1454.
- [140] Phillips, J.C., Hogg, A.J., Kerswell, R.R. and Thomas, N.H. (2006), Enhanced mobility of granular mixtures of fine and coarse particles, *Earth and Planetary Science Letters*, **246**, 466–480.
- [141] Pouliquen, O. (1999), Scaling laws in granular flows down rough inclined planes, *Physics Fluids*, **11(3)**, 542–548.
- [142] Pouliquen, O., 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.
- [143] Press, W.H., Flannery, B.P., Teukolsky, S.A. and Vetterling, W.T. (1988), Numerical Recipes in C, *Cambridge University Press*.
- [144] Pudasaini, S. P. and Hutter, K. (2007), Avalanche Dynamics, *Springer*, ISBN : 3-540-32686-3.
- [145] Quantin, C., Allemand, P. and Delacourt, C. (2004a), Morphology and geometry of Valles Marineris landslides, *Planet. Space Sci.*, **52**, 1011–1022.
- [146] Quantin, C., Allemand, P., Mangold, N. and Delacourt, C. (2004b), Ages of Valles Marineris (Mars) landslides and implications for canyon history, *Icarus*, **172**, 555–572.
- [147] Reiche, P. (1937), The Toreva block, a distinctive landslide type, *Journal of Geology*, **45 (5)**, 538–548.
- [148] Roche, O., Gilbertson, M.A., Phillips, J.C., Sparks, R.S.J., (2006) The influence of particle size on the flow of initially fluidised powders, *Powder Technology* **166** 167–174
- [149] Roche O., Gilbertson, M.A., Phillips, J.C., Sparks, R.S.J. (2002), Experiments on deaerating granular flows and implications for pyroclastic flow mobility, *Geophysical Research Letters*, **29**.
- [150] Roche O., Gilbertson, M.A., Phillips, J.C., Sparks, R.S.J. (2004), Experimental study of gas-fluidized granular flows with implications for pyroclastic flow emplacement, *Journal of Geophysical Research*, 109.
- [151] Rousseau, N. (1999), Les signaux sismiques associés aux éboulements sur l'île de La Réunion (Océan Indien) - étude de 2 sites : La Cascade de Mahavel et la Cavité de La Soufrière, Thèse de l'Université de Paris 7, France.

- [152] Sabater, N., (2009) Fiabilité et précision en stéréoscopie Palliciation à l'image aérienne et satellitaire à haute résolution [Thèse] École Normale Supérieure de Cachan p. 168.
- [153] Sato, H., Baratoux, B. (2007), *7th International Conference on Mars*, Pasadena, 2007.
- [154] Savage, S.B., Hutter, K. (1989), The motion of a finite mass of granular material down a rough incline, *J. Fluid. Mech.*, **199**, 177–215.
- [155] Sassa, K., (1985), The mechanism of debris flows : San Francisco, California, Proceedings, *XI International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering*, **1**, 1173–1176.
- [156] Sassa, K., (1988), Geotechnical model for the motion of landslides (Special lecture), Landslides, in Bonnard, C., ed. : Proceedings, *5th International Symposium on Landslides*, **1**, 37–56.
- [157] Savage, S.B., and Hutter, K., (1989) The motion of a finite mass of granular material down a rough plane, *J. Fluid. Mech.* **199**, 177–215.
- [158] Schenk, P. M. and Bulmer, M. H. (1998), Origin of Mountains on Io by Thrust Faulting and Large-Scale Mass Movements, *Science*, **279**, 1514–1517.
- [159] Schorghofer N., Aharonson O., and S. Khatiwala, (2002) Slope streaks on Mars : Correlations with surface properties and the potential role of water, *Geophys. Res Lett.* **29**, (23), 2126.
- [160] Schorghofer, N. and Edgett, K. S. (2006), Seasonal surface frost at low latitudes on Mars, *Icarus*, **180**, 321–334.
- [161] Schorghofer N., Aharonson, O., Gerstell, M.F., Tatsumi, L. (2007), Three decades of slope streak activity on Mars, *Icarus*, **191**, 132–140.
- [162] Schultz, R.A. (1991), Structural development of Coprates Chasma and western Ophir Planum, Valles Marineris Rift, Mars, *Journal of Geophysical Research*, **96**, 22777.
- [163] Schultz, R.A. (1995), Gradients in extension and strain at Valles Marineris, Mars, *Planetary and Space Science*, **43**, 1561–1566.
- [164] Schultz, R.A. (1998), Multiple-process origin of Valles Marineris basins and troughs, Mars, *Planetary and Space Science*, **46**, 827–834.
- [165] Shaller, P. J., Murray, B. C., Albee, A.L. (1989), Subaqueous Landslides on Mars ?, *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, 990.
- [166] Shaller, P. J. (1991), Analysis and implications of large Martian and terrestrial landslides, [Ph.D Thesis], *California Inst. of Tech., Pasadena*.
- [167] Shaller, P.J., Smith-Shaller, A., 1996. Review of proposed mechanisms for Sturzstroms (long-runout landslides). In : Abott, P.L., Semour, D.C. (Eds.), *Sturzstroms and Detachment Faults, Anbza- Boreego Desert State Park, California. South Coast Geol. Soc., Santa Ana*, pp. 185–202.

- [168] Shinbrot, T., Duong, N-H, Kwan, L., Alvarez, M. M. (2004), Dry granular flows can generate surface features resembling those seen in Martian gullies, *PNAS*, **101**, (23), 8542–8546.
- [169] Shreve, R.L., (1968). Leakage and fluidisation in air-layer lubricated avalanches. *Geol. Soc. Am. Bull.* **79**, 653–658
- [170] Siavoshi, S. and Kudrolli A. (2005), Failure of a granular step, *Phys. Rev. E*, **71**, 051302.
- [171] Smith D.E. and Zuber M.T. (1999), The relationship of the MOLA topography of Mars to the mean atmospheric pressure, *Bulletin of the American Astronomical Society*, **31**, 67.
- [172] Sosio, R., Crosta, G.B., Hungr, O. (2008), Complete dynamic modeling calibration for the Thurwieser rock avalanche (Italian Central Alps), *Engineering Geology*, **100**, 11–26.
- [173] Soukhovitskaya, V. and Manga, M. (2006), Martian landslides in Valles Marineris : Wet or dry ?, *Icarus*, **2**, 348–352.
- [174] Stein, A., Van der Meer, F., Gorte (2002), Spatial Statistics for remote sensing, *Springer Eds.*
- [175] Sullivan, R., P. Thomas, J. Veverka, M. Malin, and K. S. Edgett, (2001) Mass movement slope streaks imaged by the Mars Orbiter Camera, *J. Geophys. Res.*, **106**, 23,607–23,633
- [176] Suriach, E., Furdada, G., Sabot, F., Biescas, B., and Vilaplana, J.M. (2001), On the characterization of seismic signals generated by snow avalanches for monitoring purposes, *Annals of Glaciol.*, **32**(1) 268–274(7).
- [177] Treiman, A. H. (2003), Geologic settings of Martian gullies : Implications for their origins, *Journal of Geophysical Research*, **108**, E4, 8031, doi :10.1029/2002JE001900.
- [178] Torson, J.M. and Becker, K.J. (1997), ISIS - A Software Architecture for Processing Planetary Images (abs.), *28th Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, 1443–1444.
- [179] Védié, E., Costard, F., Font M. and Lagarde, J.L. (2008), Laboratory simulations of Martian debris flows over sand dunes, *Geophys. Res. Lett.*, **35**, 21.
- [180] Vilajosana, I., Suriacha, E., Khazaradze, G., and P. Gauerb (2007), Snow avalanche energy estimation from seismic signal analysis, *Cold Regions Sci. Tech.*, **50**(1-3), 72–85.
- [181] Voellmy, A. (1955) Über die Zertörungskraft von Lawinen, *Schweizerische Bauzeitung*, **73**.
- [182] Wessel, P. and Smith, W. H. F. (1991), Free software helps map and display data, *EOS Trans. AGU*, **72**, 441.
- [183] Wieczorek, M. A. and Le Feuvre, M. (2009), Did a large impact reorient the Moon ?, *Icarus*, **200**, 358–366.

- [184] Zuber, M.T. and Smith, D.E. and Solomon, S.C. and Muhleman, D.O. and Head, J.W. and Garvin, J.B. and Abshire, J.B. and Bufton, J.L., (1992), The Mars Observer laser altimeter investigation, *Journal of Geoph. Research*, 97, 7781–7797.

Table des figures

1.1	Glissements de terrain observés sur différents corps planétaires	2
1.2	Relations entre hauteur maximale d’effondrement, longueur d’arrêt et volume	4
1.3	Comparaison entre simulation numérique et expérience en laboratoire d’un étalement de colonne cylindrique	6
1.4	Modélisation numérique du glissement de Six des Eaux Froides.	7
1.5	Paramètres morphométriques 2D d’un glissement de terrain	7
1.6	Friction effective en fonction du rapport d’aspect	8
1.7	Aire des dépôts de glissements de terrain en fonction de l’énergie potentielle	8
1.8	Carte de Valles Marineris	11
1.9	Image HRSC d’Ophir Chasma, Mars	11
1.10	Ravines martiennes	12
1.11	Image HiRISE de « slope streaks »	12
2.1	Référentiel et variables utilisées dans le modèle	19
2.2	Évolution de l’effondrement d’une masse le long d’un profil topographique.	23
2.3	Comparaison des temps itératifs entre versions MPI et séquentielle	24
2.4	Comparaison de l’évolution d’une masse entre versions MPI et séquentielle	25
2.5	Comparaison de l’évolution du profil de vitesse entre versions MPI et séquentielle	25
2.6	Comparaison de l’évolution du profil de vitesse filtrée à 0.01m entre versions MPI et séquentielle	26
2.7	Comparaison de l’évolution du profil de vitesse filtrée à 0.5m entre version MPI et séquentielle	26
2.8	Différence de vitesse entre versions MPI et séquentielle	27
2.9	Tests de la version MPI du code.	27
2.10	Champ normal de la topographie	28
2.11	Conditions initiales du test analytique du barrage	30
2.12	Comparaison entre solution numérique et solution analytique	31
2.13	Comparaison des modèles $RASH^{3D}$ et $SHALTOP$	31
2.14	Expérience d’effondrement de colonne	32
2.15	Protocole expérimental d’Iverson.	34
2.16	Comparaison entre modélisation et expérience sur chenal 3D	34
2.17	Agrandissement sur la comparaison entre modélisation et expérience sur chenal 3D	35

2.18	Champ de vitesse simulé en amont du modèle topographique	36
2.19	Photographie du glissement de Shum Wan (depuis GEO, Hong Kong).	37
2.20	MNT du glissement de Shum Wan	38
2.21	Modélisation du glissement de Shum Wan	39
2.22	Photographie du glissement Fei Tsui (depuis GEO, Hong Kong).	40
2.23	MNT du glissement de terrain Fei Tsui	40
2.24	Modélisation du glissement de tarrain de Fei Tsui	41
2.25	Comparaison entre lois de comportements pour le glissement Fei Tsui	43
2.26	Glissement de terrain de Frank (Photo du Frank Slide Interpretive Centre).	44
2.27	MNT de Frankslide	45
2.28	Résultats de simulations du glissement de Frank Slide avec la loi de Coulomb ($\delta = 14^\circ$) . . .	45
2.29	Résultats de simulations du glissement de Frank Slide avec la loi de Coulomb ($\delta = 12^\circ$) . . .	46
2.30	Résultats de simulations du glissement de Frankslide avec la loi de Pouliquen	46
2.31	Champ de vitesse de l'effondrement de Frank	48
2.32	Résultats de simulations du glissement de Frank avec la loi de Voellmy	49
3.1	Dépôts de l'avalanche Thurwieser.	54
3.2	Localisation des stations sismiques Fuorn et Berni	55
3.3	Sismogrammes et spectrogrammes de l'avalanche Thurwieser	56
3.4	Dépôts simulés de Thurwieser avec une friction constante.	57
3.5	Filtrage spatial des paramètres de friction pour l'avalanche de Thurwieser.	58
3.6	Dépôts simulés de Thurwieser avec une friction filtrée.	58
3.7	Évolution temporelle issue de la simulation	59
3.8	Résultantes des forces obtenues respectivement de gauche à droite sans et avec la prise en compte du glacier.	60
3.9	Comparaison entre les résultats monosources t multisources	62
3.10	Comparaison en sismogrammes enregistrés et sismogrammes modélisés	63
3.11	Sismogrammes modélisés et filtrés entre 10 et 30 secondes	66
3.12	Sismogrammes modélisés et filtrés entre 20 et 40 secondes	67
3.13	Composantes verticales filtrées	68
3.14	Effet de l'angle de friction sur les ondes sismiques modélisées	69
3.15	Effet de la courbure topographique sur les ondes sismiques modélisées	69
4.1	Spectres de réflectance d'une image THEMIS-IR	77

4.2	Images multispectrales THEMIS-IR drapées sur un MNT HRSC	78
4.3	Comparaison des empreintes au sol des données martiennes	79
4.4	Description d'une image ISIS	81
4.5	Exemple de vignettage	83
4.6	Exemples de calibration d'images CTX et MOC	85
4.7	Exemples d'image projetée MOC (n° R0600915).	87
4.8	Comparaison entre les MNT MOLA et HRSC	90
4.9	Géométrie d'un modèle stéréoscopique.	91
4.10	Stations de travail stereo au RPIF de Londres	91
4.11	Identification des points homologues par SOCET SET	93
4.12	Points MOLA sur image HiRISE.	94
4.13	Paire d'images HiRISE.	94
4.14	Images HiRISE épipolaires.	95
4.15	Comparaison MOLA/HiRISE 2.	96
4.16	Comparaison MOLA/HiRISE 1.	97
4.17	Localisation des profils MOLA.	97
4.18	Profils comparatifs MOLA/HiRISE.	98
4.19	Validation du MNT HiRISE.	99
4.23	Comparaison de différents algorithmes d'interpolation pour la reconstruction topographique .	106
4.24	Récapitulatif des grandes étapes pour la reconstruction topographique.	107
4.25	Exemples de topographies pré-glissement reconstruites	108
5.2	Simulation de levées	114
5.4	Description du modèle topographique T1	117
5.5	Simulations avec le modèle topographique T1	118
5.6	Le champ de vitesse simulé sur topographie T1 avec modèle R1.	119
5.7	Composantes de la vitesse modélisée avec la topographie T1 et le modèle R1	120
5.7	(suite de la Figure 5.7)	121
5.7	(suite et fin de la Figure 5.7)	121
5.8	Aggrandissement sur les ondulations observées dans l'écoulement sur topographie modèle T1.	122
5.9	Profils de l'épaisseur et de la vitesse sur les ondulations	122
5.10	Image HiRISE d'une ravine détournée d'un obstacle	123
5.11	Simulation des dépôts sur topographie T2 avec le modèle R1	124
5.12	Aggrandissement sur le champ de vitesse modélisé pour la topographie T2.	124

5.14	Comparaison entre le modèle R3 et le modèle R1 sur topographie T3	126
5.15	Description du modèle topographique T4.	128
5.16	Simulation sur une topographie T4 avec le modèle R1.	128
5.17	Simulation sur topographie T4 avec modèle R1, R2 et R3.	129
5.18	Image HiRISE de la ravine de Centuri Montes.	130
5.19	Aggrandissement sur les dépôts de la ravine	131
5.20	Écoulements granulaires secs observés sur l'une des dunes de Kelso.	132
5.21	Comparaison entre simulation et observation de ravine martienne.	132
5.23	Bilan des forces dans la modélisation de la ravine martienne	134
5.24	Image HiRISE d'un slope streak	135
5.25	Front d'un slope streak	136
5.26	Dépôts modélisés avec différents modèles d'un slope streaks	137
5.26	(suite de la figure 5.26)	138
5.26	(suite et fin de la figure 5.26)	138
5.27	Aggrandissement sur le front du dépôt simulé	139
5.28	Image Spot de ravines en Islande	140
6.1	Topographie modèle à 2D	147
6.2	$\Delta L/L_i$ en fonction de a pour différents δ	148
6.3	$\Delta L/L_i$ en fonction de a pour différents θ	148
6.4	Validité de la mobilité	150
6.5	Runout en fonction du rapport d'aspect initial	154
6.6	Analyse géologique du glissement Ophir Chasma	156
6.7	Comparaison entre simulation et observation	157
6.8	Mobilité ($\Delta L/H_i$) en fonction du rapport d'aspect a	160
7.1	Carte topographique de Valles Marineris	170
7.2	images THEMIS-IR des glissements de terrain étudiés	171
7.3	Agrandissement sur les versants de Coprates chasma	172
7.4	Étapes de reconstruction de la topographie	176
7.5	Image THEMIS IR sur les dépôts du glissement de Ius Chasma	178
7.6	Géométries des topographies modèles pour les tests 2D	180
7.7	Lois d'échelles obtenues depuis les tests 2D	181
7.8	Géométries de rupture à 3D	184

7.8	Résultats des tests 3D	185
7.9	Profils topographiques des dépôts simulés avec différentes géométries de rupture	185
7.10	Loi d'échelles issues des tests numériques 3D	186
7.11	Résultats des étapes de reconstruction topographique	187
7.12	Distance de runout en fonction du rapport d'aspect pour quelques glissements martiens	188
7.13	Comparaison entre observations et simulations numériques des glissements de terrain martiens.	189
7.14	Comparaison entre loi de friction de type Coulomb et de type Pouliquen	190
7.15	Images THEMIS IR de jour et de nuit sur le glissement de Coprates Chasma.	194
7.16	Carte structurale de Valles Marineris	195
8.1	Profil Sharad sur Valles Marineris	205

Liste des tableaux

2.1	Vitesses obtenues dans la simulation au cours du temps avec $\bar{u}$, la vitesse moyenne, U_{max} la vitesse maximale et σ l'écart-type.	38
2.2	Récapitulatif des vitesses simulées pour le glissement de Fei Tsui	42
2.3	Récapitulatif sur les vitesses modélisées pour le glissement Frank slide	47
4.1	Estimation des propriétés thermiques des matériaux de composition basaltique rencontrés sur Mars. La granulométrie et le degré d'induration varient selon les exemples. D'après [Mellon et al., 2000].	77
4.2	Récapitulatif des données d'imagerie avec leurs principales caractéristiques.	77
4.3	Récapitulatif des paramètres photométriques des images CTX	103
5.1	Récapitulatif des vitesses pour le modèle topographique T1	120
7.1	Récapitulatif des données utilisées	177
7.2	Récapitulatif des paramètres morphologiques des dépôts de glissements de terrain martiens	188
7.3	Récapitulatif des bilans de masse	192

