



**HAL**  
open science

# Etude du Rôle des Hétérogénéités Structurales et de l'Altération sur la Déstabilisation des Massifs Rocheux par une Approche Couplée de Modélisation Physique et Numérique

Thomas Bois

► **To cite this version:**

Thomas Bois. Etude du Rôle des Hétérogénéités Structurales et de l'Altération sur la Déstabilisation des Massifs Rocheux par une Approche Couplée de Modélisation Physique et Numérique. Sciences de la Terre. Université Nice Sophia Antipolis, 2010. Français. NNT : . tel-00544052

**HAL Id: tel-00544052**

**<https://theses.hal.science/tel-00544052>**

Submitted on 7 Dec 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.

UNIVERSITE DE NICE-SOPHIA ANTIPOLIS - UFR SCIENCES  
Ecole Doctorale des Sciences Fondamentales et Appliquées

## T H E S E

pour obtenir le titre de  
**Docteur en Sciences**  
de l'UNIVERSITE de Nice-Sophia Antipolis

Discipline : Sciences de la Terre

Présentée et soutenue par  
**Thomas BOIS**

Etude du Rôle des Hétérogénéités Structurales et de l'Altération sur la  
Déstabilisation des Massifs Rocheux par une Approche Couplée de  
Modélisation Physique et Numérique

Thèse dirigée par **Stéphane BOUISSOU et Alexandre CHEMENDA**

Soutenue le *14 Juin 2010*

### Jury :

<b>BAILLET Laurent</b>	Professeur, Université Joseph Fourier, Grenoble	Rapporteur
<b>JABOYEDOFF Michel</b>	Professeur, Université de Lausanne	Rapporteur
<b>GUNZBURGER Yann</b>	Maître de Conférences, Ecole des Mines de Nancy	Examineur
<b>ROSSER Nick</b>	Assistant Professeur, Université de Durham	Examineur
<b>STEPHAN Jean-François</b>	Professeur, Université de Nice Sophia Antipolis	Examineur
<b>BOUISSOU Stéphane</b>	Professeur, Université de Nice Sophia Antipolis	Co-directeur
<b>CHEMENDA Alexandre</b>	Professeur, Université de Nice Sophia Antipolis	Co-directeur









UNIVERSITE DE NICE-SOPHIA ANTIPOLIS - UFR SCIENCES  
Ecole Doctorale des Sciences Fondamentales et Appliquées



T H E S E

pour obtenir le titre de  
**Docteur en Sciences**  
de l'UNIVERSITE de Nice-Sophia Antipolis

Discipline : Sciences de la Terre

Présentée et soutenue par  
**Thomas BOIS**

Etude du Rôle des Hétérogénéités Structurales et de l'Altération sur la  
Déstabilisation des Massifs Rocheux par une Approche Couplée de  
Modélisation Physique et Numérique

Thèse dirigée par *Stéphane BOUISSOU et Alexandre CHEMENDA*

Soutenue le *14 Juin 2010*

**Jury :**

<b>BAILLET Laurent</b>	Professeur, Université Joseph Fourier, Grenoble	Rapporteur
<b>JABOYEDOFF Michel</b>	Professeur, Université de Lausanne	Rapporteur
<b>GUNZBURGER Yann</b>	Maître de Conférences, Ecole des Mines de Nancy	Examineur
<b>ROSSER Nick</b>	Assistant Professeur, Université de Durham	Examineur
<b>STEPHAN Jean-François</b>	Professeur, Université de Nice Sophia Antipolis	Examineur
<b>BOUISSOU Stéphane</b>	Professeur, Université de Nice Sophia Antipolis	Co-directeur
<b>CHEMENDA Alexandre</b>	Professeur, Université de Nice Sophia Antipolis	Co-directeur



# **Etude du Rôle des Hétérogénéités Structurales et de l'Altération sur la Déstabilisation des Massifs Rocheux par une Approche Couplée de Modélisation Physique et Numérique.**

## **Résumé.**

Les déformations et ruptures gravitaires sont des processus d'évolution communs à tout massif rocheux, et se produisant à différentes échelles.

Il est largement admis que ces processus sont influencés par différents facteurs parmi lesquels les hétérogénéités structurales préexistantes (hérités de l'histoire géologique du massif) et les processus d'altération physico-chimique sont de premier ordre. Cependant, l'influence respective de ces paramètres reste floue.

Pour avancer dans ce domaine, nous avons utilisé une approche couplée de modélisation physique et numérique en deux et trois dimensions, en nous basant sur deux exemples naturels bien documentés que sont le glissement de La Clapière (Alpes-Maritimes, France) et les écroulements de Randa (canton du Valais, Suisse).

Le premier objectif de cette thèse a été l'amélioration de la technique de modélisation physique existante afin de pouvoir d'une part introduire un grand nombre de discontinuités (fractures et failles) dans des modèles physiques, et d'autre part afin de produire des modèles en trois dimensions présentant une topographie réaliste issue de modèles numériques de terrain.

Un protocole expérimental de modélisation numérique a ensuite été développé afin d'étudier l'effet de l'altération physico-chimique sur la perte de stabilité des versants rocheux et ce, à grande échelle.

Les résultats ont montré, au travers de l'application de la méthode couplée de modélisation physique et numérique (en deux et trois dimensions) que les failles et fractures affectant un massif rocheux (et héritées de son histoire géologique) sont des structures influençant fortement la cinématique des déstabilisations gravitaires, notamment au travers des paramètres propres de ces structures (géométrie, persistance et densité). Il a également été montré que la topographie tridimensionnelle (de premier et de second ordre) ainsi que les propriétés mécaniques à grande échelle (incluant l'altération) ont une grande influence sur le volume mobilisé lors des déstabilisations de versant.

**Mots clés :** Mouvements gravitaires, hétérogénéités structurales, altération physico-chimique, modélisation.



**Study of the influence of inherited structural heterogeneities and alteration on gravitational slope failure, using a coupled 2-D and 3-D physical and numerical modelling approach.**

Abstract.

Gravitational slope failures are common phenomena involving all rock slopes, at various scales.

It is widely accepted that different factors exert an influence on those gravitational process. Among these, structural heterogeneities (inherited from the geological history of the massif) and alteration/weathering process are of first order. However, the relative influence of those parameters is still poorly constrained.

To tackle this question, a coupled physical and numerical modelling approach has been developed, considering both two and three dimensional models based on two natural examples : the La Clapière landslide (Alpes Maritimes, France) and the 1991 Randa rockslides (Valais, Switzerland).

The first goal of this PhD Thesis was to improve the existing physical modelling technique, on the one hand in order to introduce a wide/realistic number of discontinuities in physical models, and on the other hand to perform 3-D physical models based on realistic topographies (using DTM data).

Then a numerical experimental process was carried out in order to study the influence of large scale alteration on gravitational slope failure.

Results have shown that faults and joints, affecting rock structures, have a strong influence on gravitational failure kinematics and especially through their geometry, persistence and density. It has also been shown that 3-D topography (of first and second order), and large scale mechanical properties (including alteration process) have a major influence on mobilized volume during slope destabilisation.

**Key words:** Gravitational movements, structural heterogeneities, alteration, physical and numerical modelling approach.









## **Remerciements :**

En préambule, que le lecteur n'hésite à aucun moment à passer cette page qui n'est que l'expression de mon désir de remercier ceux qui pour moi comptent, car après tout si les pages qui suivent sont miennes autant que vôtres, je compte m'approprier égoïstement celle-ci.

Tout d'abord je souhaite exprimer mes sincères remerciements aux membres du jury pour le temps qu'ils ont accepté de consacrer à l'évaluation de ce travail.

Merci également aux encadrants de cette thèse, que sont Stéphane Bouissou et Alexandre Chemenda, au contacte desquels j'ai appris beaucoup.

J'adresse un Merci tout particulier à Thomas Lebourg. Sans être officiellement un « troisième directeur », tu m'as aidé et parfois même soutenu tout comme. Merci pour ta confiance, pour ta patience, pour ta franchise, pour ton temps... en bref, merci.

Merci aussi à Damien Bachmann qui prit de son temps durant sa thèse pour, patiemment, former l'étudiant de licence souillons que j'étais. Merci pour ta bonne humeur, merci pour tes « coups de gueule » qui m'auront appris à travailler proprement. Une partie de ce travail t'est (pleinement) dû.

Merci à Hervé Jomard, qui fut alternativement encadrant de stage, voisin de bureau et (surtout) camarade. Que de bons souvenirs dans ce « bureau du bas ».

Merci à tous mes collègues (et camarades) qu'ils soient « bébés » docteurs, doctorants, ou « ingénieur du sismo des écoles » : Perrine (dit Popo) pour ta bonne humeur, ton entrain et ton « humour involontaire » affectueusement baptisé « Popolinades ». A Guillaume, avec qui je « fis mes armes » depuis les bancs du DEUG. A Samyr, Mika, Kev', Max, Swann, Jess' et tous les autres : merci à vous pour les pauses café et les « délires » qui eurent lieu à ces moments de détente nécessaires.

Merci à mes amis, qui n'ont pas toujours compris ce que je faisais exactement, qui m'ont amicalement chambré, mais qui m'ont toujours encouragé (que ce soit verbalement ou de par leur simple présence).

Parce que je me dois de finir par les meilleurs, que ceux qui précèdent n'en prennent pas ombrage, mes éternels remerciements vont à ma famille.

Tout d'abord à mes frères Romuald et Alexis : A toi mon aîné, j'ai tenu la promesse que je t'avais faite, merci de m'y avoir aidé de bien des façons. A toi mon cadet, merci d'avoir toujours été toi, merci d'avoir toujours été là.

Merci à toi ma Lucie, ma douce, ma princesse. Dans mes heures sombres tu as toujours été un phare, sans doute bien plus que tu ne le crois.

Enfin, à vous mes parents. Il est des choses que les simples mots ne savent exprimer de manière satisfaisante. Au regard de tout ce que vous m'avez donné, de tout ce que vous avez fait, un simple merci apparaît par trop dérisoire. J'espère simplement du plus profond de mon cœur que vous êtes aussi fières de moi que je le suis de vous.

*Merci à tous les miens, qu'ils soient ou furent.*



# Table des Matières

<i>Introduction Générale</i>	25
<b>Chapitre I</b>	<b>29</b>
<b>1.1 Introduction</b>	<b>30</b>
<b>1.2 Les mouvements gravitaires en milieux rocheux</b>	<b>31</b>
1.2.1 Les Deep Seated Gravitational Slope Deformation (DSGSD)	31
1.2.2 Les Deep Seated Landslides	34
1.2.3 Les chutes de bloc et écroulements rocheux	38
1.2.4 Bilan sur la rupture des versants	41
<b>1.3 Les méthodes d'investigation</b>	<b>43</b>
1.3.1 Les études de terrain	43
1.3.2 Les études a posteriori : équilibre limite, cinématiques et simulations numériques d'écroulements	45
1.3.3 Les études de modélisation mécanique tenant compte de la déformabilité des matériaux	48
1.3.3.1 Les modèles numériques	48
1.3.3.2 Les modèles physiques	50
<b>Chapitre II : Protocoles expérimentaux</b>	<b>55</b>
<b>2.1 Introduction</b>	<b>56</b>
<b>2.2 Modélisation physique</b>	<b>56</b>
2.2.1 Généralités	56
2.2.2 Failles et fractures	61
2.2.3 Topographie	64
<b>2.3 Modélisation numérique</b>	<b>71</b>
<b>Chapitre III : Résultats expérimentaux</b>	<b>77</b>
<b>3.1 Introduction</b>	<b>78</b>
<b>3.2 Article 1: Influence of major inherited faults zones on gravitational slope deformation: a two-dimensional physical modelling of the La Clapière area (Southern French Alps).</b>	<b>81</b>
3.2.1 Abstract	81
3.2.2 Introduction	82
3.2.3 Field data	82
3.2.4 Experimental Setup and Procedure	85
3.2.5 Results	87
3.2.5.1 Progressive failure analysis:	87
3.2.5.2 Displacement analysis:	97
3.2.6 Discussion	100
3.2.6.1 Comparison between models and the Argentera-Mercantour massif:	100
3.2.6.2 Sensitivity of rock slope gravitational deformation to large pre-existing fault:	101
3.2.7 Conclusion	103
3.2.8 References	105
<b>3.3 Article 2: Influence of tectonic fractures zones on gravitational rock slope failures: New insights from 2-D physical modeling.</b>	<b>109</b>
3.3.1 Abstract	109
3.3.2 Introduction	110
3.3.3 Geological setting	111
3.3.4 Experimental Setup and Procedure	112
3.3.5 Results	115
3.3.6 Discussion	123
3.3.7 Conclusion	124
3.3.8 References	126

<b>3.4 Article 3: Influence of structural heterogeneities and of large scale topography on gravitational rock slope failures: New insights from 3-D physical modeling.</b>	<b>129</b>
3.4.1 Abstract	129
3.4.2 Introduction	130
3.4.3 Geological setting	130
3.4.4 Experimental Setup	132
3.4.5 Results	135
3.4.5.1 Experiment 1 (Figure 3-21a and Figure 3-21a'): Homogeneous Model (homogeneously fractured at scale).	135
3.4.5.2 Experiment 2 (Figure 3-22a and 3-22a'): Model with 2 sets of same length factures.	137
3.4.5.3 Experiment 3(Figure 3-23a and 3-23a'): Model with 5 sets of same length factures.	139
3.4.6 Discussion and conclusion	141
3.4.7 References	143
<b>3.5 Article 4: Numerical modelling of the gravity-induced destabilization of a slope: The example of the La Clapière landslide, southern France</b>	<b>147</b>
3.5.1 Abstract	147
3.5.2 Introduction	148
3.5.3 Geological framework	148
3.5.4 Numerical modelling	152
3.5.4.1 Setup of numerical simulation and the constitutive model:	152
3.5.4.2 Results:	154
3.5.5 Discussion and conclusions	157
3.5.6 References	161
<b>3.6 Modèles Numériques 3-D du secteur de Randa (Valais, Suisse)</b>	<b>167</b>
<b><i>Chapitre 4 : Discussion et perspectives</i></b>	<b>175</b>
<b>4.1 Synthèse des résultats</b>	<b>176</b>
4.1.1 Influence des paramètres propres au(x) réseau(x) de fractures	176
4.1.2 Influence de la topographie	179
4.1.3 Influence de l'altération	179
4.1.4 Conclusion partielle	181
<b>4.2 Perspectives</b>	<b>181</b>
4.2.1 Amélioration des outils de modélisation	181
4.2.2 Amélioration des connaissances sur l'altération	182
4.2.3 Prise en compte de grandes échelles de temps dans les modèles	182
<b><i>Conclusion Générale</i></b>	<b>187</b>
<b><i>Bibliographie</i></b>	<b>191</b>
<b><i>Annexes</i></b>	<b>207</b>
<b>Annexe 1 : 3D Physical Modeling of DeepSeated Landslides: new technique and first results</b>	<b>208</b>
<b>Annexe 2: Stéréophotogrammetrie</b>	<b>229</b>





## Table des Figures

<i>Figure 1-1 : Exemple de morphostructures caractéristiques des DSGSD d'après Agliardi et al. (2001)</i>	32
<i>Figure 1-2 : Localisation du DSGSD du Mt Watles modifiée après Agliardi et al., 2009 (modifiée)</i>	33
<i>Figure 1-3 : Coupe interprétative du DSGSD du Mt Wastle le long du profil AA' présenté sur la figure 1-2. Cette coupe est partiellement basée sur les travaux de Froitzheim et al. (1997), présentant les principales structures géologiques d'après Agliardi et al., (2009).</i>	33
<i>Figure 1-4 : Schéma d'un glissement rotationnel en milieux rocheux</i>	35
<i>Figure 1-5: Glissement rotationnel du flanc du mont St Helens lors de l'éruption volcanique du 18 Mai 1980. (Document USGS. Photos Gary Rosenquist: <a href="http://volcanoes.ungs.gov/Hazards/What/Landslides/">http://volcanoes.ungs.gov/Hazards/What/Landslides/</a>). Les photographies de (a) à (e) présentent l'évolution au cours du temps.</i>	35
<i>Figure 1-6: Coupe interprétative Nord-Sud représentant le Mont St Helens au moment de la rupture (8 h 32 heure locale) le 18 Mai 1980 d'après Glicken, 1996 (modifié).</i>	36
<i>Figure 1-7 : Schéma d'un glissement rocheux translationnel d'après Besson, 1996 (modifié).</i>	37
<i>Figure 1-8 : Le glissement de Vajont vu depuis l'amont (photo E. Bromhead)</i>	38
<i>Figure 1-9 : Schéma d'un éboulement rocheux d'après Besson, 1996 (modifié).</i>	39
<i>Figure 1-10 : Les Rochers de Valabres d'après Gunzburger et al., 2005 (modifié). L'échelle de la photographie est donnée par une voiture sur la route passant au pied du versant et aujourd'hui désaffectée</i>	40
<i>Figure 1-11 : Destruction de l'une des piles de pont suite à l'écroulement de Mai 2000, d'après Gunzburger et al., 2003 (modifié)</i>	40
<i>Figure 1-12 : Schéma de pentes cataclinal et anacclinal d'après Cruden (2003, modifié et simplifié)</i>	42
<i>Figure 1-13 : schéma récapitulatif des principales forces macroscopiques mises en œuvre lors de la déstabilisation d'un versant d'après Besson, 1996</i>	46
<i>Figure 1-14 : Modèle numérique 3D simulant l'éboulement de la falaise du Grossgugger au cours du temps d'après Sartori et al., 2003 (modifié). (a) à (e) écroulement du 18 avril 1991. (f) à (i) second écroulement du 9 mai 1991.</i>	47
<i>Figure 1-15 : Schéma d'un dispositif expérimental de modélisation physique des avalanches rocheuses d'après Manzella et Labiouse, 2009 (modifié)</i>	51
<i>Figure 2-1 : Courbe contrainte / déformation du matériau Slope 1 pour une température d'expérimentation de 20 °C et 23 °C lors d'un essai de compression uniaxiale</i>	58
<i>Figure 2-2 : Graphique présentant la variation de la résistance en compressive uniaxiale (<math>\sigma_c</math>) et de la résistance uniaxiale en traction (<math>\sigma_t</math>) en fonction de la température.</i>	59
<i>Figure 2-3 : Schéma du dispositif de chargement gravitaire discret d'après Bachmann, 2006 (modifié). (1) le modèle ; (2) la plateforme mobile supportant le modèle ; (3) l'amortisseur progressif ; (4) les rails d'aluminium guidant la chute libre de la plateforme ; (5) des roulements à billes.</i>	60



<i>Figure 2-4 : Courbe d'accélération (mesurée à l'accéléromètre) imposée au modèle par le dispositif de chargement discret.</i>	61
<i>Figure 2-5 : (a) Ouvertures pratiquées dans les côtés latéraux d'une boîte en PVC servant à contenir un modèle physique au cours d'une expérience. (b) réseaux de fils servant à créer des fractures tendus au travers des ouvertures de la Figure 2-6a.</i>	62
<i>Figure 2-6 : Dispositif expérimental servant à mesurer la contrainte tangentielle nécessaire à initier le mouvement d'un bloc de matériau Slope 1 sur un autre.</i>	63
<i>Figure 2-7 : Contrainte tangentielle en fonction de la contrainte normale mesurée entre deux blocs de matériau Slope1 lors de l'initiation du mouvement à T=20°C.</i>	64
<i>Figure 2-8 : Photographies d'un modèle en 3-D simplifié. (a) début de la sculpture grâce au racloir visible sur la photo ; (b) modèle fini de sculpter.</i>	65
<i>Figure 2-9 : Photo d'un contre-moule de 22 cm x 20 cm et servant à la réalisation de modèles en trois dimensions basés sur des topographies réalistes. C'est ici une portion de la Matter Valley centrée sur la falaise du Grossgufer.</i>	65
<i>Figure 2-10 : Photographie d'un contre-moule de 22cm par 20 cm en cours d'impression.</i>	66
<i>Figure 2-11: Schéma de la préparation d'un contre-moule avant de pouvoir réaliser des modèles physiques trois dimensions. (a) Couches successives de polymère d'une épaisseur de 0,5 mm empilées les unes sur les autres pour créer le relief désiré (matérialisé par le trait noir). (b) Surface du contre moule après ablation chimique (via de l'acétone) et mécanique (via du papier Emery). L'écart entre la surface topographique « vraie » (trait noir) et la surface topographique du contre-moule est de l'ordre d'une demie couche de polymère (0,25 mm). (c) L'état de surface de l'étape (b) est amélioré via une pellicule de vernis automobile de haute température appliqué en 3 fines couches successives. (d) Le contre-moule est recouvert d'une pellicule de silicone de moulage afin de réduire le couplage entre le matériau analogue Slope1 et le contre-moule.</i>	68
<i>Figure 2-12 : Photographie d'un contre-moule de 22 cm x 20 cm recouvert d'une pellicule de silicone de moulage.</i>	70
<i>Figure 2-13: Photographie d'un modèle complexe et réaliste en trois dimensions d'une partie de la Matter Valley centré sur le secteur de Randa (Valais, Suisse). Une fine couche de sable a été déposée sur la surface en vue d'une exploitation stéréophotogrammétrique (cf Annexe 2).</i>	71
<i>Figure 2-14 : Déconfinement progressif d'un modèle numérique 3-D. De (a) à (d) quatre des étapes du chargement de la masse rocheuse (blocs bleus) par la « disparition » des blocs de chargement (blocs rouges).</i>	73
<i>Figure 2-15 : Exemple de modèles numériques homogènes réalisés avec Flac 3D. Les topographies initiales sont issues de données provenant d'un Modèle Numérique de Terrain. (a) Modèle 2D du versant de La Clapière (Alpes-Maritimes, France) d'après Chemenda et al., 2009 (modifié) ; (b) modèle 3D d'une partie de la Matter Valley centré sur la falaise du Grossgufer (Valais, Suisse).</i>	74
<i>Figure 3-1: The Argentera–Mercantour massif and its deformation. (a) Plan view showing geology, fault and gravitational structures in the Argentera–Mercantour massif; (b) La Clapière landslide; (c) cross section AB on Figure 1a; (d) fracture orientations in the La Clapière landslide after Gunzburger and Laumonier, 2002 (modified).</i>	84

<b>Figure 3- 2: Projection of the physical model boundaries at the field geological cross section.</b>	86
<b>Figure 3-3: Case 1, the homogeneous model. (a) the non-deformed model; (b) the first deformation stage; (c) the last deformation stage.</b>	88
<b>Figure 3-4: Case 2, slope cut by 6 normal listric faults with an inflexion at “shallow” depth. (a) The initial non-deformed model, (b) the first deformation stage; (c) the last deformation stage.</b>	90
<b><u>Figure 3-5: Case 3, slope cut by 6 normal listric faults with an inflexion at depth. (a) The initial non-deformed model; (b) the first deformation stage; (c) the last deformation stage.</u></b>	92
<b>Figure 3-6: Case 4, slope cut by 6 normal listric faults with an inflexion at shallow depth and a thrust fault. (a) The initial non-deformed model; (b) the first deformation stage; (c) the last deformation stage.</b>	94
<b>Figure 3-7: Case 5, slope cut by 6 normal listric faults with deep inflexion and thrust fault. (a) The initial non-deformed model; (b) the first deformation stage; (c) the last deformation stage.</b>	96
<b><u>Figure 3-8: Horizontal and vertical displacements of the topographic surface and at depth at the final deformation step. a) Horizontal displacements at the topographic surface; b) vertical displacements at the topographic surface; c) horizontal displacements at depth; d) vertical displacements at depth. The vertical grey lines correspond to the initial position of the pre-existing normal faults. Dt corresponds to the total horizontal displacement between the initial position of the fault F6, and its final position represented by F6'. Dd corresponds to the total vertical displacement between the initial position of the fault F6, and its final position represented by F6'.</u></b>	99
<b>Figure 3-9: Main failures obtained for all tested configurations.</b>	101
<b>Figure 3-10: Final deformed topographies for each case.</b>	102
<b>Figure 3-11: Synthetic cross section of the Grossgufer Hillside before the two 1991 rockslides.</b>	111
<b>Figure 3-12: a) View from above of the rigid box containing the model (0.14 × 0.14 meter in section). This box is located on the mobile platform of the vertical accelerator and b) cross section of the model corresponding to the West – East cross section of the Grossgufer hillside. Vertical discontinuous fractures have been numbered from V1 near the valley to V9 near the summit, and the sub horizontal fractures from H3 for the deeper to H1 for the shallower.</b>	113
<b>Figure 3:13: Uniaxial stress/strain diagram at temperature <math>T = 20^{\circ}\text{C}</math> and <math>\dot{\epsilon} = 10^{-2} \text{ s}^{-1}</math> showing the mechanical properties of the model material Slope1.</b>	114
<b>Figure 3-14: Experiment 1. a) Initial homogeneous model, b) cross section realized at an early stage of evolution (after 100 acceleration stages) and c) cross section realized at an advanced stage of evolution (after 120 acceleration stages).</b>	116
<b>Figure 3-15: Experiment 2. a) Initial highly pre fractured model with discontinuous same length joints, b) cross section realized at an early stage of evolution (after 100 acceleration stages) and c) cross section realized at an advanced stage of evolution (after 120 acceleration stages).</b>	118

- Figure 3-16: Experiment 3. a) Initial highly pre fractured model with some continuous joints. In this case the fractures assume to have initiated the two Randa rockslides are longer than any others b) cross section realized at an early stage of evolution (after 100 acceleration stages). The first bloc is in blue and the second one on yellow and c) cross section realized at an advanced stage of evolution (after 120 acceleration stages). \_\_\_\_\_ 120**
- Figure 3-17: Experiment 4. a) Initial slightly pre fractured model b) cross section realized at an early stage of evolution (after 100 acceleration stages) and c) cross section realized at an advanced stage of evolution (after 120 acceleration stages). \_\_\_\_\_ 122**
- Figure 3-18: Geographical, geological and structural settings of the Grossguger hillside. (a) Localization of the study area on a general view. (b) part of the Matter valley presenting the modeled zone.. (c) Structural setting of the Grossguger hillside after Willenberg et al., 2008 (modified). \_\_\_\_\_ 131**
- Figure 3-19: (a) the shape used to performed 3-D models. (b) view from above of the rigid pvc box showing strings used to performed fractures in the model. \_\_\_\_\_ 133**
- Figure 3-20: View from above of a 3-D model. Dot-lines represent the different fracture networks. The black line corresponds to cross sections localization. \_\_\_\_\_ 134**
- Figure 3-21: Experiment 1. (a) Initial homogeneous model view from above. (a') corresponding cross section. (b) view from above at an early stage of evolution. (b') corresponding cross section. (c) view from above at an intermediate stage of evolution. (c') corresponding cross section. (d) view from above at an advanced stage of evolution. (d') corresponding cross section. \_\_\_\_\_ 136**
- Figure 3-22: Experiment 2. (a) Initial slightly fractured model view from above. (a') corresponding cross section. (b) view from above at an early stage of evolution. (b') corresponding cross section. (c) view from above at an intermediate stage of evolution. (c') corresponding cross section. (d) view from above at an advanced stage of evolution. (d') corresponding cross section. \_\_\_\_\_ 138**
- Figure 3-23: Experiment 3. (a) Initial highly fractured model view from above. (a') corresponding cross section. (b) view from above at an early stage of evolution. (b') corresponding cross section. (c) view from above at an intermediate stage of evolution. (c') corresponding cross section. (d) view from above at an advanced stage of evolution. (d') corresponding cross section. \_\_\_\_\_ 140**
- Figure 3-24: Structural and hydrological framework of the La Clapière landslide (simplified after Guglielmi et al., 2005). 1, La Clapière landslide; 2, uncompressed toppled zone ( $10^{-3} > K > 10^{-5}$  m/s); 3, low uncompressed zone ( $10^{-8} > K > 10^{-9}$  m/s); 4, major normal faults; 5, minor faults; 6, thrust fault; 7, old scarps; 8, present day scarp; 9, crevices deposits ( $10^{-2} > K > 10^{-3}$  m/s); 10, debris flow; 11, velocity vector with 1996 annual velocity value; 12, perennial spring with water table flow rate, n is the number of the spring, a is the minimal, and b is the maximal flow rate values in l/s. \_\_\_\_\_ 149**
- Figure 3-25: The Clapière landslide. (A) Photo of the landslide; (B) simplified geological section (from (Jomard, 2006)) along the profile AA' in Fig. 2A; (C) toppling of the foliation in the landslide area (simplified and modified after (Gunzburger et Laumonier, 2002)). 1, metamorphic basement; 2, sedimentary deposits; 3, the La Clapière landslide; 4, the foliation. BB' corresponds to the topographic profile used in the numerical models. \_\_\_\_ 150**
- Figure. 3-26: Snapshots of the La Clapière zone showing the landslide evolution from 1938 to 2001. The 1938 picture is taken from a postcard provided by Y. Gunzburger. The 1952 to**

2001 photos are from the Web site: <a href="http://www.lithotheque.ac-aixmarseille.fr/Affleurements_PACA/clapiere_06/CLAP_HISTOIRE.htm">http://www.lithotheque.ac-aixmarseille.fr/Affleurements_PACA/clapiere_06/CLAP_HISTOIRE.htm</a> .	151
<i>Figure 3-27: Evolution of the numerical model for <math>\phi = 30^\circ</math> during progressive reduction of the cohesion. (A) setup; (B) to (G) stages of the model evolution; (H) deformed grid corresponding to the stage (G) and showing the bending (toppling) of the initially vertical grid lines. Color palettes correspond to the accumulated inelastic deformation <math>\bar{\gamma}^p</math> representative of the material damage.</i>	155
<i>Figure 3-28: Two stages of the model run at <math>\phi = 25^\circ</math>: (A) <math>c = 1.6 \times 10^5</math> Pa; (B) <math>c = 2 \times 10^4</math> Pa. The large-scale normal faults are not seen in Fig. 3B, but they are still active. Grey-level palettes correspond to the accumulated inelastic deformation <math>\bar{\gamma}^p</math>.</i>	157
<i>Figure 3-29: Model with idealized linear topography run at <math>\phi = 30^\circ</math> until <math>c = 1 \times 10^4</math> Pa. Grey-level palettes correspond to the accumulated inelastic deformation <math>\bar{\gamma}^p</math>.</i>	157
<i>Figure 3-30: Modèle numérique 3-D à topographie basée sur un MNT de résolution 90 m du secteur de Randa (Valais, Suisse) réalisé au moyen du code de calcul en différences finis FLAC 3D.</i>	167
<i>Figure 3-31: Evolution de la rupture d'une partie de la Matter Valley (modèles centrées sur la falaise du Grossgufer, Valais, Suisse) pour une cohésion initiale de 10 MPa et un frottement interne de (a) <math>10^\circ</math> et (b) <math>30^\circ</math>.</i>	169
<i>Figure 3-32: Evolution complète d'un modèle numérique trois dimensions dont la cohésion initiale vaut 10 MPa et le frottement <math>30^\circ</math> depuis l'apparition de la rupture jusqu'au dernier stade de calcul possible.</i>	170
<i>Figure 3-33: Coupe d'un modèle numérique 3D à <math>30^\circ</math> de frottement interne réalisée pour le dernier cycle de calcul possible et passant par la falaise du Grossgufer et perpendiculaire à la vallée.</i>	171
<i>Figure 3-34: Modèle numérique en éléments finis de la falaise du Grossgufer d'après Eberhardt et al. (2004), présentant la déformation cisailante (<math>\epsilon_{xy}</math>) et le déplacement horizontal correspondant (<math>d_x</math>).</i>	172
<i>Figure 3-35: Diminution de la cohésion et augmentation du frottement interne due à l'augmentation de l'endommagement (visant à simuler une rupture progressive des pont rocheux) d'après Eberhardt et al. (2004).</i>	172
<i>Figure 4-1: Schéma de la vallée de la Tinée et datations géochronologique associées présentant une exhumation différentielle du massif de l'Argentera – Mercantour d'après Sanchez et al. (soumis).</i>	184
<i>Figure 4-2: Geometrie du plis, des failles, des discontinuités et de la pente du glissement de l'Aishihik River. La zone grisée représente la section de pente instable. D'après Brideau et al., 2005</i>	185



# ***Introduction Générale***

Les mouvements gravitaires jouent un rôle majeur dans l'évolution morphologique des chaînes de montagne. C'est l'un des processus d'érosion les plus actifs qui est également à l'origine de catastrophes naturelles pouvant être extrêmement destructrices, tant en terme matériel qu'en vies humaines. Nous pouvons citer pour exemple le glissement de terrain qui eut lieu le 6 septembre 2008 dans un bidonville à l'est du Caire qui fit 69 morts, ou encore l'énorme coulée de boue du 8 septembre 2008 dans le district de Xiangfen, province de Shanxi, en République Populaire de Chine qui coûta la vie à 267 personnes.

L'étude de ces mouvements apparaît donc de première importance tant dans un but de prévention des risques naturels que pour comprendre l'évolution géomorphologique et structurale des chaînes de montagnes. Cette étude se révèle difficile car les mouvements gravitaires sont influencés par de nombreux facteurs tels que la structure géologique du massif (lithologies, failles et fractures), l'évolution du chargement mécanique imposé au versant (exhumation ou enfouissement, sollicitation sismique, régime tectonique), les paramètres climatiques (épisodes glaciaires, précipitations) ou encore l'évolution des propriétés mécaniques du versant (endommagement mécanique et altération physico-chimique).

Cette étude nécessite l'utilisation de méthodes complémentaires parmi lesquelles la modélisation mécanique. Cette approche permet de déterminer les paramètres de premier ordre influençant la déstabilisation des massifs.

La modélisation mécanique comprend à la fois la modélisation numérique et la modélisation physique. Chacune de ces deux approches présente des avantages. Un modèle réalisé avec un code de calcul va permettre de concentrer l'étude sur l'initiation de la rupture, et ainsi de déterminer quel(s) secteur(s) présente(nt) le plus grand risque de déstabilisation. De plus, les codes de calcul permettent de connaître l'intensité du champ de contraintes ou du champ de déformation à tout moment et en n'importe quel point du modèle. Un modèle physique va permettre de travailler en grande déformation et en trois dimensions. Il va ainsi être possible de travailler non plus sur la simple initiation de la rupture mais d'en étudier également la propagation. De plus les modèles physiques sont intrinsèquement tridimensionnels. Ils autorisent également la prise en compte d'un nombre important d'hétérogénéités tels que des failles et fractures. Enfin les modèles physiques permettent de s'affranchir des limites de validité des lois de comportement introduites dans les modèles numériques. Les modèles physiques permettent justement de tester ces lois et donc de les faire évoluer. Il existe donc un réel intérêt à coupler ces deux méthodes.

C'est cette approche couplée de modélisation physique et numérique qui a été utilisée dans le cadre de cette thèse.

La première partie de mon travail a consisté à élaborer un protocole expérimental permettant d'introduire un nombre important de failles et fractures dans un modèle physique en deux ou trois dimensions. J'ai également fait évoluer le protocole existant pour pouvoir prendre en compte des topographies réelles complexes. Les modèles physiques développés en trois dimensions permettent désormais de reproduire des données topographiques, issues de modèles numériques de terrain, réduites d'un facteur d'échelle.

Les modèles sont "déstabilisés" au moyen d'un dispositif de chargement permettant d'augmenter l'accélération de la pesanteur jusqu'à un facteur 50 de manière discrète au sein du modèle.

J'ai ensuite utilisé cette méthode de modélisation afin d'étudier le rôle des hétérogénéités structurales héritées dans la déstabilisation des massifs rocheux. Pour cela nous nous sommes basés sur des cas naturels bien connus et très documentés que sont les éboulements de Randa (Valais, Suisse) et le glissement de La Clapière (Alpes Maritimes, France). L'objectif étant de déterminer comment, et dans quelle mesure, un réseau tridimensionnel de fractures discontinues dans le premier cas, et de grands accidents tectoniques dans le second cas, conditionnent la rupture à l'échelle du versant et du massif.

Les résultats obtenus ont été complétés par des modèles numériques en deux et trois dimensions.

Ce mémoire comporte quatre chapitres. Le premier correspond à un bilan des connaissances au sujet des mouvements gravitaires rocheux. Le second chapitre présente en détail les méthodes de modélisation employées, tant en modélisation physique qu'en modélisation numérique. Le troisième chapitre présente les résultats obtenus sous la forme de quatre articles, complétés par des résultats de modélisation numériques obtenus en trois dimensions. Le quatrième chapitre est lui consacré à une discussion des résultats obtenus, ainsi qu'à une présentation des perspectives qu'ouvre ce travail.





# **Chapitre I**

## **1.1 Introduction**

Diverses classifications ont été proposées afin de faciliter l'étude et la compréhension des mouvements de terrain. L'une des plus communément utilisée est la classification de Varnes (1978), dans laquelle deux grandes catégories de mouvements de terrain sont identifiées en fonction du type de matériau qu'ils impliquent. On y distingue les mouvements affectant les sols (niveaux très superficiels n'excédant pas quelques mètres de profondeur) et ceux affectant les roches (la rupture ayant lieu à des profondeurs allant de plusieurs mètres au kilomètre). Les phénomènes étudiés dans le cadre de cette thèse appartiennent à la seconde de ces catégories; de fait ce sont eux qui vont être détaillés dans la suite de ce chapitre.

Ce type de classification, en fonction de la nature des matériaux impliqués, répond à un besoin géotechnique mais ne permet pas (ou très peu) la compréhension des mouvements classifiés. C'est la raison pour laquelle aujourd'hui la communauté scientifique tend à distinguer les mouvements en fonction des volumes mobilisés et de la cinématique associée. Il existe ainsi trois catégories principales qui seront plus explicitement présentées dans la suite du présent manuscrit. D'une manière générale les plus grands mouvements mobilisent l'ensemble du massif et sont généralement les mouvements les plus lents avec des vitesses de l'ordre de quelques millimètres par an (Terzaghi, 1962 ; Cruden, 1976 ; Agliardi et al., 2001, 2009). Ces mouvements sont regroupés sous l'appellation de "Deep Seated Gravitational Slope Deformation" ou DSGSD. Il existe également les mouvements moins profonds tels que des glissements dont la surface de rupture se situe entre une dizaine et une centaine de mètres de profondeur et dont la vitesse peut varier d'une dizaine à plusieurs centaines de millimètres par an, avec cependant des vitesses pouvant atteindre la centaine de kilomètres par heure en période de crise (déclenchement d'un mouvement majeur). Ces mouvements sont classiquement regroupés sous l'appellation de "Deep-Seated Landslide" (ou DSL). Enfin les mouvements les plus superficiels sont les écroulements de falaise ou des chutes de blocs qui généralement sont des phénomènes très rapides avec des vitesses de déplacement pouvant varier du mètre par heure à plusieurs centaines de mètres par secondes.

Ces différents mouvements vont être présentés dans la suite de ce chapitre en suivant la même démarche : tout d'abord la définition et la description du mouvement seront données, et ensuite un exemple particulier sera présenté.

## **1.2 Les mouvements gravitaires en milieux rocheux**

### **1.2.1 Les Deep Seated Gravitational Slope Deformation (DSGSD)**

Il s'agit de mouvements de terrain lents (de l'ordre de quelques mm/an) (Varnes et al., 2000) et essentiellement définis par des caractéristiques morphologiques tels que : la présence de contre-pentes, un effondrement de la crête donnant l'impression d'une double crête et de crevasses (Zichinsky, 1966 ; Hutchinson, 1988 ; Crosta, 1996 ; Agliardi et al., 2001) (Figure 1-1). Ce type de mouvement est également connu sous le nom de "sagging" (en anglais) ou "sackung" (en allemand).

Bien qu'identifiés en surface de par ces éléments morphologiques, très peu d'informations sont disponibles quand à l'existence et/ou la nature de la rupture en profondeur (si elle existe). Cela implique par voie de conséquence que les volumes mobilisés par ces mouvements sont également mal contraints. Cependant des précisions ont été apportées dans le cadre de la thèse de Damien Bachmann (2006). Il a été montré au moyen de modèles physiques tridimensionnels simples que les volumes mobilisés par les DSGSD sont d'une part fortement influencés par la hauteur du massif et d'autre part par la topographie (Bachmann et al., 2006, 2009). En effet ces auteurs ont montré que la profondeur de la surface de glissement est de l'ordre de la hauteur du massif. Ils ont également montré le rôle tenu par la morphologie de la vallée.

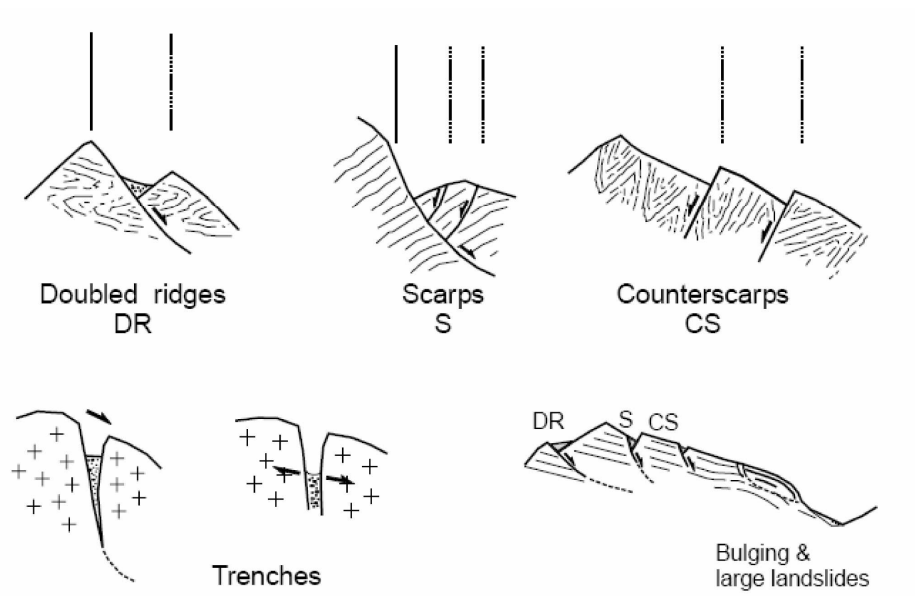


Figure 1-1 : Exemple de morphostructures caractéristiques des DSGSD d'après Agliardi et al. (2001)

Le Mt Watles qui se situe en rive Est de la haute vallée de Venosta, en amont du village de Burgusio dans les Alpes italiennes, est un exemple de DSGSD (Figure 1-2). Le Mt Watles présente de forts reliefs avec des altitudes variant de 1100 mètres à 2555 mètres pour une pente moyenne d'environ 20° dans la partie supérieure et de 25 à 30° dans la partie inférieure de la pente.

Seules les unités métamorphiques de la nappe d'Oetzal (Figure 1-3) sont affectées par les déformations gravitaires. Il s'agit en grande majorité de paragneiss avec intercalation d'orthogneiss et d'amphibolites (Agliardi et al., 2009).

Ce DSGSD occupe un secteur d'environ 10 km<sup>2</sup>. Selon l'interprétation faite par Agliardi et al. (2009), le DSGSD du Mt Watles est un mouvement profond et complexe structuré sur une faille pré existante (la faille de Schlining) située à une profondeur estimée à 500 m sous la surface topographique.

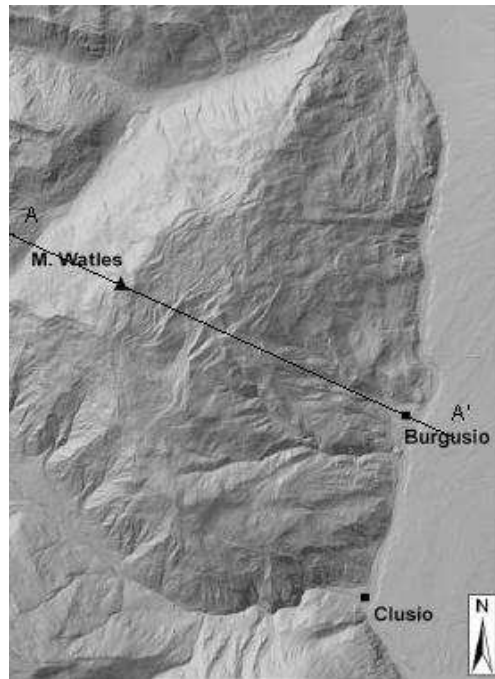


Figure 1-2 : Localisation du DSGSD du Mt Watles modifiée après Agliardi et al., 2009 (modifiée)

La faille préexistante semble donc avoir joué un rôle important dans l'initiation du mouvement (étant une zone de moindre résistance) et dans la délimitation de la zone mobilisée.

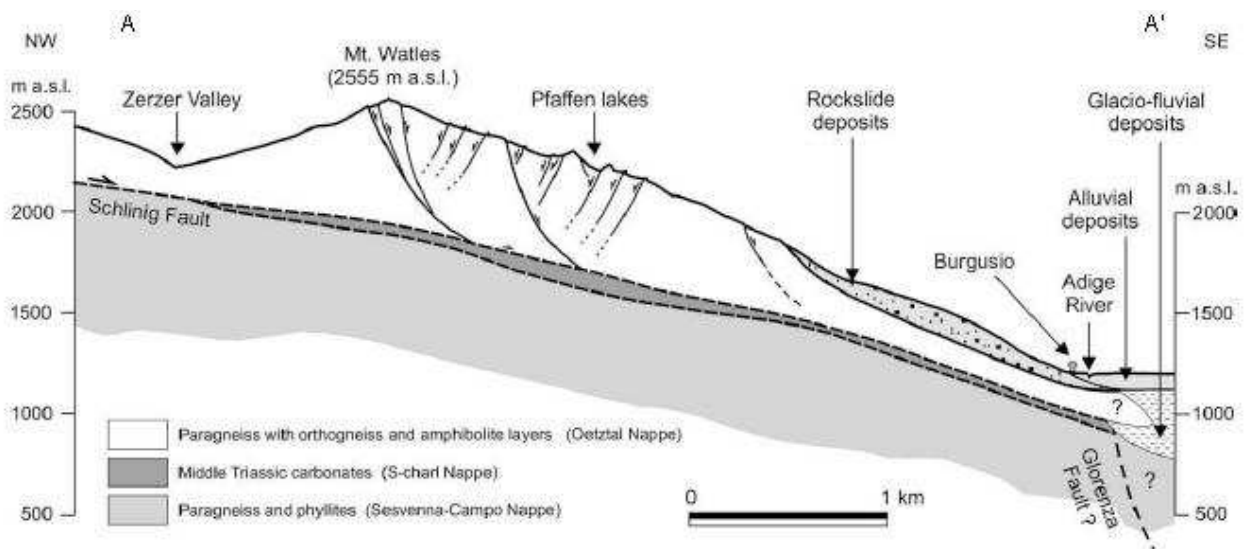


Figure 1-3 : Coupe interprétative du DSGSD du Mt Wastle le long du profil AA' présenté sur la figure 1-2. Cette coupe est partiellement basée sur les travaux de Froitzheim et al. (1997), présentant les principales structures géologiques d'après Agliardi et al., (2009).

### 1.2.2 Les Deep Seated Landslides

Un Deep Seated Landslide se définit comme un mouvement de terrain en milieu rocheux lors duquel il y a déplacement d'une masse plus ou moins cohérente le long d'une surface de rupture. La profondeur de cette surface de rupture atteint au moins la dizaine de mètres (Hutchinson, 1988) et peut aller jusqu'à quelques centaines de mètres (Hutchinson, 1995), comme dans le cas des DSGSD (exemple précédant). Ce qui principalement distingue ces deux types de mouvements est que les DSL ne mobilisent qu'une partie du massif (généralement un versant). De plus certaines morphostructures essentielles associées aux DSGSD sont absentes. Enfin, en règle générale les volumes mobilisés sont moindres dans le cas des DSL.

Les vitesses de tels mouvements peuvent varier de quelques dizaines de mm/an à plusieurs centaines de mm/an, avec cependant des phases d'accélération où les mouvements peuvent atteindre plusieurs centaines de m/h voir km/h (période de catastrophe majeure). Les volumes mobilisés varient en conséquences et peuvent atteindre plusieurs millions de mètres cubes (Julian et Anthony, 1996 ; Brueckl et Parotidis, 2001).

Une distinction est généralement faite entre les glissements de terrain rotationnels (qui sont définis comme des glissements de terrain dont la surface de rupture est circulaire) et translationnels (qui sont définis comme des glissements de terrain pour lesquels la surface de rupture est un plan).

Il s'agit de deux cas limites qui ne sont en conséquence que rarement observés. Généralement la forme d'un glissement de terrain résulte de la combinaison de ces deux cinématiques.

Les glissements rotationnels (Figure 1-4), ou glissement circulaires se produisent généralement dans les milieux homogènes. Il peut s'agir de sol ou de milieu rocheux soit peu soit très fracturés.

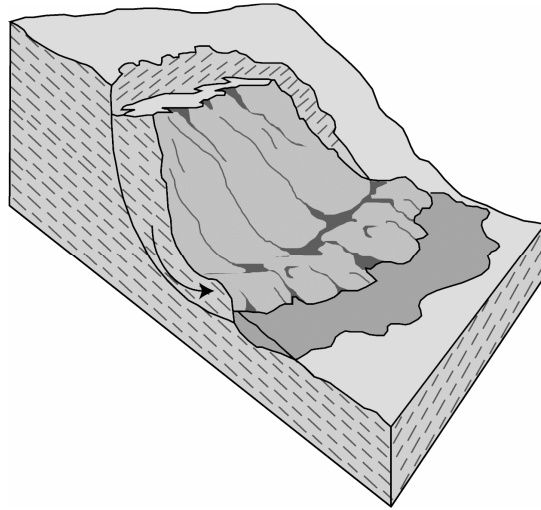


Figure 1-4 : Schéma d'un glissement rotationnel en milieux rocheux

L'éruption du Mont St Helens le 18 Mai 1980, est l'un des événements géologiques importants du 20<sup>ème</sup> siècle. L'éruption volcanique fut l'élément déclencheur qui produisit l'un des plus grands glissements de terrain connus, mobilisant 3 kilomètres cubes de roche. (Figure 1-5) (Glicken, 1996).

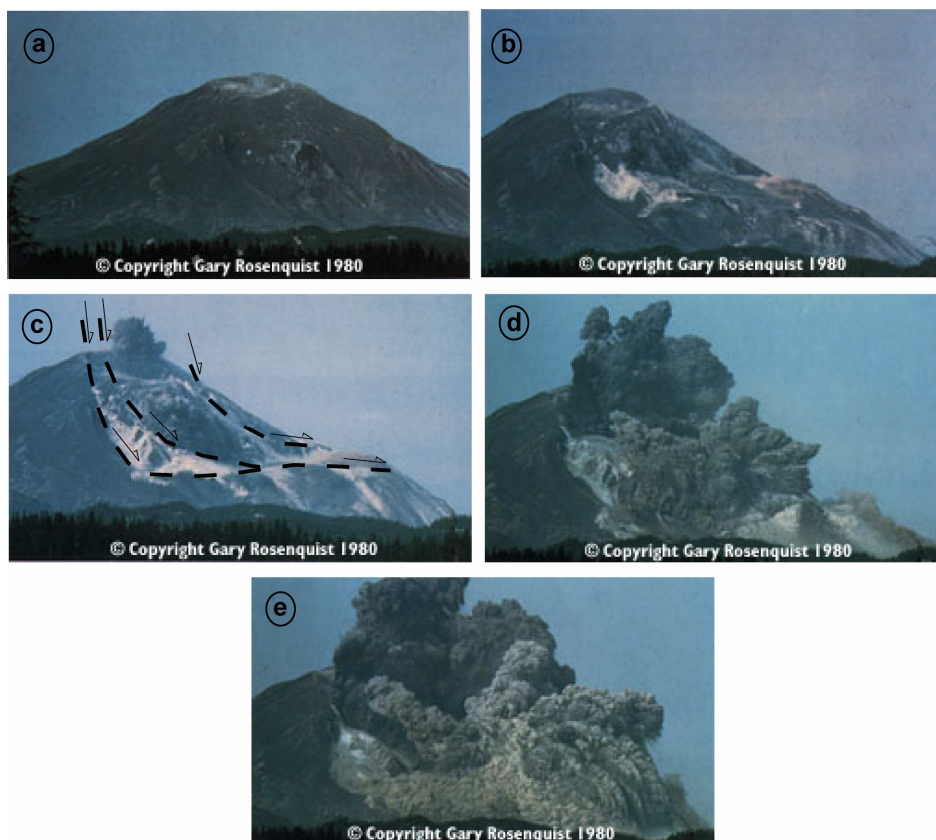


Figure 1-5: Glissement rotationnel du flanc du mont St Helens lors de l'éruption volcanique du 18 Mai 1980. (Document USGS. Photos Gary Rosenquist: <http://volcanoes.usgs.gov/Hazards/What/Landslides/>) Les photographies de (a) à (e) présentent l'évolution au cours du temps.



Le glissement prit sa source au niveau du cône volcanique du Mont St Helens, et se comporta comme un glissement régressif (se propageant du bas de la pente vers l'amont) impliquant successivement trois unités distinctes (Figure 1-6). L'explosion résultant de la dépressurisation du volcan dévasta les environs et tua 53 personnes.

Le volume mobilisé (impliquant tout l'édifice volcanique) tendrait à faire assimiler ce glissement à un DSGSD. Ce qui l'en différencie est essentiellement la cinématique de la rupture (réalisée en trois phases successives notées I, II et III sur la figure 1-5) et la vitesse des mouvements. Il s'agit ici d'un mouvement bien plus rapide que les quelques mm/an d'un DSGSD. En effet la vitesse du mouvement a été estimée entre 175 et 200 kilomètres par heures.

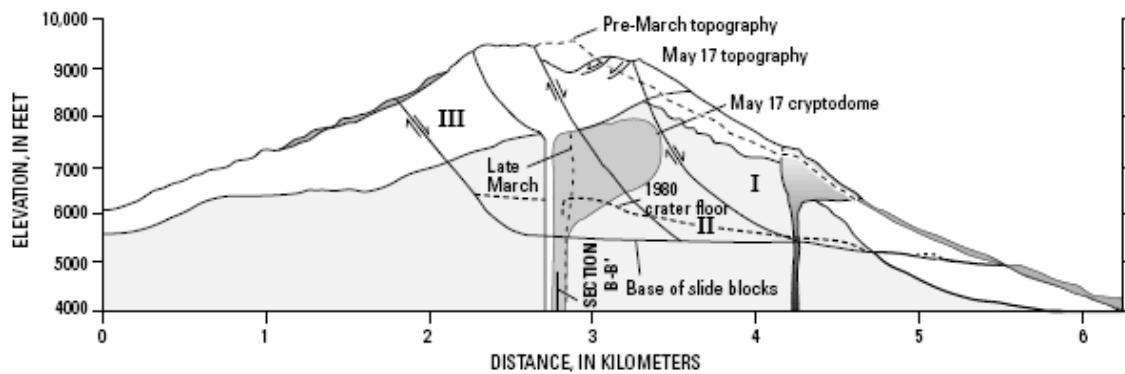
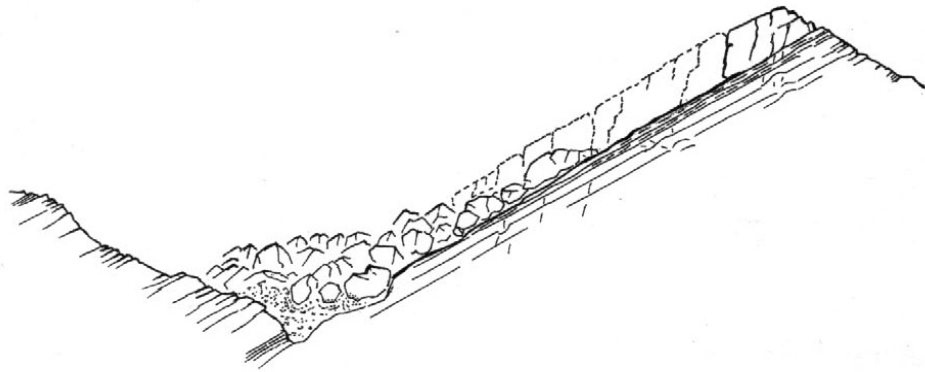


Figure 1-6: Coupe interprétative Nord-Sud représentant le Mont St Helens au moment de la rupture (8 h 32 heure locale) le 18 Mai 1980 d'après Glicken, 1996 (modifié).

Les glissements translationnels (Figure 1-7), ou glissements plans, se produisent le plus souvent en milieux hétérogènes ou à forte anisotropie planaire et peuvent parfois être assimilés à des écroulements. Ils font par exemple intervenir des masses rocheuses qui glissent sur leurs joints de stratification, ou de discontinuités inclinées dans le sens de la pente. La soudaineté du phénomène donne une impression d'écroulement.



*Glissement rocheux sur une dalle inclinée correspondant à un joint de stratification.*

*Figure 1-7 : Schéma d'un glissement rocheux translationnel d'après Besson, 1996 (modifié).*

La vallée de Vajont située dans les Alpes Italiennes (massif des Dolomites, 100 km au nord de Venise) est une vallée possédant une morphologie glaciaire très exprimée. Ce site fut choisi pour l'implantation d'un barrage hydroélectrique.

Le 4 Novembre 1960, moins d'un an après la mise en service du barrage, 700 000 mètres cubes de matériau rocheux ont glissé en une dizaine de minutes, tombant dans la retenue d'eau (Müller, 1964 ; Hendron and Patton, 1985). Dans un premier temps il a été proposé que ce soit l'augmentation de la charge hydraulique, qui eut pour conséquence l'augmentation de la contrainte normale appliquée au versant et l'augmentation de la pression de pores, qui soit le facteur clé de la déstabilisation. En conséquence, il fut supposé que diminuer la hauteur d'eau de la retenue, et par conséquent diminuer à la fois la contrainte normale et la pression de pore, permettrait de ralentir le mouvement. Ce fut une solution efficace jusqu'en 1963, date à laquelle une augmentation rapide et continue de la hauteur d'eau du réservoir entraîna une augmentation graduelle des vitesses de déplacement du versant du mont Toc. A la fin du mois de Septembre 1963 le niveau d'eau fut progressivement diminué afin d'essayer de réduire le taux de déplacement. Malgré cela le versant continua à accélérer jusqu'à atteindre une vitesse de 20 cm/jour. Le 9 Octobre 1963, le versant "s'effondra", mobilisant 270 millions de mètres cubes de roche. La chute de la masse mobilisée provoqua une vague qui s'abattit sur les villages de Longarone, Pirago, Villanova, Rivalta et Fae faisant plus de 2000 victimes (Figure 1-8).



*Figure 1-8 : Le glissement de Vajont vu depuis l'amont (photo E. Bromhead)*

Il est maintenant largement admis que la rupture du versant du mont Toc s'est propagée le long d'un niveau argileux d'une épaisseur de 5 à 15 centimètres, situé entre 100 et 200 mètres sous la surface (Hendron and Patton, 1985). Cette hétérogénéité structurale aurait joué le rôle de zone de faiblesse. Il a pu être montré que pour des sollicitations mécaniques assez faibles de l'ordre de 1 à 10 MPa (ce qui correspond à quelques centaines de mètres d'enfouissement) l'argile a un comportement fragile et non ductile (Burland, 1990; Horseman et al., 1993; Taylor and Coop, 1993; Petley, 1995 ; Petley, 1999). Ce niveau d'argile a donc permis la propagation de la rupture. De plus l'augmentation de la pression de pore dans le versant, produisant une réduction de la contrainte normale effective, a favorisé la mobilisation de cette couche d'argile.

### **1.2.3 Les chutes de bloc et écroulements rocheux**

Les chutes de blocs sont des mouvements rapides à très rapide (plusieurs dizaine à centaines de m/s) (Paronuzzi, 1987 ; Azzoni et al., 1995). Ce sont des mouvements se produisant uniquement en milieux rocheux fracturés.

Ce phénomène existe à plusieurs échelles allant de la chute de blocs isolés (mobilisant donc des volumes relativement faibles (Hutchinson, 1988)) jusqu'à des éboulements rocheux dont les volumes peuvent atteindre plusieurs milliers voir millions de mètres cubes (Brueckl

et Parotidis, 2001 ; Eberhardt et al., 2004). L'éboulement type peut être représenté par l'effondrement de pans de falaises en plusieurs blocs.

Lors de la chute, le ou les blocs se désagrègent et perdent leur structure initiale. Dans ce type de mouvement l'état de préfracturation du massif joue un rôle très important car les chutes de blocs sont généralement délimitées par des fractures préexistantes (Whalley, 1984). Les formations les plus propices à ce genre de mouvements sont donc les formations massives et fracturées, tel que calcaires ou roches cristallines (Figure 1-9).

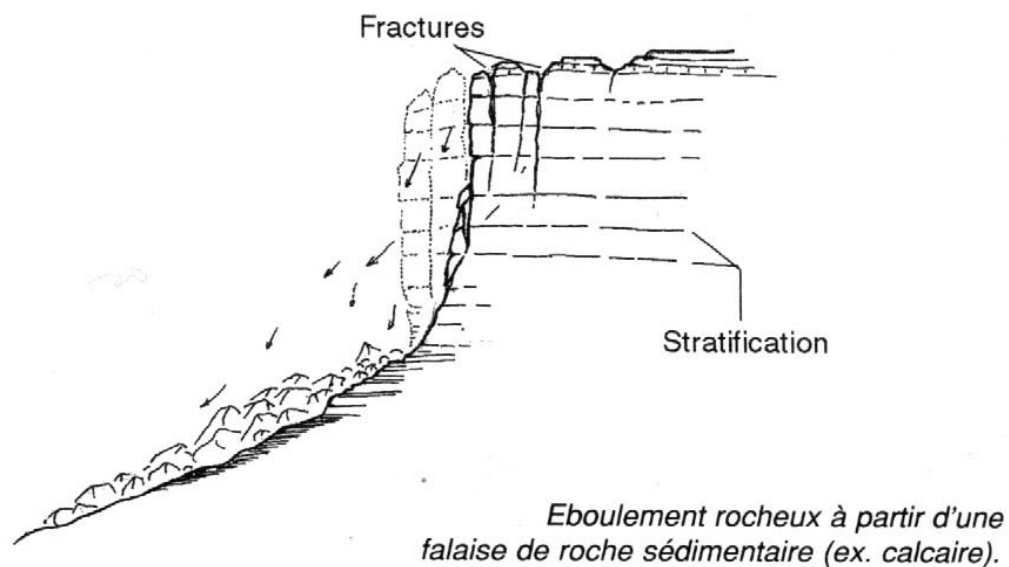
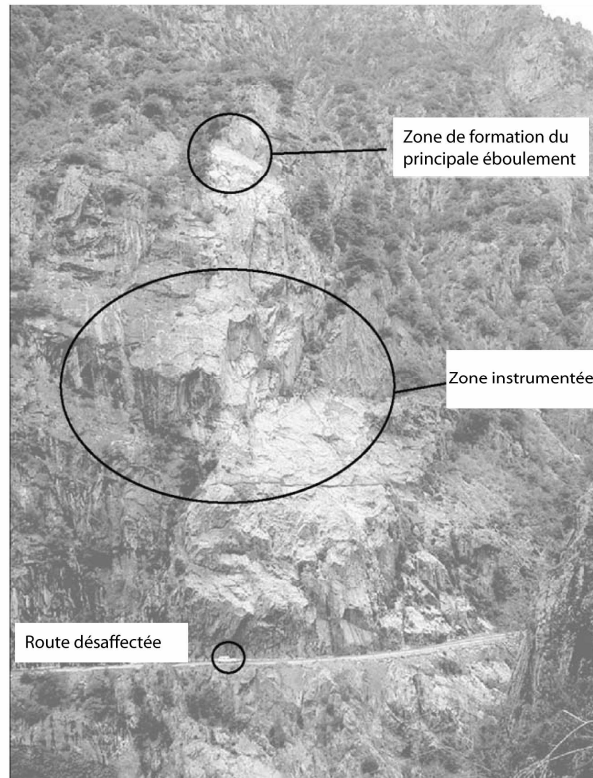


Figure 1-9 : Schéma d'un éboulement rocheux d'après Besson, 1996 (modifié).

Au cours du mois de Mai 2000, les versants des Rochers de Valabres situé en rive droite de la Tinée (Alpes-Maritimes, France) en aval du village d'Isola fut affecté par la formation d'un large plan de rupture qui entraîna l'effondrement d'environ 2000 mètres cubes de roche (Figure 1-10).



*Figure 1-10 : Les Rochers de Valabres d'après Gunzger et al., 2005 (modifié). L'échelle de la photographie est donnée par une voiture sur la route passant au pied du versant et aujourd'hui désaffectée*

Cet effondrement endommagea sérieusement l'une des piles d'un pont enjambant la Tinée. Cet incident entraîna l'isolement total de la haute vallée, avec d'importantes conséquences économiques et sociales (Figure 1-11).



*Figure 1-11 : Destruction de l'une des piles de pont suite à l'écrasement de Mai 2000, d'après Gunzger et al., 2003 (modifié)*

Il a été proposé par Gunzburger (2004) que l'origine soit une succession de petits événements (altération et fracturation progressive) qui, pris séparément, ne seraient pas suffisant à déstabiliser le versant, mais qui en se succédant soient la cause de ce mouvement. L'un de ces facteurs répétitifs proposés est le changement de température de la surface rocheuse entre les périodes diurnes et nocturnes, entraînant des mouvements de contraction et dilatation du versant. Ceci est d'autant plus plausible que les versants des Rochers de Valabres sont sujets à de forts contrastes de températures entre le jour et la nuit (de +13 °C à -3°C) compte tenu de son orientation Sud Est et de la couleur sombre de la matrice rocheuse.

Une instrumentation géodésique très précise a donc été installée sur le versant, et des modèles numériques ont été réalisés (Gunzburger et al., 2005). Cela a permis de confirmer que les variations journalières de températures sont capables d'induire des déformations irréversibles réparties sur l'ensemble des fractures.

#### **1.2.4 Bilan sur la rupture des versants**

Dans tous les cas présentés ci-avant, il est fréquent que la déstabilisation se fasse à la faveur des surfaces de faiblesses préexistantes, ou hétérogénéités qui entraînent des contrastes de comportement mécaniques, parmi lesquels il est possible de distinguer :

- les contrastes lithologiques.
- les contrastes d'altération.
- les hétérogénéités héritées de l'histoire tectonique du massif

avec entre autres les failles et les fractures.

Le contrôle de telles structures sur la rupture d'un versant est un sujet d'étude relativement ancien (Hoek and Bray, 1981). Des concepts 2D comme celui de pente cataclinal (où la pente est orientée dans le même sens que le pendage des couches) et de pente anaclinal (où la pente est orientée dans le sens inverse au pendage des couches) ont été proposés (Powell, 1875 ; Cruden, 1988 ; Cruden and Hu, 1996 ; Cruden, 2003) (Figure 1-12), établissant ainsi un lien entre l'orientation des structures planaires affectant un versant et la rupture gravitaire de ce dernier.

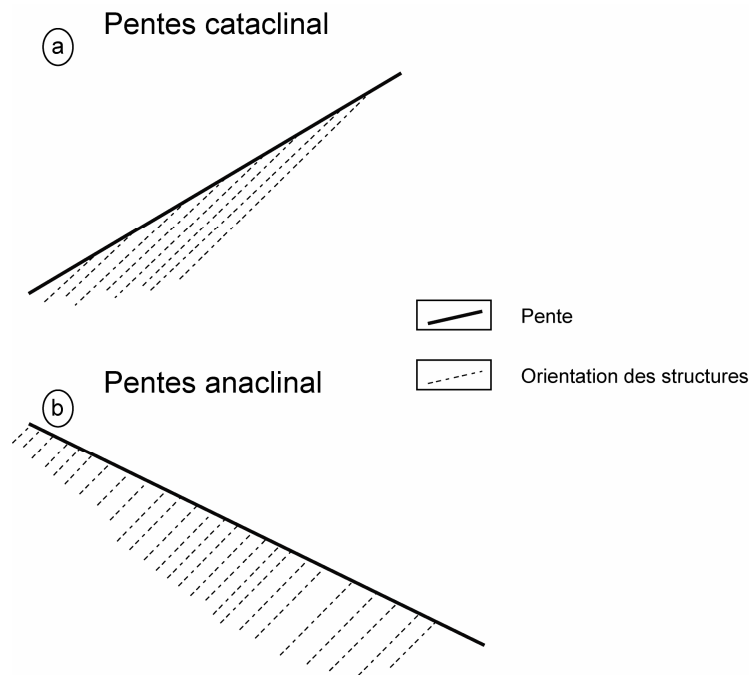


Figure 1-12 : Schéma de pentes cataclinal et anaclinal d'après Cruden (2003, modifié et simplifié)

Il semble que dans le cas des chutes de blocs et écroulements, une surface de rupture continue et exprimée soit nécessaire. Cette surface de rupture ne préexiste pas nécessairement et peut se développer au cours du temps. Des facteurs tels que la rupture progressive du versant, au travers de laquelle la fracturation héritée va évoluer au cours du temps, entrent en compte (Eberhardt et al., 2004 ; Jaboyedoff et al., 2004a ; Cruden and Martin, 2004). Certaines fractures se propageant préférentiellement par rapport à d'autres. Ce mécanisme de rupture progressive fait intervenir divers phénomènes parmi lesquels les processus d'altération physico-chimique (Leroueil, 2001 ; Jaboyedoff et al., 2004a) et d'endommagement mécanique, qui vont contribuer à modifier les paramètres mécaniques de l'ensemble du versant. Ces mécanismes restent toutefois peu compris et nécessitent des études approfondies.

A plus longue échelle de temps, le changement de morphologie va également avoir de l'influence notamment à cause de la modification des pentes au cours du temps, qui de fait entraîne une modification de l'état de contrainte du versant et du massif (Savage et al., 1985 ; Savage et Swolfs, 1986 ; Pan et al., 1994 ; Pan et al., 1995).

Les mécanismes déclencheurs sont également à considérer. Généralement ils dépendent exclusivement de facteurs extérieurs tels que la hauteur de la nappe d'eau, la fonte du couvert

neigeux (Wegmann, 1998) et les séismes qui peuvent favoriser la rupture des versants (Parise & Jibson, 2000).

La rupture d'un versant via ces dynamiques est donc le résultat d'une histoire complexe du massif au travers de ces processus que l'on peut qualifier de processus de pré rupture (Leroueil, 2001 ; Cruden et Martin, 2004). Néanmoins, les mécanismes présidant à la déstabilisation d'un versant rocheux restent encore, à ce jour, mal connus, notamment : comment la fracturation est elle mobilisée, quel est son rôle dans la cinématique du mouvement ainsi que son contrôle sur le volume de la masse instable ?

### **1.3 Les méthodes d'investigation**

Les techniques d'étude et d'investigation des mouvements gravitaires en milieux rocheux incluent essentiellement les études structurales, les investigations géophysiques (sismiques, électriques, gravimétriques...) ou géodésiques (radar, GPS, tachéométrie...), la datation géochronologique, la caractérisation géomécanique des matériaux des versants et les modélisations physiques et numériques a posteriori ou prédictives (à priori).

#### **1.3.1 Les études de terrain**

Ce type d'étude consiste à identifier, via une cartographie détaillée des glissements rocheux, les éléments structuraux ayant contribué à la rupture telle que les fractures et les failles (Jomard, 2006 ; Sanchez et al., 2009).

Les outils géophysiques vont être utilisés notamment afin de circonscrire la zone mobilisée en profondeur (Lebourg et al., 2005 ; Jomard et al., 2007 ; Leroux et al., 2008 ; Jongmans et al., 2009).

Une analyse de photos aériennes ou satellite ainsi que l'instrumentation du versant via des stations GPS permet l'estimation des vitesses de déplacements et des accélérations du mouvement au cours du temps (Duranton, 2000 ; Casson et al., 2005) .

Des outils de mesures installés *in situ* peuvent renseigner sur divers paramètres extérieurs influençant la déstabilisation comme des capteurs pluvio- et nivométriques permettant de connaître la quantité d'eau météorique tombant et s'infiltrant dans la roche, des bases extensométriques à fil tendu visant à surveiller l'évolution de l'ouverture de fractures ainsi que des stations sismologiques.



Certains de ces outils ont été utilisés dans le cadre de L'Observatoire Multidisciplinaire des Instabilités de Versant (OMIV). Coordonné par le LGIT, l'observatoire regroupe à l'heure actuelle 6 laboratoires français: Géoscience Azur, l'IPGS Strasbourg, le LETG Caen, le LGIT Grenoble, l'UCBL Lyon (collaboration avec DO Brest)). En développant sur chaque site (La Clapière, Séchilienne, Mas d'Avignonet, Super Sauze) une instrumentation multidisciplinaire permanente, les observations visent à caractériser : la cinématique de déplacement et de déformation (géodésie, inclinomètres, extensomètres, imagerie aérienne et satellitaire), le comportement sismique du glissement (endommagement fragile produisant des microséismes et réponses aux séismes régionaux) et les réponses hydrauliques aux "forçages météorologiques". Les croisements entre ces observations apportent de nouvelles informations sur la compréhension de la dynamique des mouvements gravitaires (rôle de l'endommagement, déclenchement du mouvement, propagation de ce dernier). On peut par exemple souligner l'apport de l'auscultation sismique qui, couplée aux mesures de déplacement permet, entre autre, de suivre l'endommagement des massifs depuis la localisation des zones actives et d'éventuelles surfaces de glissement pré rupture, jusqu'à la propagation du glissement "catastrophique". On accède ainsi à une mesure fine de la rhéologie des mouvements de versants : fragile-ductile pour les roches dures, glissement-écoulement pour les roches tendres. Cet observatoire constitue une base de données unique au niveau international dans cette discipline.

Cette approche a également permis à Jaboyedoff et al., (2004b et 2004c) de créer une base de données géodésiques et outils associés pour enregistrer les mouvements en milieux rocheux sur le site de Randa. Via un réseau de stations GPS, chaque mouvement de bloc est enregistré dans une base de données. Un programme balaye cette base en permanence et la trie : si un mouvement majeur (corrélé par plusieurs GPS) est détecté, une alarme est donnée. Grâce à cet outil, il est possible de surveiller l'évolution d'une masse instable connue (comme dans le cas de Randa) ou d'instrumenter des secteurs potentiellement instables (ou supposés).

Les études de terrains permettent également d'avoir des indices sur l'histoire des déformations ayant affectées un versant. L'application de méthodes géochronologiques et notamment des datations de miroirs de faille par cosmo nucléides (Bigot et al., 2005 ; Sanchez et al., 2009) vont permettre d'établir une chronologie de déformation et envisager des scénarios de rupture (El' Bedoui, 2008). Cependant ce type d'étude ne permet pas de connaître les déformations internes du massif, ni de déterminer l'influence relative des différents paramètres ayant guidés la rupture. Ces données sont toutefois indispensables pour "contraindre" les modèles.

### **1.3.2 Les études a posteriori : équilibre limite, cinématiques et simulations numériques d'éroulements**

Ces études font généralement suite aux observations de terrain. Elles visent à déterminer les facteurs de premier ordre qui ont initié la rupture (résistance effective, niveau de nappe...), quelles ont été les structures activées lors de la déstabilisation (fractures pré-existantes ayant guidé la rupture), calculer le bilan des forces permettant ainsi de connaître l'état de stabilité du versant (Stead et al., 2005).

#### ***– Les études d'équilibre limite***

Ces études sont principalement utilisées dans le cadre d'études géotechnique. Les méthodes employées sont celles des analyses par équilibre limite, utilisées afin de déterminer le caractère stable ou instable des mouvements de type rotationnels ou translationnels. Elles visent à dresser la liste de l'ensemble des forces (ou des moments) qui s'appliquent sur le système considéré discrétisé en unités distinctes (Figure 1-13), et à les répartir entre forces résistances (frottement, composante normale du poids, réaction à l'enfoncement lié à la présence d'une buté...) et forces motrices (composante tangentielle du poids, pression, surcharge éventuelle).

La résistance au cisaillement est calculée en fonction du critère de Mohr-Coulomb, en utilisant la méthode de Bishop (1955) pour les surfaces de rupture circulaires, ou celle de Morgenster-Price (1965) ou de Spencer (1967) pour les surfaces de rupture planes.

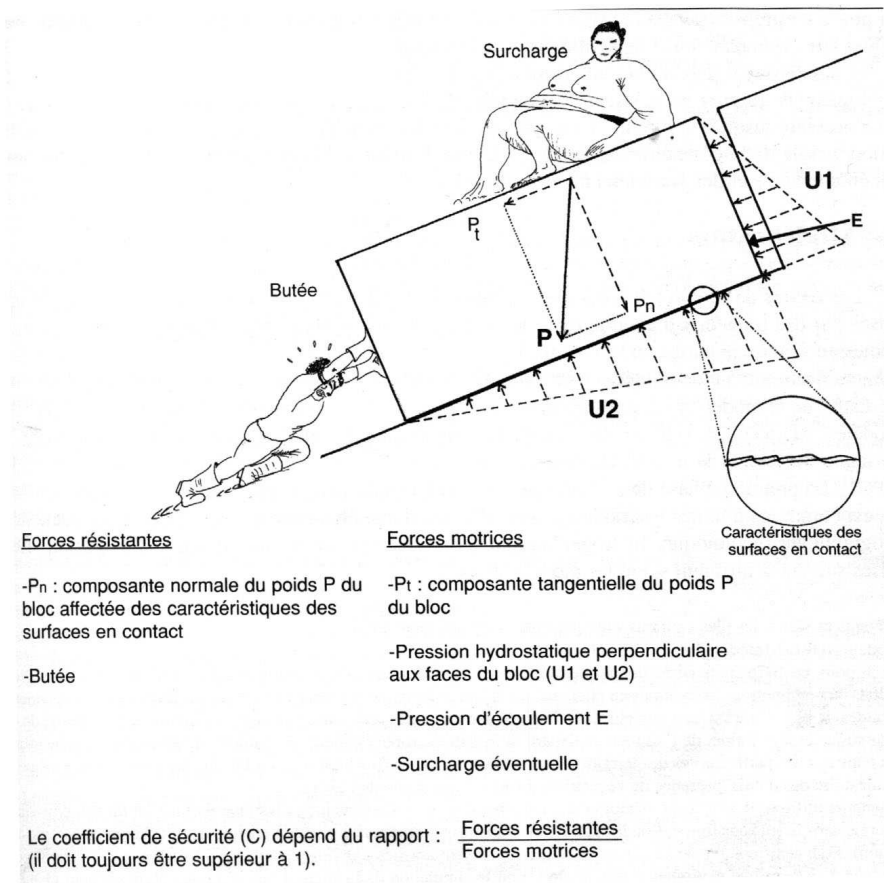


Figure 1-13 : schéma récapitulant les principales forces macroscopiques mises en œuvre lors de la déstabilisation d'un versant d'après Besson, 1996

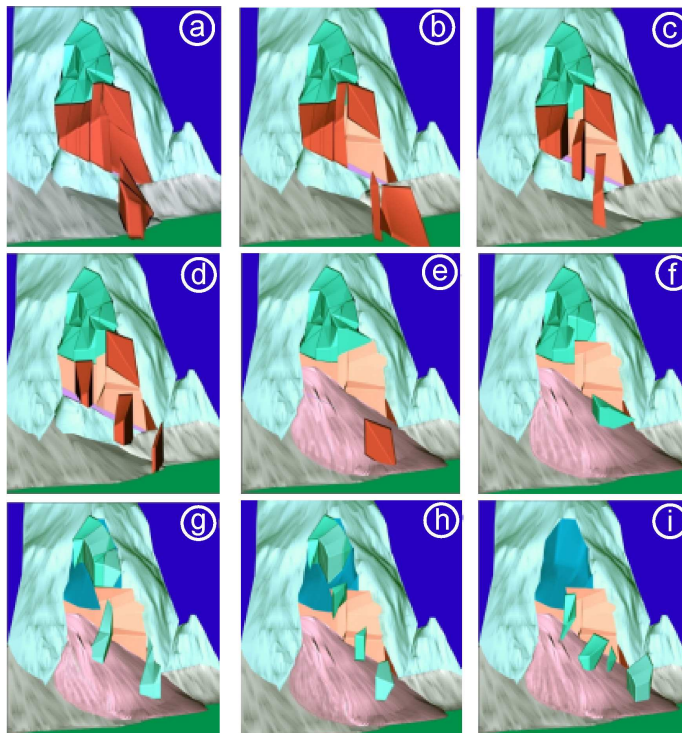
Le principe est donc de calculer un facteur de sécurité qui est défini comme le rapport de la force résistante sur la force motrice. Ainsi si ce rapport est supérieur à 1 le versant est supposé stable. Ce facteur est calculé pour une zone ainsi que pour une surface de glissement donnée (existante ou supposée).

### – Les études cinématiques

Les études cinématiques sont des méthodes assez simples à utiliser et adaptées aux milieux rocheux fracturés susceptibles d'être affectés par des chutes de blocs, voire des éboulements. Elles vont permettre notamment l'identification des blocs clés (Goodman and Shi,1985). Combinées à des études statistiques elles permettent d'estimer la probabilité de rupture d'un versant ainsi que les volumes potentiellement mobilisés. La principale limitation de cette méthode est qu'elle est adaptée à l'étude préliminaire des pentes en état non critique et en utilisant principalement l'orientation des joints et fractures. Cela nécessite donc l'identification des joints dit « critiques » c'est à dire ceux susceptibles de propager la rupture.

– *Les modèles de simulation de propagation*

Faisant suite aux études cinématiques cette approche permet d'étudier la trajectoire des blocs lors de leur éboulement en 2D ou en 3D (Figure 1-14), en fonction du code utilisé (SAFEX, EBOULE 3D...). De tels modèles supposent d'avoir une bonne connaissance de la géométrie des différents blocs, de leurs propriétés intrinsèques (poids, résistance mécanique...) et surtout de la topographie sur laquelle les blocs vont tomber.



*Figure 1-14 : Modèle numérique 3D simulant l'éboulement de la falaise du Grossgufer au cours du temps d'après Sartori et al., 2003 (modifié). (a) à (e) écoulement du 18 avril 1991. (f) à (i) second écoulement du 9 mai 1991.*

### 1.3.3 Les études de modélisation mécanique tenant compte de la déformabilité des matériaux

Deux approches de modélisation mécanique existent. La modélisation numérique et la modélisation physique. L'une et l'autre pouvant être réalisée en deux ou en trois dimensions. Le but étant de comprendre les modalités de la rupture d'un massif.

La modélisation numérique a l'avantage de permettre de faire varier de manière simple les propriétés mécaniques du milieu étudié. Comparer les résultats obtenus avec les exemples naturels permet de mieux caractériser les propriétés rhéologiques des massifs. Cette méthode permet également d'accéder au champ de contraintes et de déformations. L'une des principales limitations de cette approche de modélisation est qu'il est difficile de considérer des objets numériques tridimensionnels hétérogènes complexes, ainsi que l'étude du phénomène en grande déformation.

Ces limitations peuvent être dépassées par une approche de modélisation physique, pour laquelle la réalisation de modèles tridimensionnels hétérogènes complexes pose beaucoup moins de problèmes. La grande difficulté étant par contre le respect de critères de similarité (Shemenda, 1994 ; Chemenda et al, 2005).

#### 1.3.3.1 Les modèles numériques

Il existe trois types de codes de calcul de modélisation mécaniques numériques :

- i) les codes de calcul en éléments finis considérant le versant comme un milieu continu.
- ii) les codes de calcul en éléments distincts et considèrent le versant comme un milieu discontinu.
- iii) les méthodes mixtes qui correspondent à un couplage des approches continues et discrètes.

##### – *La modélisation en milieu continu*

Ce type de modélisation est réalisée au moyen de codes de calcul en éléments finis tel ADELI (Hassani, 1994 ; Bachmann et al., 2009) ou, en différences finies tel FLAC (Chiriotti et al., 1999 ; Eberhart et al., 2004 ; Chemenda et al., 2009).

Le versant est caractérisé par les paramètres élastiques ainsi que par un critère de rupture. Le critère le plus utilisé est celui de Mohr-Coulomb qui dépend de la cohésion du matériau et de l'angle de frottement interne.

Les valeurs de cohésion et de frottement interne sont définies pour l'ensemble du modèle de manière homogène. Il n'est donc pas, ou très difficilement (via des éléments d'interface), possible de tenir compte de la structure hétérogène d'un massif (présence de failles et fracture, variabilité de la lithologie). L'étude va être principalement centrée sur l'étude de la matrice rocheuse. Par ailleurs ce type de code de calcul ne permet pas de prendre en compte la propagation de fractures.

Il est également possible d'étudier le comportement de l'interface entre deux milieux continus au moyen de codes dynamiques en éléments finis comme le code PLASTD (en deux ou trois dimensions). Ce type d'étude peut être utilisé afin de comprendre le comportement de milieux où les frottements des interfaces tiennent un rôle (Deparis et al., 2008) ou afin d'étudier des phénomènes tels que le crissement (Baillet et al., 2005)

#### – *La modélisation en milieu discontinu*

La modélisation en milieu discontinu se fait au moyen de codes de calcul en éléments distincts comme par exemple UDEC pour les calculs en deux dimensions (Chirioti et al., 1999 ; Gunzburger, 2002 ; Cappa, 2002 ; Eberhart et al., 2004) ou 3DEC pour les calculs en trois dimensions. Ces codes considèrent un milieu divisé en différents blocs séparés par des interfaces. Les propriétés de ces interfaces sont définies par une valeur de raideur normale et tangentielle. Ces codes peuvent être utilisés pour étudier par exemple l'effet induit par l'eau à l'interface des blocs sur le comportement du massif (Cappa, 2002).

L'intérêt principal de ce type de codes est qu'ils permettent d'étudier le comportement du réseau de fractures.

L'une des limitations de ce type de code de calcul est que les fractures ne sont pas prévues pour être propagées au cours de la déformation. Le réseau reste donc inchangé tout au long du calcul. De plus il est difficile d'introduire un très grand nombre de discontinuités. Enfin les propriétés applicables aux interfaces des blocs sont limitées.

### – *Les approches mixtes*

Les approches mixtes représentent un “couplage” entre les deux approches précédentes. C’est le cas du code de calcul ELFEN. Ce type de code permet de modéliser à la fois le comportement de la matrice rocheuse et celui de fractures. Pour ce faire le modèle est constitué de blocs distincts, chacun étant maillé indépendamment de manière homogène. Les fractures sont initiées dans ces blocs là où le critère de rupture est atteint. Le maillage est alors modifié au cours du calcul (“maillage adaptif” ou “maillage dynamique”), autorisant ainsi la propagation de fractures et donc la création de nouveaux blocs.

Il est alors possible de produire des modèles numériques gérant des ruptures, impliquant des discontinuités préexistantes (Scavia, 1990 ; Stead and Eberhardt, 1997 ; Eberhardt et al., 1999). Ce type de modèles sont maintenant utilisés pour modéliser des mouvements de versant comme celui de Randa (Eberhardt et al., 2004).

#### 1.3.3.2 Les modèles physiques

La modélisation physique a été largement utilisée pour étudier notamment l’effondrement d’édifices volcaniques (Donnadieu et Merle, 1998 ; Vidal et Merle, 2000 ; Merle et Lénat, 2003) ainsi qu’en utilisant des matériaux analogues tels que le sable, la farine, le silicone.

L’étude d’avalanches rocheuses a été menée au moyen de sable (Davies et McSaveney, 1999) dans le but de déterminer le rapport existant entre les distances parcourues par les blocs de l’avalanche et la hauteur de chute. Mais les résultats obtenus lors de cette modélisation ont été très différents des exemples naturels. Ceci permet de mettre en évidence un problème fondamental : le sable n’étant pas un matériau respectant les critères de similarité physique (qui garantissent que les résultats obtenus à l’échelle du modèle sont transposables à l’échelle du massif). Ces modèles n’ont pas pris en compte certains facteurs de première importance régissant la dynamique des avalanches rocheuses tels que les rebonds élastiques et la fracturation de blocs au cours de leur chute.

Ce phénomène d’avalanches rocheuses a été étudié par Manzella et Labiouse (2009) au moyen d’une étude paramétrique en utilisant des modèles physiques afin de déterminer les mécanismes mis en jeu (l’influence de l’interaction des blocs rocheux lors de l’effondrement via par exemple les transferts d’énergie lors des chocs, freinant certains blocs ou accélérant

d'autres). Les expériences consistent en une libération du matériau le long de la pente inclinée avec dépôt sur un plan horizontal (Figure 1-15).

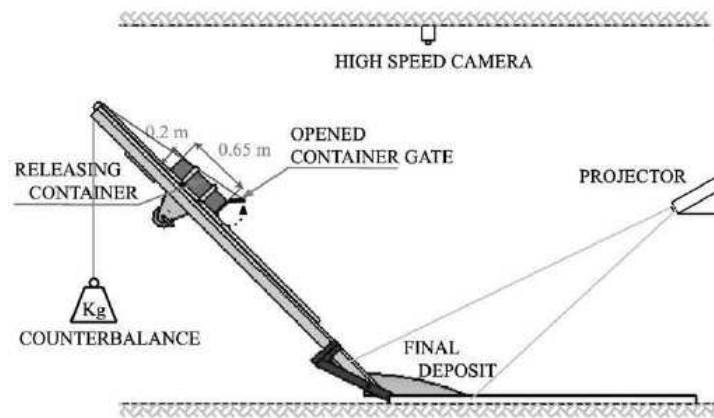


Figure 1-15 : Schéma d'un dispositif expérimental de modélisation physique des avalanches rocheuse d'après Manzella et Labiouse, 2009 (modifié)

L'un des principaux résultats obtenus montre que lors du dépôt il y a une interaction forte entre le front et l'arrière de la masse mobilisée. Sous l'effet d'un transfert d'énergie par contact, l'arrière de la masse mobilisée permet à l'avant de parcourir une distance plus importante.

Ainsi si le sable, de par sa valeur de cohésion nulle, peut convenir pour la modélisation de l'effondrement gravitaire d'édifices volcaniques (milieu pulvérulent), il n'est pas satisfaisant pour la modélisation de mouvements de plus faible ampleur comme les avalanches de blocs. Il ne satisfait pas non plus pour modéliser les mouvements gravitaires au sein des massifs rocheux, car le sable n'ayant pas de cohésion interne ne va pas permettre de "générer" des fractures cassantes caractéristiques des milieux rocheux fragiles.

Des travaux de modélisations physiques ont également été entrepris au laboratoire Géosciences Azur, utilisant un matériau spécifiquement développé afin de satisfaire les critères de similarité (Chemenda et al., 2005). Ce matériau sera présenté plus en détails dans le chapitre suivant.

Ainsi ce matériau, associé à un dispositif de chargement original, a déjà été utilisé dans le cadre de la thèse de Damien Bachmann. Grâce à un modèle 3D mécaniquement analogue à un massif rocheux naturel il lui a été possible de montrer l'influence de la



topographie à grande échelle sur la déstabilisation d'un massif (Bachmann et al., 2006). La topographie est donc un paramètre de premier ordre.

Au vu de la complexité des mouvements présentés dans le présent chapitre, il apparaît donc qu'une méthode de modélisation adaptée doit permettre de rendre compte d'un degré de complexité du versant relativement important. Notamment en autorisant la prise en compte d'un nombre suffisamment important (i.e. réaliste) de fractures et failles, d'une topographie complexe en trois dimensions et de travailler en grandes déformations. C'est l'objectif que nous nous sommes fixés pour les modèles physiques mis au point dans le cadre de cette thèse.





# **Chapitre II : Protocoles** **expérimentaux**

## **2.1 Introduction**

Ce chapitre présente les protocoles expérimentaux utilisés dans le cadre de cette thèse. Il se structure en deux parties.

La procédure expérimentale mise en place pour réaliser des modèles physiques comportant des failles et fractures sera d'abord présentée. Il s'agit dans un premier temps de modèles physiques à topographie simple et en deux dimensions. Par la suite une technique de modélisation physique en trois dimensions a été développée, basée sur des données de modèles numériques de terrain et donc une topographie réaliste complexe.

La seconde partie va, elle, s'attacher à présenter la méthode employée pour réaliser les modèles numériques en deux et trois dimensions. Il s'agit de modèles réalisés grâce au code de calcul en différences finies FLAC 3D.

Cette double approche de modélisation physique et numérique permet de travailler en grandes déformations et de prendre en compte un grand nombre de fractures via les modèles physiques. Les modèles numériques offrent quant à eux la possibilité de quantifier les champs de contraintes et déformations lors de l'initiation de la rupture et sans fractures pré-existantes.

## **2.2 Modélisation physique**

### **2.2.1 Généralités**

Au vu de ce qui a été dit au chapitre précédent il semble évident qu'il n'est pas possible, au laboratoire, de reproduire des mouvements rocheux à l'échelle naturelle. Il est donc nécessaire de travailler sur un objet "à échelle humaine". Un modèle physique d'un massif rocheux est donc une réduction dudit massif d'un facteur d'échelle

Se pose alors le problème de déterminer le matériau avec lequel le modèle peut ou doit être réalisé.

La solution qui semble être la plus simple consiste à utiliser un matériau usuel (sable, silicone...) qui ait un comportement mécanique proche de celui du versant rocheux. Mais compte tenu de la réduction d'échelle, et afin que le phénomène modélisé soit identique au phénomène naturel, les paramètres mécaniques du matériau choisi doivent également être à

l'échelle. A ce titre, des critères de similarité ont été développés. Parmi ces critères le plus important pour le problème qui nous intéresse est (Shemenda, 1994) :

$$\frac{\sigma_c^o}{\rho^o g^o H^o} = \frac{\sigma_c^m}{\rho^m g^m H^m} \quad (1)$$

Avec  $\sigma_c$  la résistance en compression uniaxiale,  $\rho$  la masse volumique,  $g$  l'accélération de la pesanteur et  $H$  la "hauteur caractéristique". Les exposants « o » et « m » signifiant respectivement « original » et « modèle ».

La nécessité de satisfaire ces critères de similarité exclue donc l'utilisation du matériau naturel pour la réalisation d'un modèle.

Une autre difficulté est de connaître la loi de comportement du matériau naturel à grande échelle pour contraindre le terme  $\sigma_c$  de l'équation (1). En effet, même si déterminer le comportement mécanique d'un échantillon de roche de taille centimétrique soumis à un chargement particulier est possible au laboratoire, il est difficile d'extrapoler ce comportement à l'échelle d'un massif. Cependant il semble que le comportement dominant soit le comportement fragile (caractéristique des roches en conditions superficielles) entraînant la formation de fractures. De ce point de vue les matériaux granulaires usuels ne sont pas satisfaisants. A cause de leur trop faible cohésion, ils ne permettent pas de rendre compte d'un caractère fragile. Il est cependant possible de tenir compte de cette caractéristique mécanique en utilisant un matériau suivant une loi de comportement élasto-plastique avec adoucissement. En effet l'adoucissement dans les matériaux correspond à une diminution de la résistance au fur et à mesure de l'augmentation de la déformation irréversible, ce qui se traduit par une localisation de la déformation.

Il semble donc qu'afin de réaliser un modèle physique satisfaisant il faille employer un matériau respectant les critères de similarité et qui suive une loi de comportement élasto-plastique avec adoucissement. Un tel matériau n'existant pas dans le commerce, il a été développé au laboratoire GéoAzur en partenariat avec des chimistes Russes (Shemenda et al., 1994 ; Chemenda et al., 2005). Une classe de matériaux appelée *Slope1* a donc été créée spécialement pour cette application. Il s'agit d'un mélange d'hydrocarbures liquides et solides avec différents additifs. Ce développement a fait l'objet de précédents travaux (Bachmann et al., 2004 ; Chemenda et al., 2005 ; Bachmann et al., 2006 ; Bachmann, 2006 ; Bachmann et al., 2009)

Différents essais mécaniques ont été réalisés afin de s'assurer du comportement du matériau (Bachmann et al., 2004 ; Chemenda et al., 2005 ; Bachmann, 2006). Il s'agit d'un matériau elasto-plastique thermosensible (Figure 2-1). Sa densité est de  $866 \text{ kg.m}^{-3}$

L'ensemble des expériences de modélisation physique présentées par la suite ont été réalisées pour une température de  $20^\circ\text{C}$ , car à cette température *Slope1* présente un fort adoucissement.

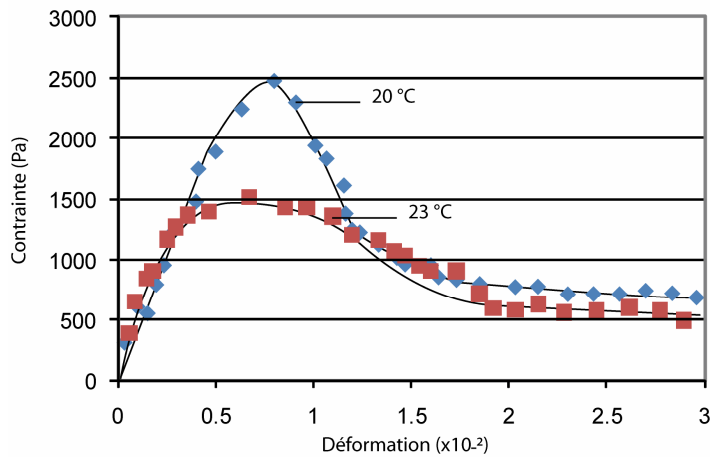


Figure 2-1 : Courbe contrainte / déformation du matériau Slope 1 pour une température d'expérimentation de  $20^\circ\text{C}$  et  $23^\circ\text{C}$  lors d'un essai de compression uniaxiale

L'augmentation de la température diminue les résistances en traction et en compression du matériau ainsi que sa valeur d'adoucissement. Ceci a pour conséquence que la déformation est de moins en moins localisée, ce qui implique que la "fragilité" diminue avec une augmentation de la température.

L'augmentation de la température entraîne également une diminution de l'écart entre  $\sigma_c$  et  $\sigma_t$  (Figure 2-2).

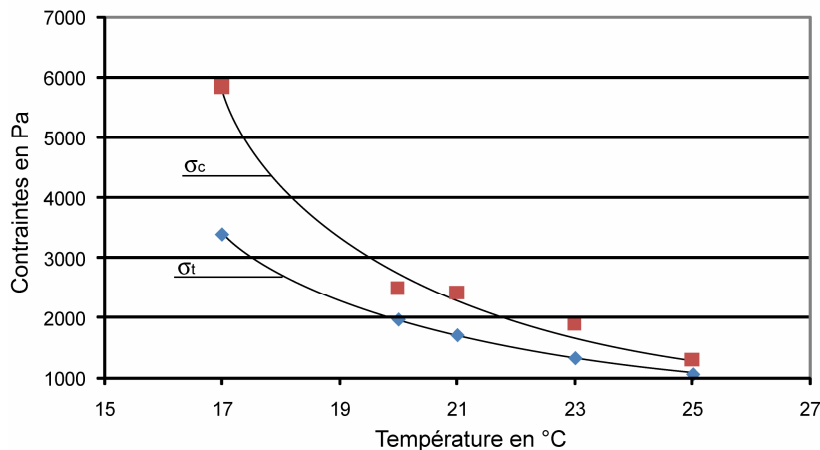


Figure 2-2 : Graphique présentant la variation de la résistance en compressive uniaxial ( $\sigma_c$ ) et de la résistance uniaxiale en traction ( $\sigma_t$ ) en fonction de la température.

La déstabilisation du modèle, et la satisfaction des critères de similarité, peut se faire de deux manières différentes :

- Par une diminution de la résistance du matériau. Ceci est possible via une augmentation de température du matériau. Mais cette méthode pose généralement quelques problèmes. La réduction de la résistance mécanique va s'accompagner d'une diminution de la valeur d'adoucissement (comme dit avant) et du caractère fragile. En effet une augmentation de la température va faire que la déformation sera de moins en moins localisée et de plus en plus diffuse. Le comportement du matériau va être de plus en plus ductile et de moins en moins fragile.

- Par une augmentation de l'accélération gravitationnelle imposée au modèle. C'est cette solution qui est généralement retenue en modélisation physique. L'augmentation du champ de gravité au sein des modèles permet de reproduire sur une courte période un phénomène intervenant sur le long terme dans les conditions naturelles.

Généralement ce type de chargement est imposé via une centrifugeuse. Mais de tels dispositifs impliquent des contraintes expérimentales lourdes :

- la taille du modèle doit être très petite en comparaison du rayon de giration de la centrifugeuse, afin que l'orientation de l'accélération imposée soit la même en tout point du modèle.

- l'inertie liée à la masse du dispositif fait qu'il est extrêmement difficile, pour ne pas dire impossible, d'arrêter une expérience à un stade précis de la déformation du modèle.



- Le coût et l'encombrement de ce type de dispositif sont également très importants.

Pour palier ces inconvénients un dispositif original a été développé au laboratoire GéoAzur. Ce dispositif permet d'augmenter le champ de gravité de manière discrète. Le principe de ce dispositif est de placer un modèle sur un plateau qui peut être élevé à une hauteur fixée (pouvant atteindre au maximum 2 m). Ce plateau est ensuite lâché en chute libre. Un amortisseur progressif réglable (dont la course d'amortissement fait 5 ou 10 cm) décélère l'ensemble plateau + modèle en fin de chute libre (Figure 2-3).

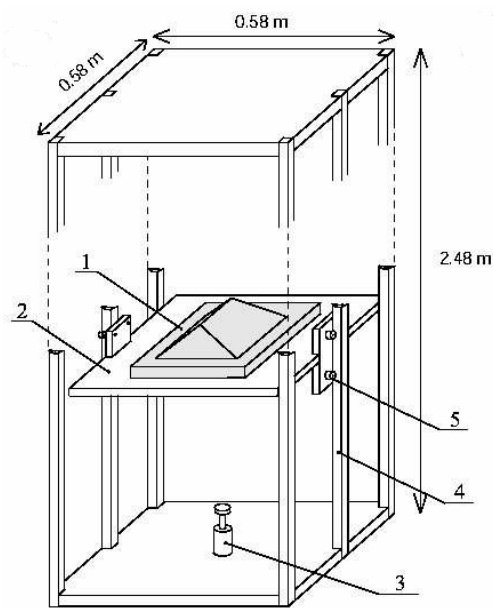
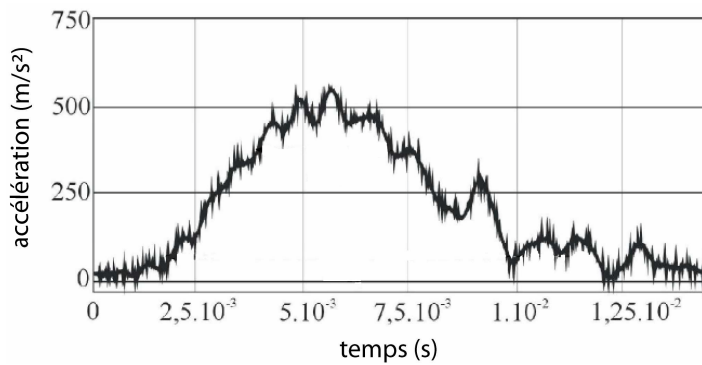


Figure 2-3 : Schéma du dispositif de chargement gravitaire discret d'après Bachmann, 2006 (modifié). (1) le modèle ; (2) la plateforme mobile supportant le modèle ; (3) l'amortisseur progressif ; (4) les rails d'aluminium guidant la chute libre de la plateforme ; (5) des roulements à billes.

L'accélération imposée au modèle est donc augmentée de façon progressive lors de cette phase d'amortissement jusqu'à un facteur de 50 (Figure 2-4), et ce afin de déterminer l'accélération qu'il est nécessaire d'appliquer au modèle (selon sa configuration initiale) afin d'atteindre la rupture en une centaine de cycles de chargement et dans des conditions quasi statiques.



*Figure 2-4 : Courbe d'accélération (mesurée à l'accéléromètre) imposée au modèle par le dispositif de chargement discret.*

Une fois la “bonne” accélération déterminée, la rupture du modèle est atteinte au bout d’une centaine de cycles de chargement répétés.

Des photographies sont faites afin de visualiser la déformation en surface, ainsi que des coupes afin de voir la déformation en profondeur à différents stades d’évolution de la déformation du modèle. Bien sûr, la réalisation d’une coupe à un stade de déformation donné entraîne la destruction du modèle. Il est donc nécessaire pour étudier le phénomène dans son ensemble de réaliser plusieurs modèles d’une même configuration initiale.

Dans le cadre de cette thèse nous avons porté nos efforts sur la réalisation de modèles capables de prendre en compte un grand nombre de fractures. De plus, nous avons développé une méthode de modélisation en trois dimensions permettant d’obtenir une topographie réaliste basée sur des données de modèles numériques de terrain.

### **2.2.2 Failles et fractures**

La création de failles et fractures à l’intérieur d’un modèle en deux ou trois dimensions se fait au moyen de fils. Des découpes sont pratiquées dans les faces latérales de la boîte en PVC dans laquelle l’expérience est réalisée. Des fils sont tendus à l’intérieur de la boîte via ces ouvertures (Figure 2-5a et 2-5b). Ces fils mesurent un dixième de millimètre de diamètre.

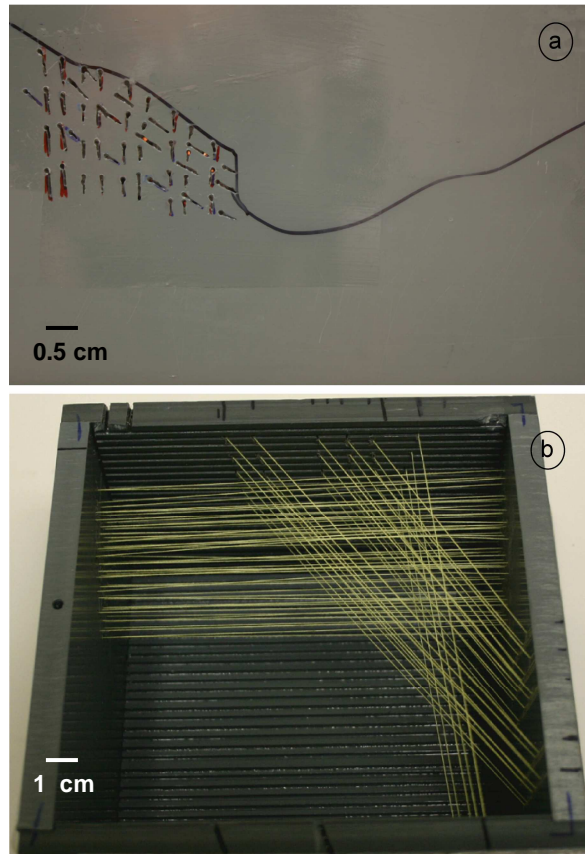


Figure 2-5 : (a) Ouvertures pratiquées dans les côtés latéraux d'une boîte en PVC servant à contenir un modèle physique au cours d'une expérience. (b) réseaux de fils servant à créer des fractures tendus au travers des ouvertures de la Figure 2-6a.

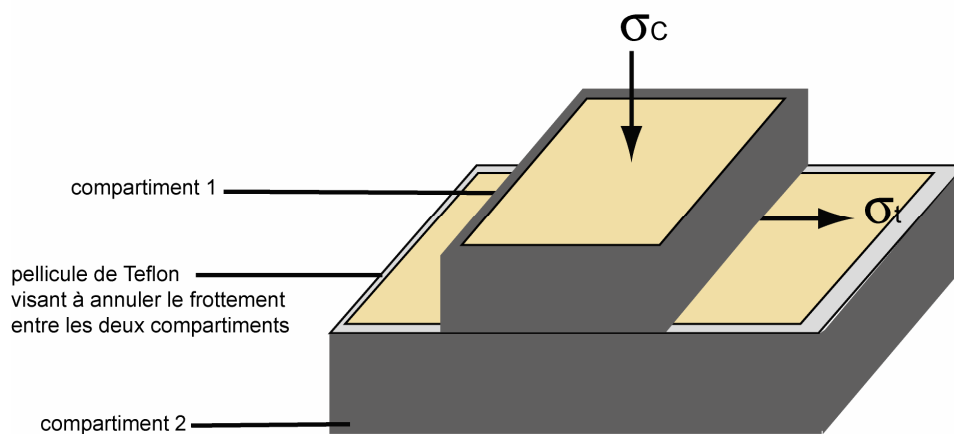
Une fois les fils disposés dans la boîte en PVC, le matériau analogue est alors fondu à une température de 60°C. Il est ensuite coulé dans la boîte en PVC. Une période de refroidissement d'une dizaine d'heures dans une pièce thermostatée à une température de 20°C (pour les raisons précédemment énoncées) est nécessaire afin que le modèle soit suffisamment solide pour pouvoir être manipulé sans subir de dommage. Puis les fils sont translétés, sur toute la largeur du modèle, dans les ouvertures des faces latérales tout en étant maintenus tendus afin de créer les zones de failles. Une fois ces zones de failles créées, les fils sont retirés du modèle avant réalisation de l'expérience.

Dans le cas de modèles présentant des fractures ou failles préexistantes le coefficient de frottement le long des failles et fractures a été mesuré.

D'après la troisième loi de Coulomb (1785) le coefficient de friction  $\mu$  est défini comme étant égale au rapport entre la contrainte tangentielle nécessaire à initier le mouvement d'un bloc de matériau *Slope 1* sur un autre, et la contrainte normale, entre les deux surfaces soit :

$$\mu = \frac{\sigma_t}{\sigma_c} \quad (2)$$

Via le dispositif expérimental présenté sur la figure 2-6 il a été possible de mesurer ce coefficient de frottement. Ce dispositif expérimental se compose d'une boîte rigide en pvc dont la partie supérieure n'est pas solidaire de la base (et peut donc coulisser sur la partie inférieure) permettant ainsi d'avoir deux compartiments, d'une pellicule de téflon à l'interface entre ces compartiments (afin d'annuler le frottement pvc sur pvc) et d'un capteur de force (Figure 2-6)



*Figure 2-6 : Dispositif expérimental servant à mesurer la contrainte tangentielle nécessaire à initier le mouvement d'un bloc de matériau Slope 1 sur un autre.*

Pour des sollicitations lentes, de l'ordre de celles que le modèle subit au cours d'un cycle de chargement, ce coefficient de friction  $\mu = 0,18$  (Figure 2-7).

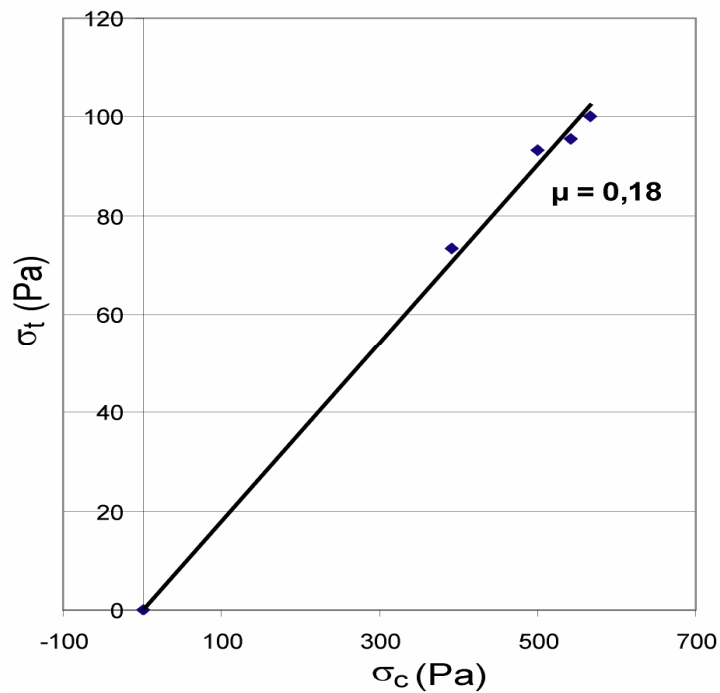


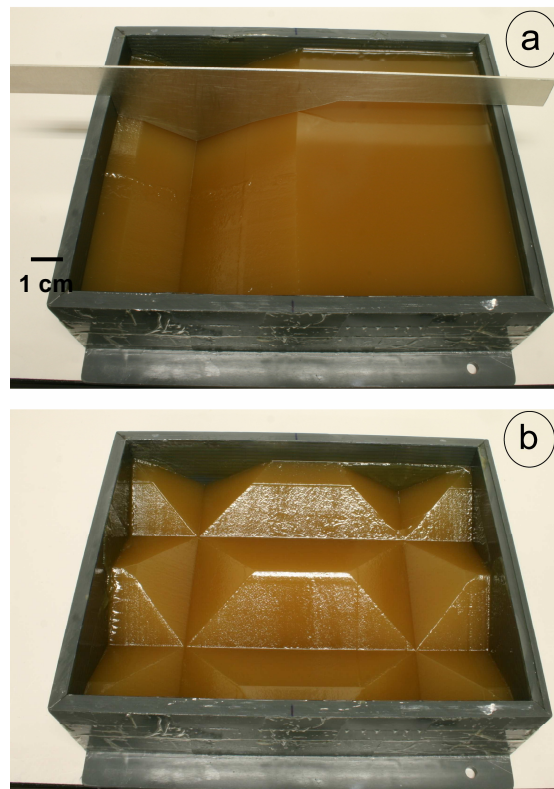
Figure 2-7 : Contrainte tangentielle en fonction de la contrainte normale mesurée entre deux blocs de matériau Slope1 lors de l'initiation du mouvement à  $T=20^{\circ}\text{C}$ .

Cette valeur du coefficient de frottement peut sembler faible au regard des valeurs obtenues en laboratoire sur échantillon de roches, qui sont généralement comprises entre 0,6 et 0,8 (Byerlee, 1978). Cependant de nombreux exemples tendent à montrer qu'à grande échelle le coefficient de friction est plus bas et serait proche de 0,1 à 0,2 (Brune et al., 1969 ; Henyey and Wasserburg, 1971 ; Lachenbruch and Sass, 1973, 1980 ; Molnar et al., 1973 ; Kao and Chen, 1991 ; Tichlaar and Ruff, 1993).

### 2.2.3 Topographie

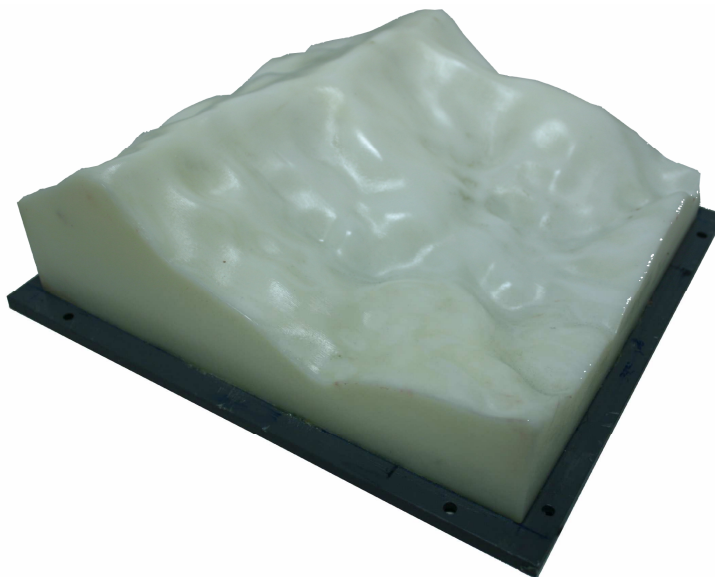
Cette partie va présenter la mise en oeuvre des modèles et en particulier la réalisation de leur topographie,

Dans le cas d'un modèle en deux dimensions ou d'un modèle "simplifié" en trois dimensions (Bachmann et al., 2004 ; Chemenda et al., 2005 ; Bois et al., 2008), un ensemble de couteaux et de raclaires sont utilisés afin d'imposer la géométrie initiale du modèle (Figure 2-8).



*Figure 2-8 : Photographies d'un modèle en 3-D simplifié. (a) début de la sculpture grâce au racloir visible sur la photo ; (b) modèle fini de sculpter.*

Dans le cas d'un modèle physique 3D présentant une topographie réaliste (basée sur des données de terrain), un "négatif" du relief désiré est placé au fond de la boîte dans laquelle est coulé le modèle (Figure 2-9).

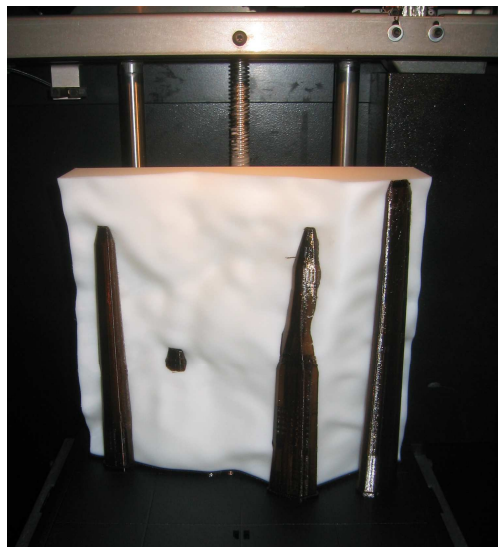


*Figure 2-9 : Photo d'un contre-moule de 22 cm x 20 cm et servant à la réalisation de modèles en trois dimensions basés sur des topographies réalistes. C'est ici une portion de la Matter Valley centrée sur la falaise du Grossgufer.*

Ce contre-moule a été réalisé à partir de données issues de modèles numériques de terrain, d'une résolution spatiale de 90 m, obtenue par la NASA (mission SRTM). Ces données ont été traitées au moyen du logiciel SURFER afin d'obtenir les coordonnées de chaque point de la surface topographique dans les trois directions de l'espace. Elles ont ensuite été inversées afin d'obtenir un fichier de valeurs qui correspondent au "négatif" du relief désiré.

Ces données inversées ont ensuite été envoyées au service de prototypage rapide I3D du laboratoire CEMES à Toulouse afin que ces derniers réalisent la "pièce" au moyen d'une imprimante 3-D.

Ce type d'imprimante fonctionne comme une imprimante à jet d'encre classique à la différence qu'au lieu de déposer de l'encre sur du papier, les têtes d'impression déposent une succession de fines couches de polymère d'une épaisseur constante de 0,5 mm les unes sur les autres (Figure 2-10).



*Figure 2-10 : Photographie d'un contre-moule de 22cm par 20 cm en cours d'impression.*

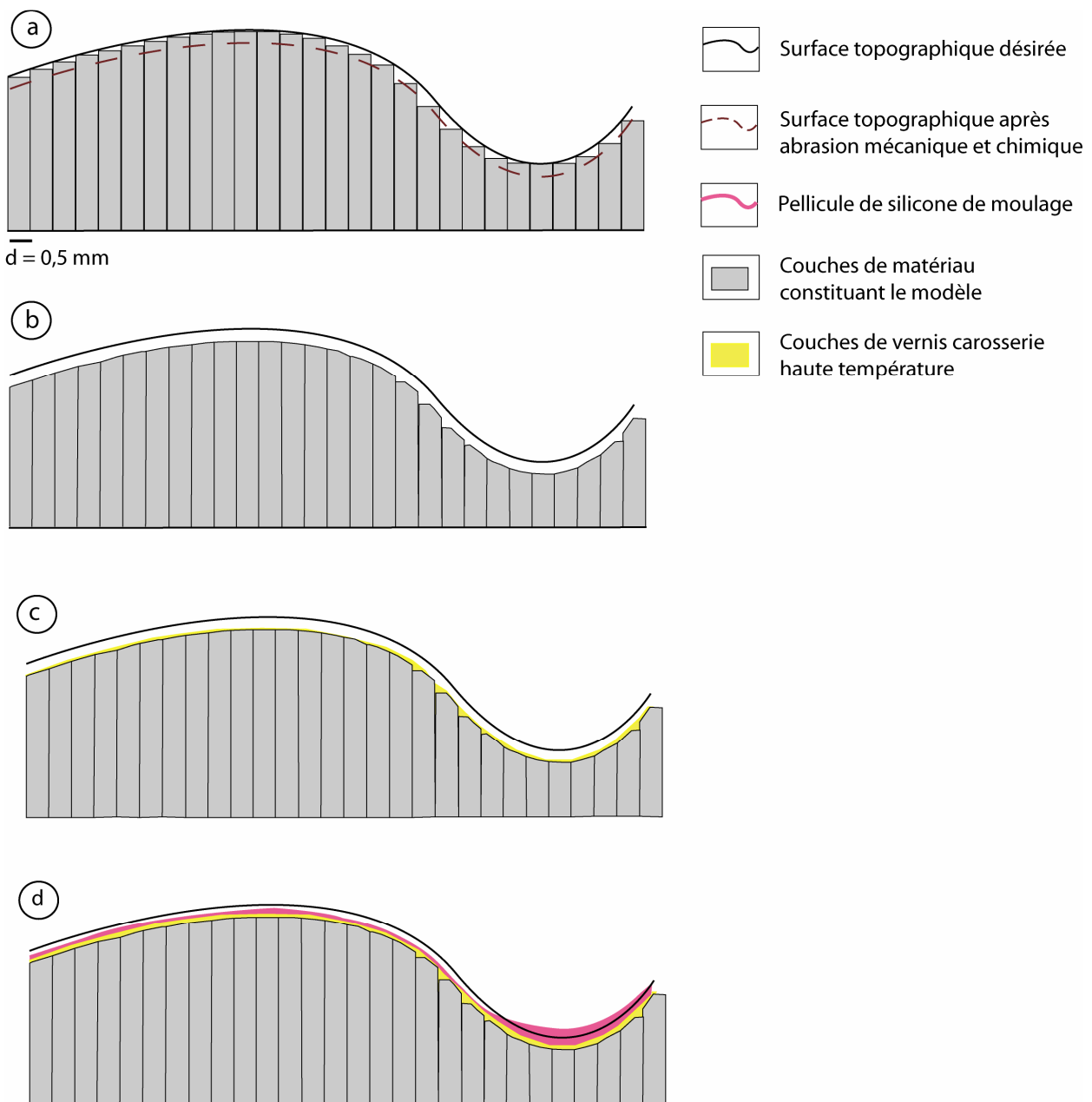
La succession de ces couches forme des irrégularités d'une épaisseur de 0,5 millimètres (Figure 2-11a).

Compte tenu du facteur d'échelle choisi pour ce contre-moule (1 centimètre pour 500 mètres) ces stries correspondent à des imperfections qui, mises à l'échelle, mesurent 25 mètres. Au regard de la résolution du MNT de départ qui est de 90 mètres, ces imperfections n'ont pas une taille négligeable. Il est donc nécessaire d'éliminer ces imperfections, et de lisser la surface du contre-moule. Pour se faire, la pièce a tout d'abord été poncée, puis de l'acétone (qui est un solvant du polymère) a été appliqué à moyen d'un chiffon (Figure 2-11b).

La quantité de matériau enlevé par cette étape d'abrasion va être plus importante sur les parties du contre-moule présentant un relief positif (et qui correspondent aux vallées qui seront créés sur le modèle) que sur les parties présentant un relief négatif (et qui correspondent aux sommets qui seront créés sur le modèle). Cette abrasion reste toutefois inférieure à l'épaisseur d'une couche de polymère (0,5 millimètres) sur l'ensemble du contre-moule (bien que plus de matériau soit enlevé sur les parties saillantes que dans les creux de la pièce). Il semble donc raisonnable d'estimer que la quantité moyenne de matériau enlevée sur l'ensemble du contre-moule est de l'ordre d'une demi-fois la largeur d'une couche de polymère, soit 0,25 millimètres.

Afin d'améliorer cet état de surface et réduire l'écart entre la topographie du contre-moule et la topographie désirée, trois fines couches de vernis haute température pour carrosserie automobile (de marque CARLUX®) ont été appliquées, en égrainant la couche précédente au papier Emery entre deux vernissages (Figure 2-11c). Le nombre nécessaire de couches de vernis a été déterminé en fonction "du rendu au touché" qui devait être le plus lisse possible.





**Figure 2-11: Schéma de la préparation d'un contre-moule avant de pouvoir réaliser des modèles physiques trois dimensions. (a) Couches successives de polymère d'une épaisseur de 0,5 mm empilées les unes sur les autres pour créer le relief désiré (matérialisé par le trait noir). (b) Surface du contre moule après ablation chimique (via de l'acétone) et mécanique (via du papier Emery). L'écart entre la surface topographique « vraie » (trait noir) et la surface topographique du contre-moule est de l'ordre d'une demie couche de polymère (0,25 mm). (c) L'état de surface de l'étape (b) est amélioré via une pellicule de vernis automobile de haute température appliqué en 3 fines couches successives. (d) Le contre-moule est recouvert d'une pellicule de silicone de moulage afin de réduire le couplage entre le matériau analogue Slope1 et le contre-moule.**

Avant d'être placé au fond de la boîte en PVC dans laquelle le matériau fondu *Slope 1* va être coulé, le contre-moule est recouvert d'une pellicule fine d'élastomère silicone bicomposant réticulant à température ambiante (i.e. silicone de moulage) fabriqué par Wacker Silicone® (modèle Elastocil M4601A) (Figure 2-11d). L'objectif de cette pellicule de silicone est double. Elle vise premièrement à améliorer encore l'état de surface du contre-moule. Deuxièmement elle va permettre de réduire le couplage entre le matériau *Slope 1* et le contre-moule afin d'assurer un démoulage sans arrachement (Figure 2-12).

Le silicone de moulage employé est un produit liquide dont la viscosité est de 20 Pa/s. De ce fait il est impossible d'éviter l'écoulement gravitaire le long des pentes du contre-moule lors de l'application du silicone. Afin de limiter les variations d'épaisseur entre reliefs positifs du contre-moule et reliefs négatifs, cette pellicule de silicone est appliquée en deux couches fines successives, plutôt qu'en une seule couche d'épaisseur équivalente aux deux fines couches. L'application se fait donc au pinceau.

En effet une couche plus fine mettra moins de temps à polymériser qu'une couche plus épaisse. Ainsi l'écoulement gravitaire le long des pentes sera de moins en moins possible à mesure que le silicone polymérise. A titre indicatif le temps de polymérisation donné par le fabricant est de quatre vingt dix minutes, par tranche d'un millimètre d'épaisseur, pour un séchage totale. Des tests réalisés par le fabricant ont déterminé que la pellicule de silicone la plus fine qui soit applicable en une couche homogène ne présentant pas de manque de recouvrement mesure au moins 0,1 millimètre d'épaisseur.

Ainsi, bien qu'il soit difficile de déterminer l'épaisseur exacte de silicone appliqué sur le contre-moule, il est logique de l'estimer à 0,1 millimètre, par couche de silicone, sur les reliefs positifs du contre-moule (ce qui tend à être confirmé par le temps de séchage qui avoisine les neuf minutes et qui est en accord avec les quatre vingt dix minutes par millimètres donné par le fabricant). Ce qui donne un total de 0,2 millimètres, après application des deux couches de silicone, pour les reliefs positifs du contre-moule.

Compte tenu de l'écoulement gravitaire précédemment mentionné, il est logique de penser que l'épaisseur de silicone dans les creux du contre-moule soit plus importante. Mais sachant que le temps de polymérisation du silicone ne diffère pas (ou trop peu pour être quantifié) entre sommets et creux du contre-moule, à chaque application, il est raisonnable de penser que l'épaisseur dans les creux reste inférieure à 0,2 millimètres (qui nécessiteraient 18 minutes de séchage), soit au total 0,4 millimètres pour les deux couches.

Finalement, il est possible d'estimer l'épaisseur de cette pellicule de silicone entre 0,2 millimètres au niveau des reliefs positifs du contre-moule, et 0,4 millimètres dans les reliefs

négatifs. Ce qui donne respectivement un écart à la topographie désirée de -0,05 millimètres pour les reliefs positifs du contre-moule (soit -2,5 mètres au regard du rapport d'échelle) et +0,1 millimètre dans le cas des reliefs négatifs du contre-moule (soit un écart de +5 mètres). L'erreur de topographie de notre contre-moule est donc inférieure d'un ordre de grandeur par rapport à la résolution de 90 mètres du MNT du SRTM utilisé..



*Figure 2-12 : Photographie d'un contre-moule de 22 cm x 20 cm recouvert d'une pellicule de silicone de moulage.*

Après le temps de cristallisation nécessaire, l'ensemble boîte en PVC et modèle sont placés dans un réfrigérateur à une température de 10°C pendant deux heures de sorte à ce que la résistance des deux premiers millimètres de matériau se trouvant à l'interface avec le contre-moule augmente, et ce afin de pouvoir démouler sans endommager la surface du modèle. Le contre-moule est alors retiré de la boîte, et un modèle physique en 3-D réaliste est obtenu (Figure 2-13). Avant de réaliser une expérience, le modèle est maintenu pendant quatre heures à une température de 20 °C pour qu'il retrouve une température homogène.



*Figure 2-13: Photographie d'un modèle complexe et réaliste en trois dimensions d'une partie de la Matter Valley centré sur le secteur de Randa (Valais, Suisse). Une fine couche de sable a été déposée sur la surface en vue d'une exploitation stéréophotogrammétrique (cf Annexe 2).*

## **2.3 Modélisation numérique**

Modéliser numériquement des instabilités gravitaires de manière pertinente est un exercice délicat. Cela nécessite l'application de méthodes de calcul itératives. Ces itérations étant dépendantes du temps.

Le code de calcul en différences finies FLAC 3D applique de telles méthodes. Il a donc été choisi pour la réalisation des modèles numériques que nous présenterons au chapitre suivant.

Les topographies des modèles proviennent de Modèles Numériques de Terrain (souvent des données du SRTM) (Figure 2-14). Les modèles sont homogènes et ont des propriétés élasto-plastiques, et suivent un critère de rupture au sens de Mohr-Coulomb. La résolution du maillage varie de 20 mètres à 90 mètres d'un modèle à l'autre mais reste cependant inférieure ou égale à la résolution du Modèle Numérique de Terrain dont est issue la topographie initiale (qui est de 90 m pour les données de la mission SRTM).

Les paramètres suivants sont utilisés : le module d'Young  $E$  est égale à 20GPa, le coefficient de Poisson  $\nu$  vaut 0,23 et la masse volumique  $\rho$  est initialisée à 2700 kg/m<sup>3</sup>. Il s'agit de valeurs standards issues de mesures en laboratoire pour du gneiss (Merrien-Soukatchoff et al., 2001 ; Willenberg, 2004). Il nous a également semblé raisonnable de nous

fixer une valeur de cohésion initiale de 10 MPa, valeur qui est en accord avec celles employées par d'autres auteurs pour d'autres travaux de modélisation numérique (Merrien-Soukatchoff et al., 2001 ; Eberhardt et al., 2004 ; Willenberg, 2004) .

Différentes valeur de frottement interne ont également été testées. Nous avons décidé de retenir une valeur de frottement interne faible et une valeur de frottement interne forte. Nous avons choisi 10° de frottement comme valeur pour les expériences à faible frottement interne et 30° pour celles à plus forte valeur de frottement interne.

Nous simulons la déformation des modèles numériques sous l'action de la gravité. L'objectif est de charger le modèle tout en atteignant un équilibre des forces élastiques (afin de s'affranchir d'un chargement dynamique) avant de chercher à atteindre la rupture.

Ce type de chargement peut être réalisé de plusieurs manières différentes. Il est par exemple possible de simuler un déconfinement progressif de la masse rocheuse (approche souvent utilisée dans le but de reproduire la fonte de glacier) (Figure 2-14).

La méthode consiste à faire progressivement « disparaître » après un certain nombre d'itérations les blocs rouges présentés sur la figure 2-14.

Ceci reste la méthode de chargement la plus simple mais aussi la moins précise. En effet la diminution de la charge imposée par les blocs rouges n'étant pas fonction d'un état de contrainte ou de déformation, mais d'un nombre d'itérations, le déconfinement du modèle se fait par à-coups et non de manière continue et progressive. Le second inconvénient de cette approche est que le déconfinement n'est pas homogène en tout point du modèle et à plus forte raison pour des topographies en trois dimensions réalistes. En effet comme le montre la figure 2-14b la partie gauche du sommet du modèle est déjà déconfinée tandis que la partie droite elle ne l'est pas.

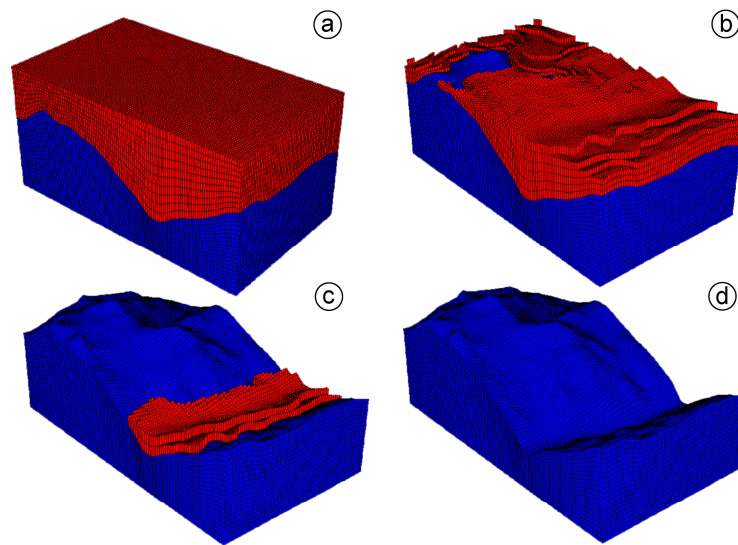


Figure 2-14 : Déconfinement progressif d'un modèle numérique 3-D. De (a) à (d) quatre des étapes du chargement de la masse rocheuse (blocs bleus) par la « disparition » des blocs de chargement (blocs rouges).

Une autre méthode consiste à progressivement augmenter la valeur de la gravité imposée au modèle, tout en gardant les autres paramètres du modèle (cohésion, frottement interne...) constants, jusqu'à atteindre la rupture (Bachmann et al., 2009). L'augmentation progressive de la gravité imposée au modèle permet d'avoir un chargement progressif et continu de ce dernier et non plus par paliers comme dans le cas précédant. Notons toutefois que cette méthode, bien que couramment employée ne reproduit aucun chemin de chargement ayant existé dans la nature.

Une troisième méthode consiste à appliquer un chargement gravitaire constant et à réduire la résistance du modèle en diminuant progressivement sa cohésion et/ou en augmentant son frottement interne de manière homogène au cours de l'essai. Un chargement gravitaire de  $9,81 \text{ m/s}^2$  ( $1g$ ) est appliqué à ces modèles. C'est cette dernière méthode que nous avons choisi d'employer afin de réaliser nos modèles numériques. En effet cette méthode nous semble pertinente pour simuler l'altération physico-chimique de la matrice rocheuse.

Des conditions aux limites fixes sont imposées aux modèles ainsi qu'à leur base (Figure 2-15a). Ceci implique qu'à l'échelle de temps du phénomène considéré, la part de

déplacements horizontaux imputables à la tectonique est négligée. Les contraintes tectoniques sont également négligées.

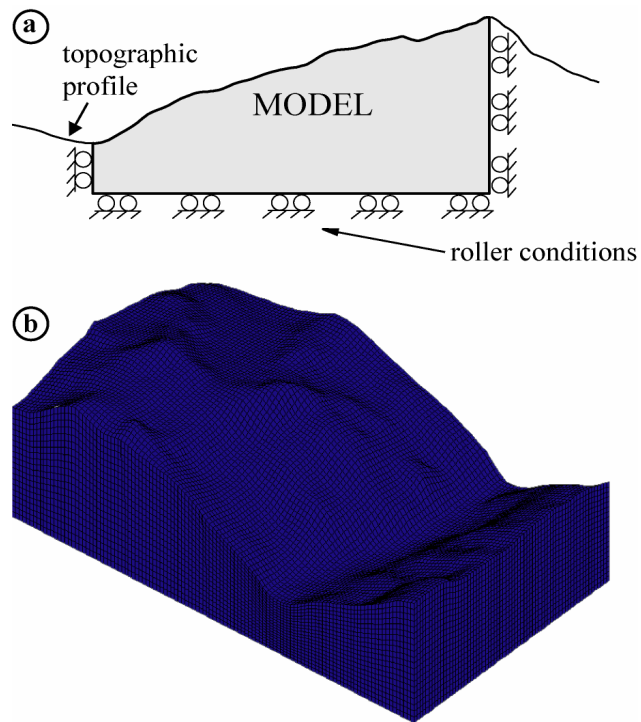


Figure 2-15 : Exemple de modèles numériques homogènes réalisés avec Flac 3D. Les topographies initiales sont issues de données provenant d'un Modèle Numérique de Terrain. (a) Modèle 2D du versant de La Clapière (Alpes-Maritimes, France) d'après Chemenda et al., 2009 (modifié) ; (b) modèle 3D d'une partie de la Matter Valley centré sur la falaise du Grossgufer (Valais, Suisse).







# **Chapitre III : Résultats** **expérimentaux**

### **3.1 Introduction**

Les protocoles expérimentaux présentés au chapitre 2 ont ensuite été appliqués afin d'étudier le rôle des hétérogénéités structurales héritées et de l'altération physico-chimique sur la déstabilisation des massifs rocheux. Deux sites ont été choisis pour mener cette étude. Il s'agit du glissement de La Clapière (Alpes-Maritimes, France) et de l'écroulement de Randa (canton du Valais, Suisse). Notre choix s'est porté sur ces deux sites car ils sont fortement documentés et ont fait l'objet de nombreuses études. Cependant, parmi les questions qui restent posées nous avons abordé les suivantes :

Dans le cas du massif de La Clapière, un ensemble de failles subverticales majeures orientées N 140° découpent le massif. D'après leur extension latérale il est raisonnable de postuler que la persistance de ces failles en profondeur est importante. Cependant la géométrie de ces failles en profondeur n'est pas connue. De ce fait la question de savoir si ces failles (et plus précisément leur géométrie en profondeur) exercent un contrôle sur la déstabilisation du massif restait posée. Par ailleurs, le massif est composé de gneiss plus ou moins altérés. Nous nous sommes donc demandé si cette altération influençait la stabilité du massif. En l'absence de donnée nous avons considéré une altération homogène affectant la totalité du versant indépendamment de la profondeur.

Dans le cas de l'écroulement de Randa, bien que les volumes et la cinématique du mouvement soient bien connus, les rôles relatifs joués par l'ensemble des fractures discontinues affectant le versant (particulièrement la densité du réseau de fractures et leur persistance), la topographie clairement trois dimensions et l'altération physico-chimique restaient peu connues.

Ce chapitre présente donc les résultats obtenus en vue de répondre à ces questions sous la forme de quatre articles.

Le premier article est dédié à l'étude de l'influence de la géométrie des hétérogénéités structurales héritées sur la déstabilisation des massifs rocheux. En effet il est largement admis que les failles héritées ont un impact sur la stabilité des versants ainsi que sur la déformation gravitaire de ces derniers. Des modèles physiques ont été réalisés en prenant pour analogue de terrain le versant de la Clapière. L'étude est menée via un modèle physique deux dimensions. La structure générale du modèle est basée sur une coupe simplifiée du versant de La Clapière le long d'un profilé orienté NE – SW. Six failles listriques, dont la profondeur du point

d'inflexion varie, ont été introduites dans le modèle. Un chevauchement à la base du versant et d'orientation parallèle à la vallée a également été introduit dans certains cas.

Les résultats montrent que, pour toutes les configurations testées, le volume total mobilisé par la déformation gravitaire reste sensiblement le même, ce qui tend à confirmer l'hypothèse selon laquelle le glissement de La Clapière serait l'expression "épidermique" (en surface) d'un mouvement plus profond impliquant tout le massif (DSGSD).

D'autre part, cette déformation superficielle n'a pu être obtenue que dans un seul des cas testés, démontrant ainsi le rôle majeur exercé par la géométrie des failles en profondeur sur la déformation de surface et subsurface des massifs rocheux.

Pour faire continuité à ceci, nous nous sommes intéressés à l'influence de réseaux de fractures discontinues sur la perte de stabilité d'un versant. En effet l'influence de certains paramètres propres aux fractures (densité du réseau considéré, persistance des fractures le composant) sur les mécanismes de rupture, les cinématiques et les volumes impliqués et la morphologie résultante restait peu connue.

C'est afin de répondre à ces questions qu'une série de modèles physiques deux dimensions basés sur une coupe de la falaise du Grossguger (Valais, Suisse) orientée E – W ont été réalisés. Dans ces modèles, des fractures représentant de manière simplifiée mais réaliste les zones de fractures de l'analogie de terrain ont été introduites. Les différents cas testés ont consisté à faire varier le nombre et/ou la persistance de ces fractures discontinues. Les résultats montrent que la dynamique de la déstabilisation gravitaire (glissement continu et relativement lent de type DSL ou d'écroulements successifs) est fortement influencée par le nombre de fractures pré-existantes et par leur persistance et densité.

Une augmentation de la densité de fracture facilite la rupture du versant et entraîne une augmentation du volume mobilisé. D'autre part, la persistance des fractures conditionne la cinématique de la rupture mais n'exerce qu'un très faible contrôle sur le volume mobilisé. Enfin, le fait de retirer les fractures apparemment inactives conduit à une rupture comparable à celle obtenue avec un modèle homogène (ne comportant donc aucune fracture pré-existante). Ce résultat montre que ces fractures, bien qu'a priori inactives, exercent une perturbation du champ de contrainte importante et modifie les modalités de la rupture gravitaire.

Le troisième article est la poursuite du travail précédant, en trois dimensions et basé sur des données topographique réelles du secteur de Randa. Plusieurs réseaux de fractures

discontinues ont été introduit dans les modèles. Toutes ces fractures discontinues ont une persistance verticale identique. Seule la densité (i.e. le nombre de fractures) a été modifiée d'un cas à l'autre.

Les résultats montrent qu'en l'absence de fracture, la topographie explique à elle seule la localisation de la rupture sur la falaise du Grossgufer, bien que le volume mobilisé et la dynamique du mouvement ne soient pas cohérents avec la séquence de rupture de 1991. L'augmentation du nombre de fractures conduit à l'obtention d'une rupture du versant de Randa en deux écroulements successifs imbriqués dans une déformation plus profonde et lente du massif de type DSGSD. Ces résultats confirment donc l'influence des réseaux de fractures sur la déstabilisation des versants rocheux mais montrent également le rôle majeur de la topographie en trois dimensions à grande échelle.

Le quatrième article est dédié à l'étude de l'influence de l'altération physico-chimique sur la perte de stabilité d'un versant. L'étude est menée via un modèle numérique deux dimensions basé encore une fois sur une coupe NW – SE du versant de La Clapière.

Dans tous les cas, le chargement du modèle se fait par une réduction progressive est continue de la cohésion au cours de l'expérience.

Les résultats montrent que pour une cohésion initiale d'environ 10 MPa et un angle de friction interne d'environ 30° la déformation du modèle se traduit par la formation d'un plan de rupture profond impliquant l'ensemble du massif, suivi par la formation d'un glissement de terrain plus superficiel de type DSL.

La modification des valeurs de cohésion et frottement interne initiaux du modèle, ainsi que le changement de la topographie du modèle pour un profil rectiligne sans rupture de pente, n'aboutit pas à un résultat satisfaisant. Ce résultat montre, encore une fois, l'influence de la topographie sur la répartition des contraintes.

Ces expériences ont été complétées par des modélisations numériques en trois dimensions basées cette fois sur le cas du glissement de Randa. Les résultats ont confirmé l'influence exercée par l'altération physico-chimique de la matrice rocheuse sur la déstabilisation des versants. Ils ont également montré que cette altération physico-chimique combinée à la topographie initiale du secteur de Randa permet d'expliquer la localisation de l'instabilité sur la falaise du Grossgufer.

## **3.2 Article 1: Influence of major inherited faults zones on gravitational slope deformation: a two-dimensional physical modelling of the La Clapière area (Southern French Alps).**

T. Bois, S. Bouissou & Y. Guglielmi

Publié à:

Earth and Planetary Science Letters, vol. 272, doi: 10.1016/j-epsl\_2008.06.006

### **3.2.1 Abstract**

Inherited faults are known to influence rock slope stability and gravitational deformation. In spite of that, in many studies few faults are identified in field and properly used in models of gravitational slope deformation. The aim of this work is to study the influence of inherited faults zone density and geometry on gravitational failure processes at the massif scale using a physical modelling technique which satisfies the similarity criteria. Models are scaled to the well-documented natural example of La Clapière in the southern French Alps. Experiments were conducted using mechanically homogeneous material with variable fault geometry. In each of tested configurations, the mobilized volume was almost the same. Results confirmed the hypothesis that the La Clapière landslide is a shallow section of a deep-seated gravitational slope deformation. Furthermore, among the various configurations tested, only one is able to reproduce the observed superficial deformation on the La Clapière hillside. This result demonstrated that the geometry of the faults at depth plays a major role on the style of gravitational deformation patterns. Regarding the particular case of La Clapière, our results give new insights on the shape of the faults affecting the massif at depth. In particular, normal listric faults seem to have shallow inflexions compared to a deep-seated thrust fault that was either gravitationally formed or pre-existing but inactive (i.e. sealed) before slope destabilization and then gravitationally reactivated.

*Key words: Deep Seated Gravitational Deformation, sackungen, sackung, Deep-seated failure, Landslide, La Clapière, structural heterogeneities, listric faults, thrust fault, physical modelling.*

### **3.2.2 Introduction**

Gravitational Slope Deformations are common in all mountain ranges (Crosta, 1996; Agliardi et al., 2001, Tibaldi et al., 2004). They can be very slow deformations, also called “Sagging” or “Sackung”, characterized by morpho-structural features such as double ridges, ridge top depressions, scarps and counterscarps, trenches, etc. (Agliardi et al., 2001; Kinakin and Stead, 2005). Inherited tectonic faults are assumed to have a strong control on gravitational deformation of massifs (Scavia, 1995; Kaneko et al., 1997). Progressive failure within a rock slope can initiate and propagate in zones preferentially weakened by faults (Bachmann et al., 2004; Sartori et al., 2003; Willenberg, 2004). This seems to be the case in a well documented area in the Argentera – Mercantour massif (Southern French Alps) where recent research revealed evidence linking pre-existing major tectonic fault zones and gravitational slope deformation (Guglielmi et al., 2005; Jomard et al., 2007a; Jomard et al., 2007b). This work however obtained few data on fault geometry at depth. The work focused on the characterisation of families of fault affecting hillsides subjected to gravitational failure (Follacci, 1987; Follacci, 1999; Guglielmi et al., 2002; Guglielmi et al., 2005; Jomard et al., 2007; Jomard et al., 2007). There is still a poor knowledge regarding the influence of fault geometry at depth on both in terms of the mobilized volume, and the kinematics of sliding associated with the gravitational failure.

In order to analyse how the major fault network geometry at depth can influence both the failure propagation and global massif deformation, five sets of experiments were carried out. In the first, we considered a homogeneous model without faults. Second, we added six sub-vertical normal listric faults with an inflexion at shallow depth. Third, we increased the depth of the inflexion of the normal listric faults. The fourth and fifth sets of experiments corresponded to the second and third, but with a thrust fault added at the slope toe.

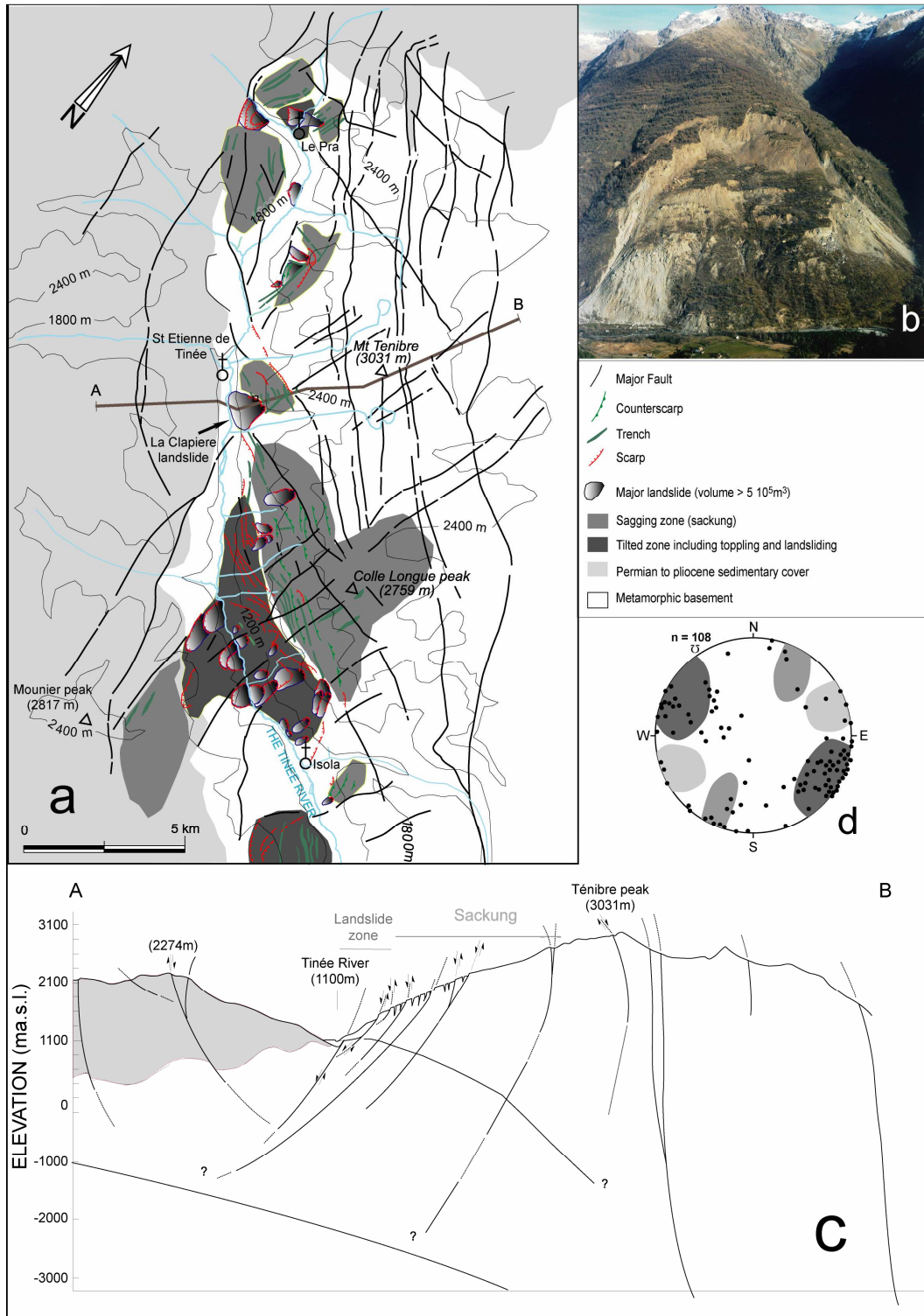
### **3.2.3 Field data**

The Tinée valley is situated along the North-Western edge of the Argentera-Mercantour metamorphic unit (Southern French Alps) (Follacci, 1999). The East side of the valley is mainly made of weathered metamorphic units that composed the metamorphic basement. This metamorphic basement has a N150-60°E foliation (average trend) (Bogdanoff, 1986).

Three distinct sets of faults affecting the valley can be distinguished, trending N010°E-N030°E, N080°E-N090°E and N110°E-N140°E (Ivaldi et al., 1991; Gunzburger et Laumonier, 2002; Delteil et al., 2003). Those pre-existing fault zones were mapped at the valley scale (Jomard et al., 2006; Jomard et al., 2007a and 2007b). Those faults display a pluri-kilometric lateral extension and a local thickness of several meters to tens of meters. Two groups of those faults can be distinguished. A set of normal faults that cut the entire slope from the foot to the crest with a dip towards the valley of 90° to 70°, and a single overthrusting fault located at the foot of the slope in the Tinée valley floor with a dip of 20 to 30° towards the massif (Gunzburger et Laumonier, 2002; Jomard et al., 2006; Jomard et al., 2007a and 2007b).

Several different gravitational features affect the valley slopes. They can roughly be grouped into two main types. The first type corresponds to a tilted zone, which is located near the foot of the slope between the elevation of the valley floor and the middle of the slope. The second is a sagging zone that is located between the mid-slope elevation and the mountain crest (Guglielmi et al., 2005; Lebourg et al., 2005) (Figure 3-1).





**Figure 3-1: The Argentera–Mercantour massif and its deformation. (a) Plan view showing geology, fault and gravitational structures in the Argentera–Mercantour massif; (b) La Clapière landslide; (c) cross section AB on Figure 1a; (d) fracture orientations in the La Clapière landslide after Gunzburger and Laumonier, 2002 (modified).**

In the tilted zone, metamorphic rocks are toppled by landslides. Volumes range between 5 and  $50 \times 10^6 \text{ m}^3$ . Most of the currently active large landslides are located in this zone, and among them is the La Clapière (Figure 3-1) which is less than 1 km downstream from the village of Saint-Etienne-de-Tinée. The behaviour of this landslide is typical of rock mass movements in the area. This landslide extends over a width of 800 m from foot of the hillside to a 120 m high scarp (at elevation 1600 m). The depth of the failure surface ranges from 100 m to 200 m. The landslide moves downward at a rate varying from 50 to 500 cm/year, (with an average about 1 cm/day) (Casson et al., 2005; Jomard et al., 2006; Jomard et al., 2007a and 2007b).

The sagging zone is characterized by extensional deformation structures (e.g. large pluri-kilometric length tension cracks and downhill scarps that are several meters high) (Lebourg et al., 2005). These landforms involve displacements along the pre-existing tectonic fault zones. Tension cracks correspond to a meter-wide horizontal opening of the superficial part of the faults that has created a 10 to 50 m deep normal trench (Guglielmi et al., 2005). Scarps correspond to shear displacements with vertical throws ranging from 1 to 50 m.

### **3.2.4 Experimental Setup and Procedure**

A full description of the analogue material called *Slope*<sup>1</sup> and of the loading device developed to perform scaled physical modelling of gravitational deformation is provided in (Chemenda et al., 2005). To create a model, the melted analogue material *Slope*<sup>1</sup> is moulded into a rigid box. Faults are created by using strings stretched through openings (6 sub-vertical and 1 sub-horizontal) on the two opposing sides of the box. After cooling at a temperature of 20°C, the material is strong enough to be easily cut with the strings without being damaged in areas other than the cuts. Strings are moved inside the openings to generate the faults and then removed. The main similarity criterion is:

$$(1) \quad \frac{\sigma_c^o}{\rho^o g^o H^o} = \frac{\sigma_c^m}{\rho^m g^m H^m}$$

where  $\rho g$  is the specific weight ( $\rho$  is the density and  $g$  is the gravity acceleration),  $\sigma_c$  the strength under uniaxial compression,  $H$  the spatial scale of the phenomenon (the mountain height  $H$ , for example) and superscripts “o” and “m” mean original and model, respectively.

The scaling factor  $\frac{H^o}{H^m}$  was chosen to be 1/50000, so that 1 cm in the model corresponds to 500 m in nature (Figure 3-2).

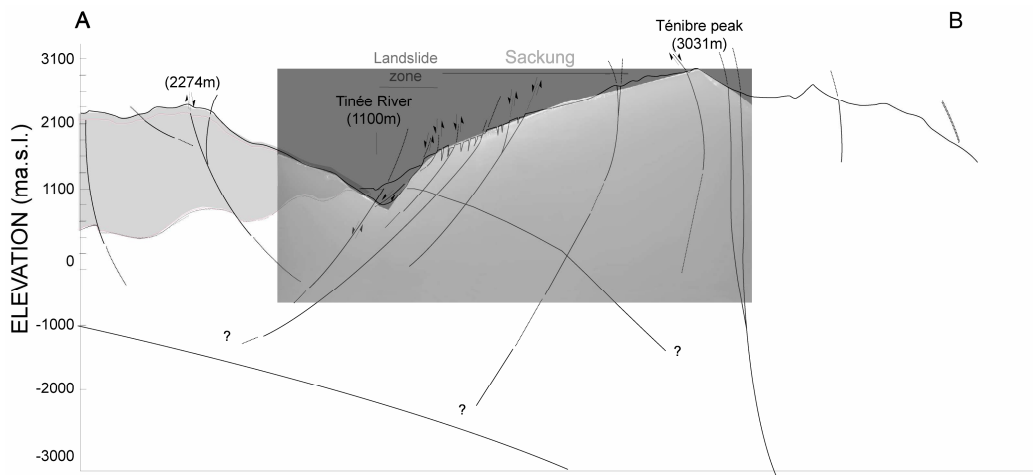


Figure 3- 2: Projection of the physical model boundaries at the field geological cross section.

Experiments were carried out at a fixed temperature of 20°C. In this condition *Slope1* exhibits a high softening with  $\sigma_c^m = 2500$  (Chemenda et al., 2005). This mechanical behaviour is comparable to strength degradation behaviour introduced in some numerical models (Hajiabdolmajid and Kaiser, 2002; Lebourg et al., 2003). At this temperature the coefficient of friction measured on the pre-existing fractures is  $\mu = 0.2$ .

The vertical faults have been numbered from  $F_1$  near the valley toe, to  $F_6$  near the crest. Then the model surface was shaped to the desired topography. The length of the model is thus equal to 14 centimeter and the width (third dimension) is equal to 30 centimeters. The third dimension has been chosen large enough to prevent any edge effects.

The model is then loaded in a vertical accelerator device. The latter consists in a mobile platform that can be uplifted up to two meters and then released. During free fall the platform reaches a maximum velocity of  $6 \text{ m.s}^{-1}$ . It is then decelerated to zero velocity on a shock absorber. The model undergoes strong acceleration (up to  $500 \text{ m.s}^{-2}$ , during this phase)

acting in the same direction as the gravity. Such an acceleration cycle is repeated several tens of time (usually 100 cycles). Model deformation can be observed accurately after each acceleration cycle. This discrete loading technique has proved to be equivalent to a continuous quasi-static loading (Chemenda et al., 2005).

Cross-sections were made at the end of each experiment by cutting the model at various locations after cooling it to 10°C.

The mobilized volume has been determined in each case by calculating the unstable surface multiplied by 1. Then the result was converted in cubic meters using the scaling factor.

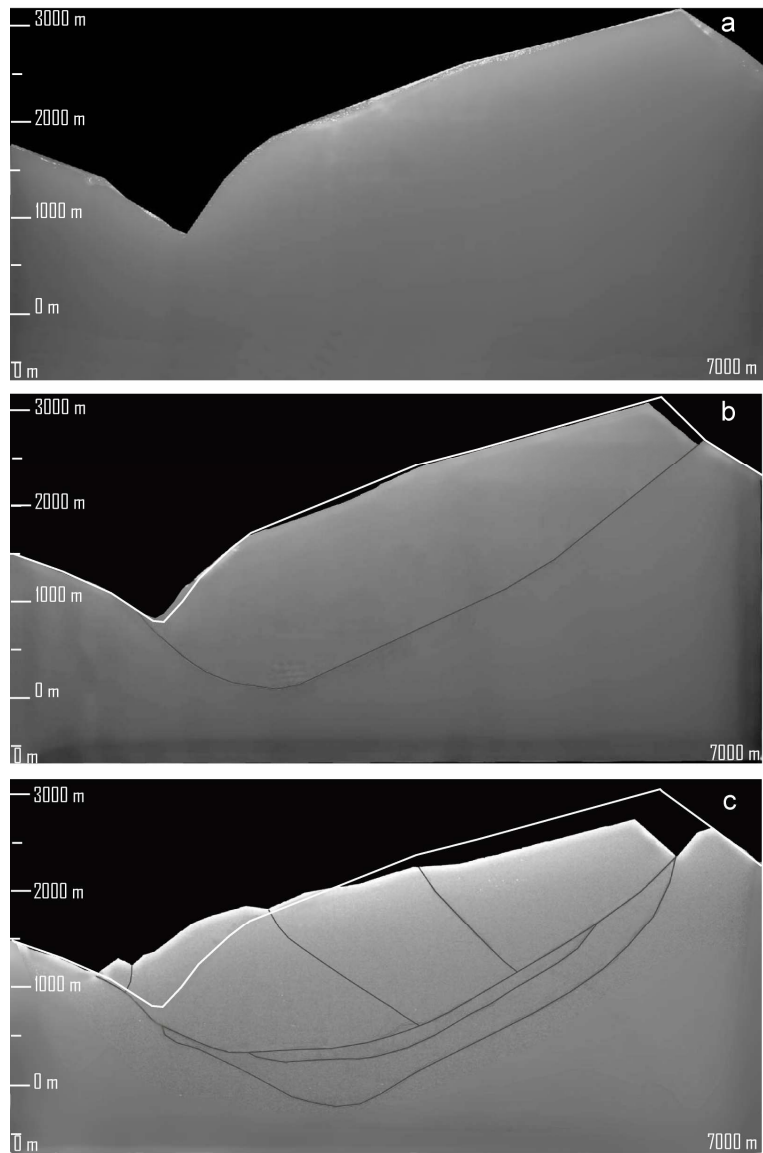
### **3.2.5 Results**

Each experiment was performed at least 5 times in order to ensure the validity of the result. Only the most representative results are presented below.

#### **3.2.5.1 Progressive failure analysis:**

##### ***Case 1: Homogeneous model:***

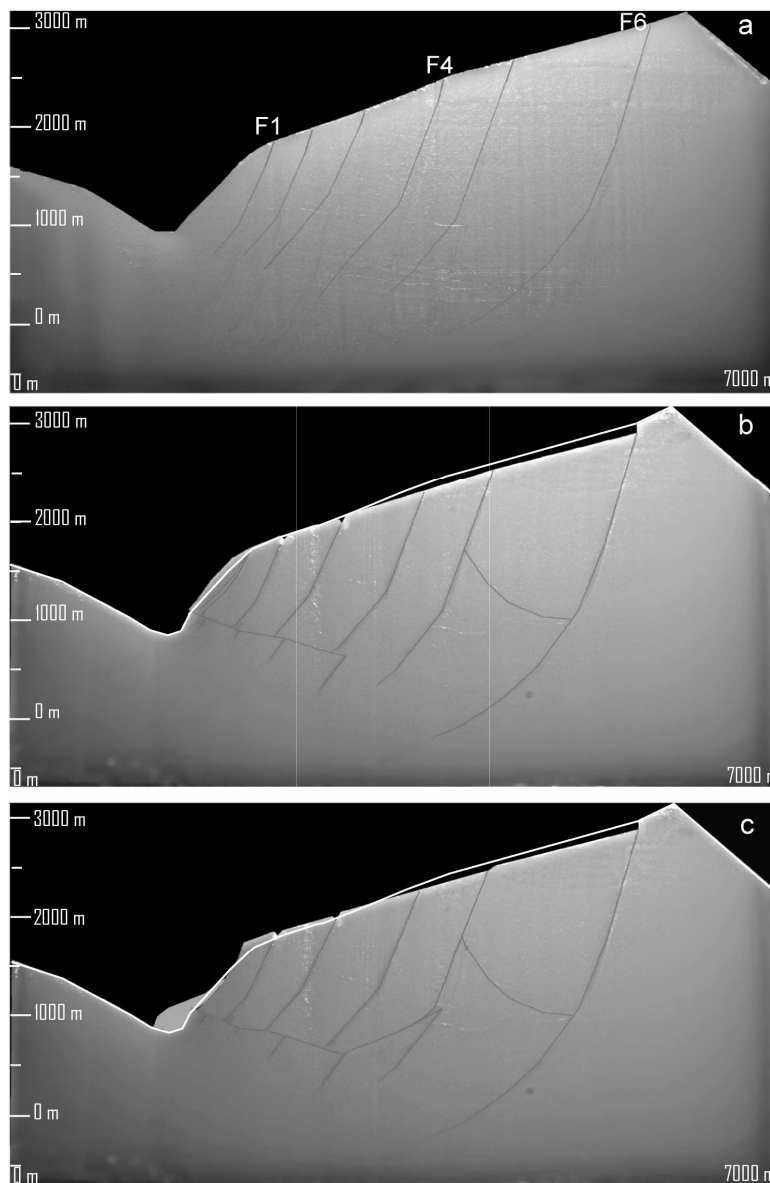
A model without any faults is first considered (Figure 3-3a). On the initial deformation stage (Figure 3-3b), a master fault formed in the model at a maximum depth of about 1500 meters and bound a large unstable volume. A 100 m high scarp formed behind the topographic crest. In the final stage of deformation, the master fault delimitating the sliding unit developed a complex fracture network (fault zone) that became wider when the displacement of the sliding unit increased (Figure 3-3c). Failure reached a maximum depth of 2200 m. Two faults perpendicular to the master fault zone were observed. The previously formed escarpment kept growing and reached 400 m in height.



**Figure 3-3: Case 1, the homogeneous model. (a) the non-deformed model; (b) the first deformation stage; (c) the last deformation stage.**

***Case 2: A slope cut by 6 normal listric faults with an inflexion at “shallow” depth:***

In this case, 6 normal listric faults with an inflexion at the same elevation than the valley floor (about 1000 m) are added to the homogeneous model (Figure 3-4a). In the initial deformation stage (Figure 3-4b), superficial non-elastic deformation occurred on three inherited normal faults and on a newly formed gravitational fault. On the inherited fault close to the topographic crest ( $F_6$ ) an escarpment of 100 m in height formed. On the inherited faults close to the toe ( $F_2$  and  $F_3$ ) two normal trenches can be observed. Finally, a new formed gravitational fault formed at the toe of the slope and propagated inside the massif as a sub-horizontal thrust fault. Internal irreversible deformation took place along this thrust fault but also along an antithetic normal fault initiating from the inflexion point of fault  $F_6$  and propagating towards the topographic surface (Figure 3-4c). This gravitational normal fault and inherited fault  $F_6$  delineate a large block of about  $20 \cdot 10^6 \pm 2 \cdot 10^6 \text{ m}^3$  that is moved downslope. In the final stage of deformation the newly formed thrust fault had propagated through the connection of inflexion points of the faults  $F_4$  to  $F_6$ , delineating a deep-seated gravitational moving zone. A relatively small superficial landslide of about  $10 \cdot 10^5 \pm 2 \cdot 10^5 \text{ m}^3$  occurred between the first normal fault and the slope toe.

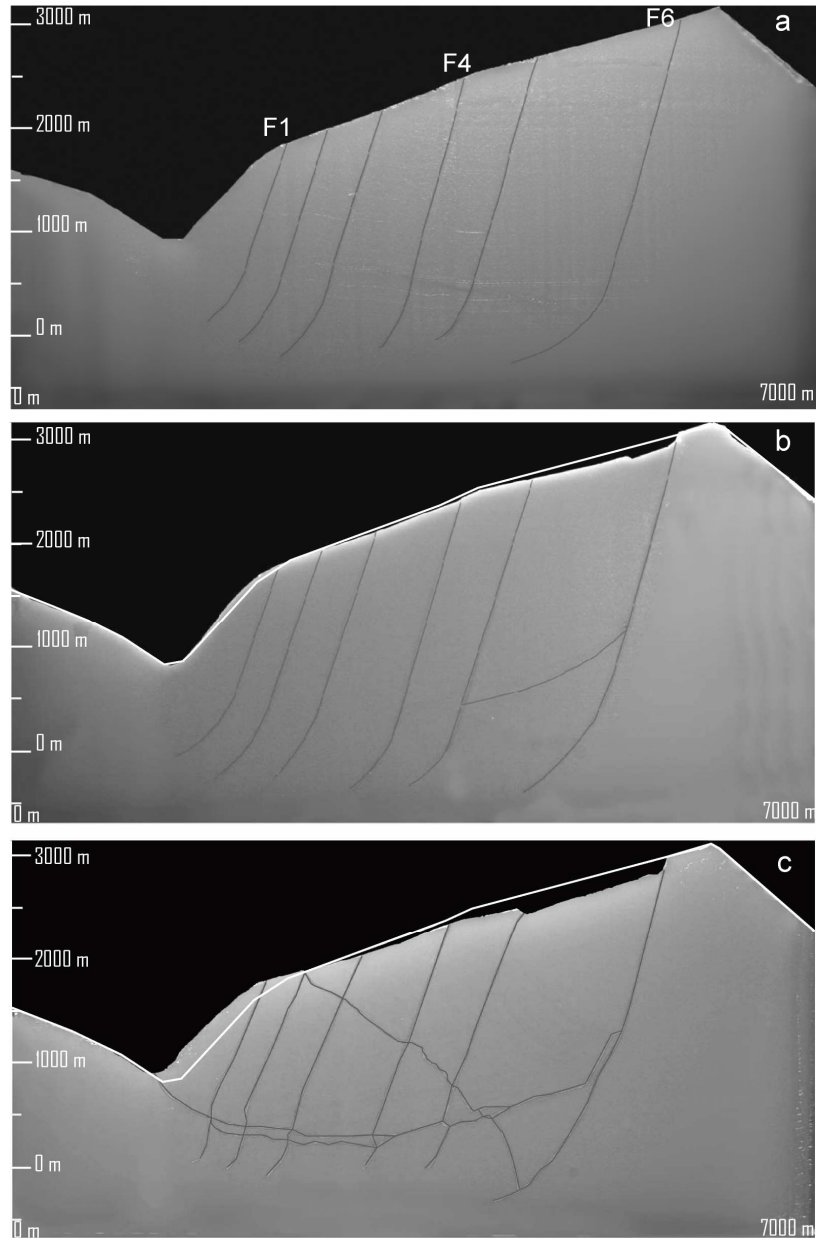


**Figure 3-4: Case 2, slope cut by 6 normal listric faults with an inflexion at “shallow” depth. (a) The initial non-deformed model, (b) the first deformation stage; (c) the last deformation stage.**

***Case 3: A slope cut by 6 normal listric faults with an inflexion at depth:***

In this configuration the inflexion of the faults is about 1000 m deeper than in the case 2 (Figure 3-5a). In the initial deformation stage, superficial non-elastic deformation was mainly localized on the normal fault  $F_6$ , near the topographic crest (Figure 3-5b). Internal deformation produced on a fault initiating from fault  $F_6$  at a depth of 1700 m below the surface. The dip of this newly formed fault was oriented toward the valley. At the final deformation stage (Figure 3-5c), this had fault propagated to the toe of the slope to form a deep fault zone delineating a mobilized volume. A persistent antithetic fault also formed and propagated from the lower part of fault  $F_6$  towards the topographic surface producing a toppling on faults  $F_1$  and  $F_2$ .

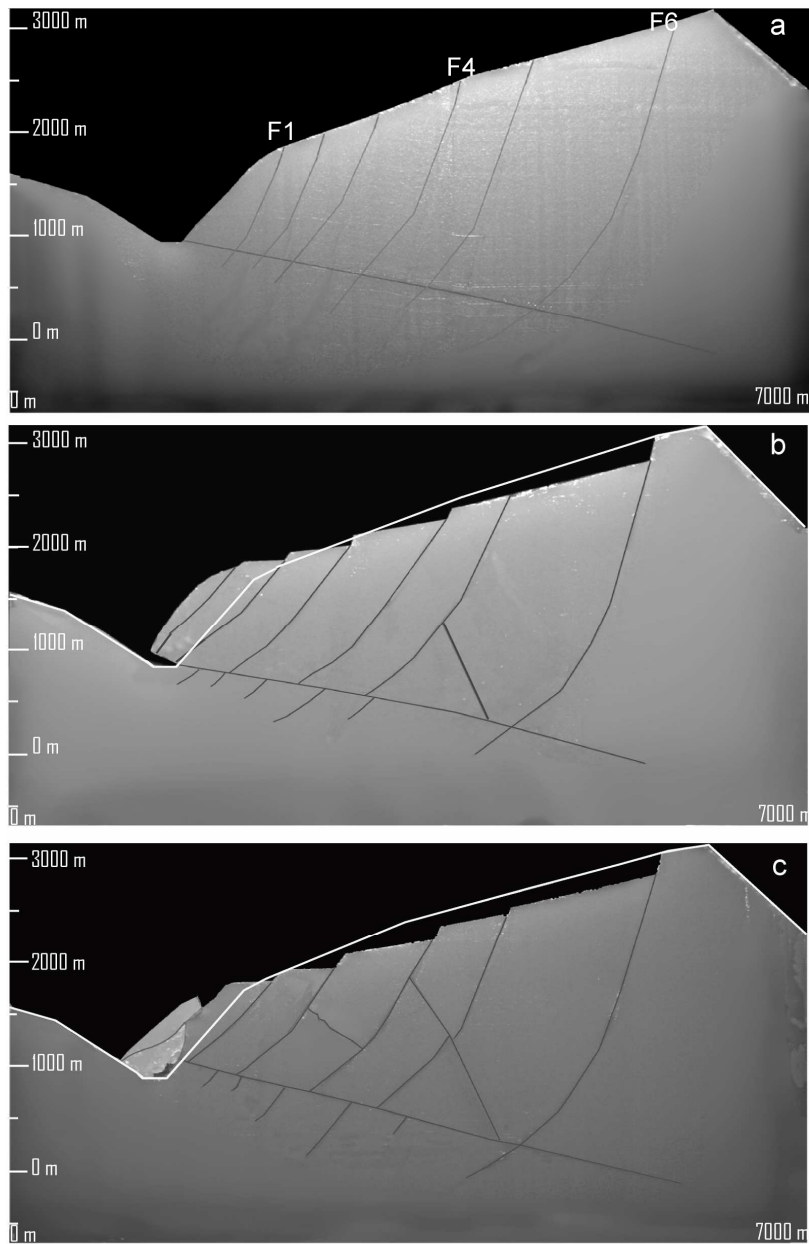




**Figure 3-5: Case 3, slope cut by 6 normal listric faults with an inflexion at depth. (a) The initial non-deformed model; (b) the first deformation stage; (c) the last deformation stage.**

***Case 4: A slope cut by 6 normal listric faults with an inflexion at shallow depth and with a thrust fault:***

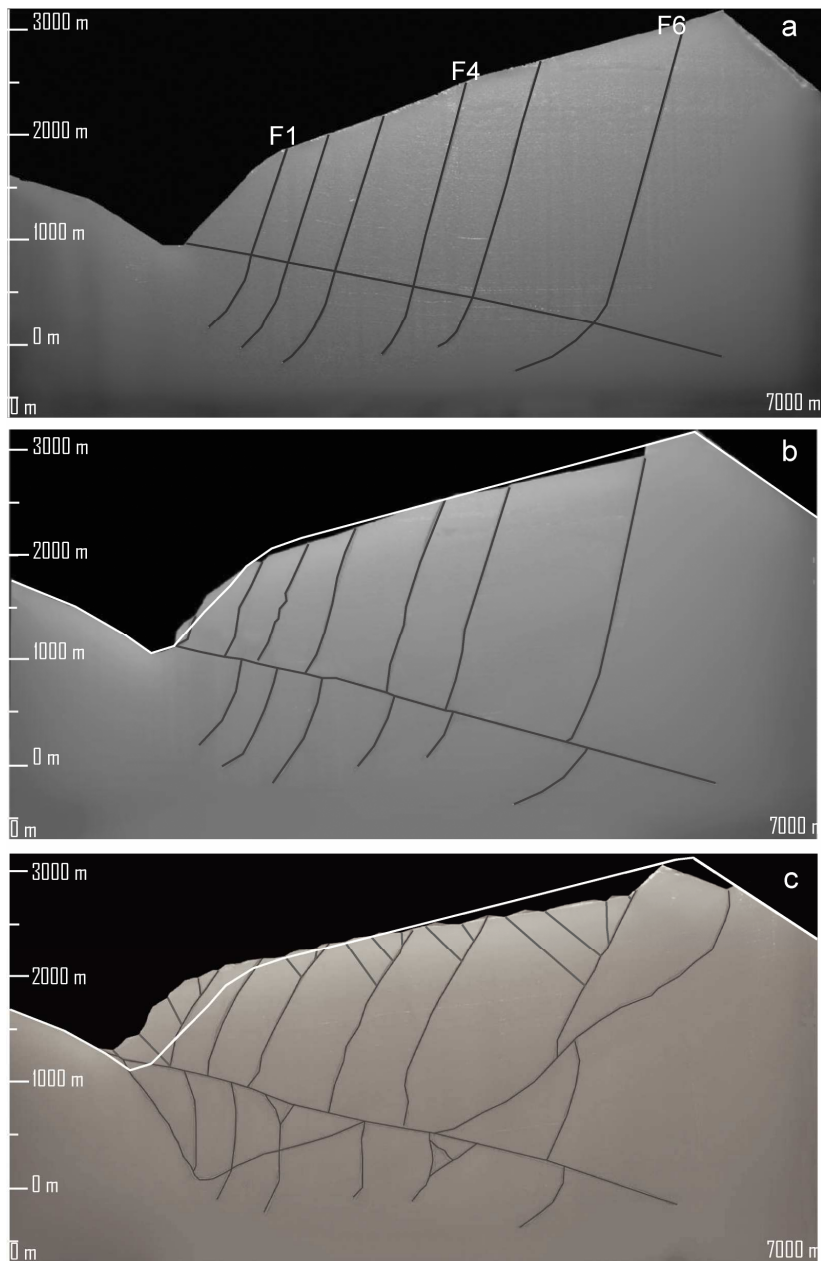
In this case, a pre-existing thrust fault is added to the configuration tested in case 2 (Figure 3-6a). In the initial deformation stage, all the pre-existing faults were activated and accommodated most of the non-elastic deformation (Figure 3-6b). Four scarps appeared on faults F<sub>2</sub>, F<sub>3</sub>, F<sub>4</sub> and F<sub>6</sub>, respectively with scarp heights of 100, 100, 160 and 270 m. The mobilized volume, bounded by the thrust fault at depth and the normal fault F<sub>6</sub>, moves along the thrust fault producing sliding on blocks bounded by the normal faults and the thrust fault. At the final deformation stage, antithetic normal faults had propagated through the blocks. The block bounded by the first normal fault, the thrust fault, and the valley was activated as a large landslide with an estimated volume of about  $25 \cdot 10^5 \pm 2 \cdot 10^5 \text{ m}^3$  (Figure 3-6c).



**Figure 3-6: Case 4, slope cut by 6 normal listric faults with an inflexion at shallow depth and a thrust fault. (a) The initial non-deformed model; (b) the first deformation stage; (c) the last deformation stage.**

***Case 5: A slope cut by 6 normal listric faults with an inflexion at depth and a thrust fault:***

In this case, a pre-existing thrust fault is added to the configuration tested in case 3 (Figure 3-7a). In the initial deformation stage, the deformation was mainly localized on fault F<sub>6</sub> producing a 100 m in height escarpment, and on the thrust fault (Figure 3-7b). The mobilized volume moved along the thrust fault producing the toppling of the sub-vertical faults near the valley. At the final deformation stage, a normal fault had appeared behind the topographic crest and had propagated toward the basal thrust fault (Figure 3-7c). This normal fault was sub-vertical close to the topographic surface and it dip 45° at depth. Secondary superficial antithetic normal faults propagated and formed counterscarps near the topographic surface all along the moving mass. A V-shaped structure appeared below the thrust fault.



**Figure 3-7: Case 5, slope cut by 6 normal listric faults with deep inflexion and thrust fault. (a) The initial non-deformed model; (b) the first deformation stage; (c) the last deformation stage.**

### 3.2.5.2 Displacement analysis:

Both vertical and horizontal displacements were measured on the surface and at depth by comparing cross-sections between initial configuration and the final stage of deformation. This was undertaken by comparing the position of selected points, which were easily identifiable (e.g. the topographic crest, the trace of faults on the topographic surface, the inflexion point of faults at depth). The horizontal component ( $U_x$ ) of the displacement vector was considered positive for displacement from the right to the left of the model, whereas the vertical component ( $U_z$ ) of displacement was considered positive for displacement from the bottom to the top of the model. The magnitude of the displacements ( $D_i$ ) was normalized using equation (2), to compare the different cases studied.

$$(2) \quad D_i = \frac{U_i}{U_{i \max} - U_{i \min}}$$

Where  $i$  can be equal to  $x$  or  $z$ .

These displacements are plotted against their position relative to the valley ( $L/L_{\max} = 0$  form the point located on the valley and  $L/L_{\max} = 1$  form the point located on the crest).

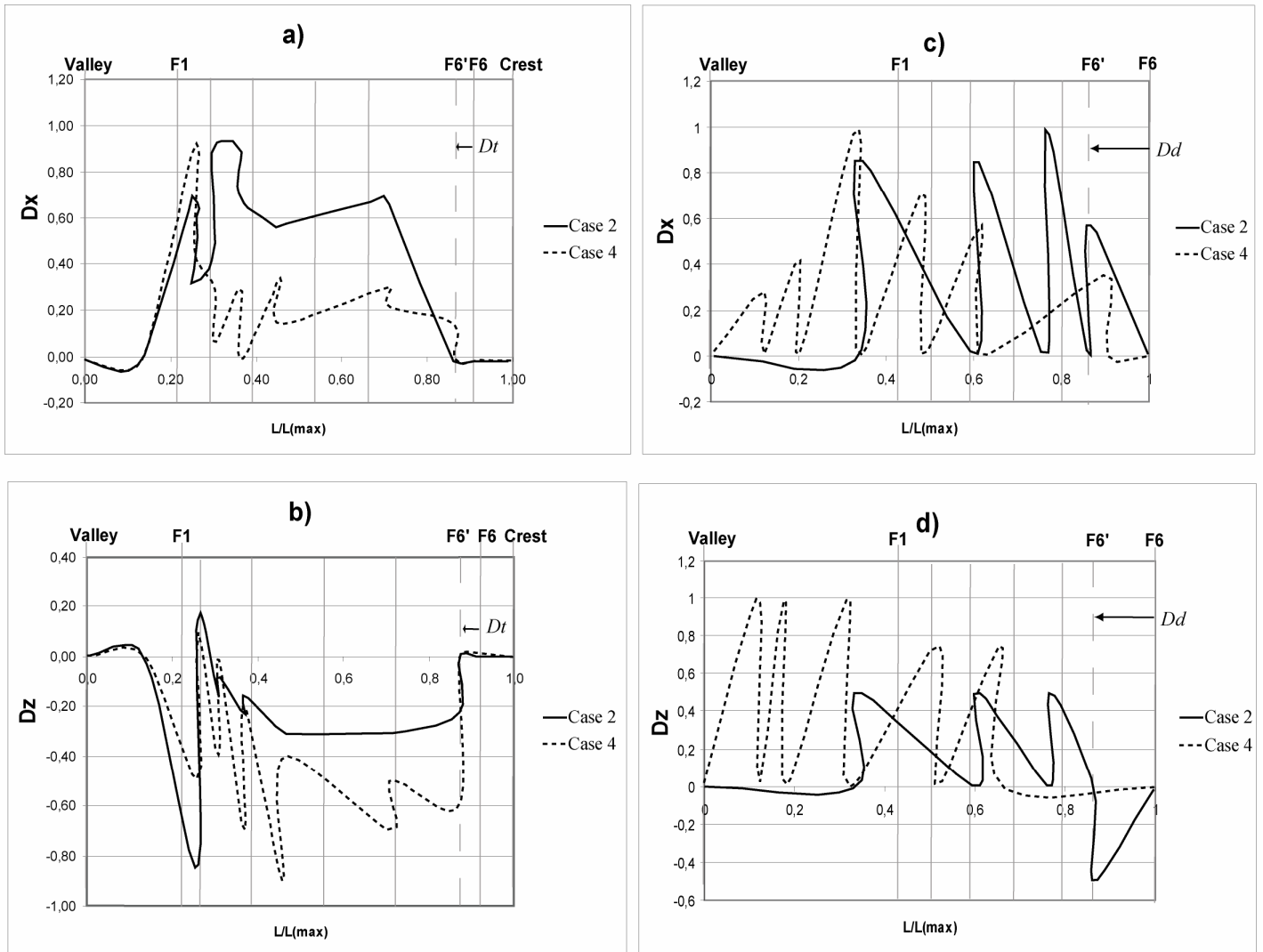
$D_x$  and  $D_z$  are only reported in cases 2 and 4 (Figure 3-8). The three cases without a pre-existing thrust fault (e.g. case 1, 2 & 3), and the two cases with a pre-existing thrust fault (e.g. cases 4 and 5) were directly comparable.

For cases without a pre-existing thrust fault (cases 1, 2 and 3) at the surface (Figure 3-8a and 3-8b), the displacements are localized on the topographic crest and at the valley wall. On the crest, both  $D_x$  and  $D_z$  are localized on fault  $F_6$  or on a newly formed fault behind the crest.  $D_x$  is positive (Figure 3-8a) while  $D_z$  is negative (Figure 3-8b). Near the valley,  $D_x$  is still positive but a strong change is observed between  $F_2$  and  $F_1$  and between  $F_1$  and the valley wall (Fig. 8a).  $D_z$  becomes positive between  $F_2$  and  $F_1$  (Fig. 8b). This is compatible with a rising of the valley bottom. At depth, below the topographic crest,  $D_x$  is positive (Figure 3-8c) while  $D_z$  is negative (Figure 3-8d). In the middle part of the model, faults  $F_5$  to  $F_1$  are much more activate than at the topographic surface. Both  $D_x$  and  $D_z$  have positive values on faults  $F_5$  to  $F_1$ . Below the valley, both  $D_x$  and  $D_z$  are positive, but their value decreases from  $F_1$  to

the bottom of the valley. This displacement pattern at the surface and at depth (depression of the topographic crest and rising of the valley), seems to indicate that, in cases 1, 2 and 3 the mobilized mass had a strong global rotational component.

For cases 4 and 5 (with a pre-existing thrust fault), displacement pattern different from cases 1 – 3 was observed. At the topographic surface from the topographic crest to the valley, faults  $F_1$  to  $F_6$  have a positive horizontal ( $D_x$ ) and a negative vertical displacement ( $D_z$ ). At depth, from below the crest to the bottom of the valley, both  $D_x$  and  $D_z$  are once again distributed across faults. The displacement pattern indicated that the mobilized mass corresponded to translational movement along the pre-existing thrust fault followed by activation of the six pre-existing normal faults.

Globally, regardless of the initial configuration of the model, the displacement is much more intense at depth than at the surface. Indeed the displacement at surface ( $D_s$ ) is always lower than the displacement at depth ( $D_d$ ) (Figure 3-8a to 3-8d).



**Figure 3-8: Horizontal and vertical displacements of the topographic surface and at depth at the final deformation step. a) Horizontal displacements at the topographic surface; b) vertical displacements at the topographic surface; c) horizontal displacements at depth; d) vertical displacements at depth. The vertical grey lines correspond to the initial position of the pre-existing normal faults.  $Dt$  corresponds to the total horizontal displacement between the initial position of the fault  $F6$ , and its final position represented by  $F6'$ .  $Dd$  corresponds to the total vertical displacement between the initial position of the fault  $F6$ , and its final position represented by  $F6'$ .**



### **3.2.6 Discussion**

Our models provide new insight on the influence of inherited faults on gravitational induced deformation, linking surface deformation to deep-seated failures.

#### **3.2.6.1 Comparison between models and the Argentera-Mercantour massif:**

There are many similarities between the models and the example of the La Clapière landslide. The Case 2 configuration (Figure 3-4), however, displays the best fit to the field deformation observed at the landslide. Similarities between case 2 model and observed field deformation include the following:

- i Normal fault scarps, comparable to those observable on the natural slope, were formed on faults F<sub>5</sub> and F<sub>6</sub>
- ii Trenches on normal faults, comparable to those observable on the natural slope, were formed on faults F<sub>2</sub> and F<sub>3</sub>.
- iii Counterscarps connecting the topographic surface and faults F<sub>4</sub> to F<sub>6</sub> formed.
- iv A Deep Seated Landslide, comparable with the La Clapière landslide, formed at the toe of the slope.
- v A thrust fault comparable with the one observed at the toe of the La Clapière slope formed. This point allows us to propose that this thrust fault has been tectonically formed during alpine orogenesis and then sealed (Ivaldi et al., 1991; Lebourg et al., 2005). Due to gravitational deformation, a part of this thrust fault has probably been reactivated to accommodate the currently active large landslide.
- vi The displacement pattern resulting from the model cases without pre-existing thrust fault was in good agreement with results obtained from multi-temporal remote sensing images analyses of La Clapière hillside (Casson et al., 2005). In this study it has been shown that the overall movement of the La Clapière hillside tends to be rotational rather than translational.

Moreover, for each tested configuration, the deformation at the mountain scale can be characterized by the formation at depth of a major fault zone, more or less curved and complex, on which the entire unstable mass slides. Average unstable mass volume ranges

between  $78 \times 10^9$  and  $49 \times 10^9 \text{ m}^3 \pm 3 \times 10^9$  depending on the case. In the La Clapière area, this kind of structure is not clearly identified, but the mountain scale collapse is suggested by recent studies (Jomard et al., 2006; Bachmann et al., 2006 ; Jomard et al., 2007a and 2007b).

### 3.2.6.2 Sensitivity of rock slope gravitational deformation to large pre-existing fault:

Results showed that the pre-existing faults and their geometries have a strong control on the massif gravitational deformation pattern.

First, the addition of a sub-horizontal thrust fault leads to a complete modification of the displacement pattern of the unstable mass (from rotational to translational). The latter affects also the location of the main failure surface, but has little influence on the mobilized volume (Figure 3-9).

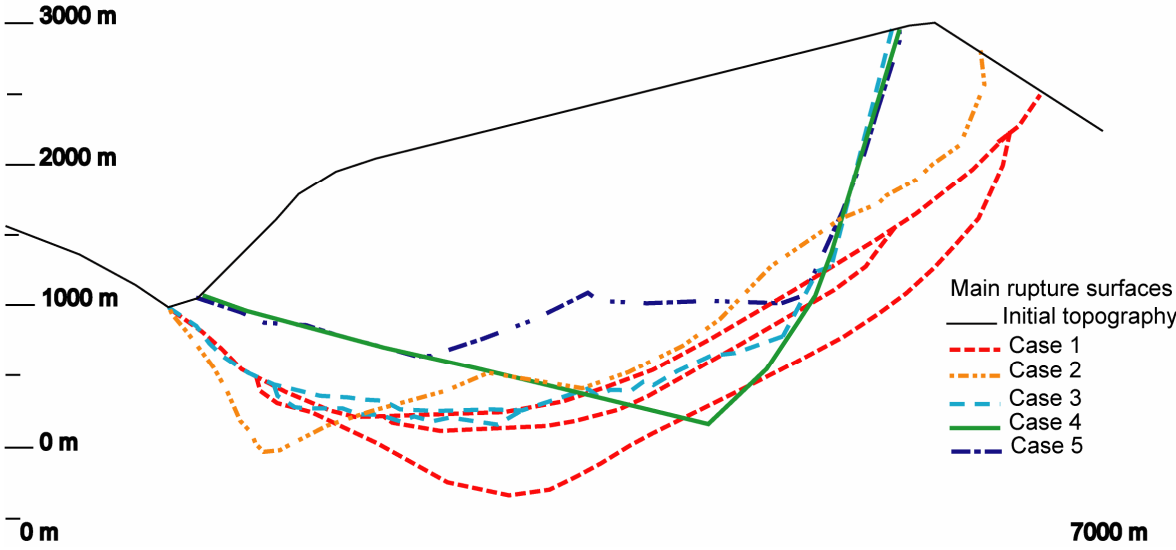


Figure 3-9: Main failures obtained for all tested configurations.

Second, the depth of the inflexion of the pre-existing normal faults has a strong control on surface deformation (Figure 3-10). Deep inflexion of the normal listric faults produces very little superficial deformation. Conversely shallow inflexion produces normal trenches on the surface.

Each of the 5 cases tested has shown that, regardless the initial configuration of pre-existing faults, a Deep-Seated Gravitational Deformation and a more superficial slope deformation (e.g. toppling of the hillside or small-scale landslide) occurs. This is in good agreement with other natural examples for which pre-existing faults are favorably oriented with strikes along the slope (e.g. the Deep-Seated Gravitational Slope deformation of Rosone, Piemont, Italy (Barla and Chiriotti, 1995), or the Séchilienne landslide near the city of Grenoble, France (Guglielmi et al., 2002)). Our results indicate that the complexity of gravitational deformation on the surface can give insight regarding the presence and orientation of pre-existing fractures within a hillside. Deformations can often be difficult to observe on natural examples because of a lack of good exposures.

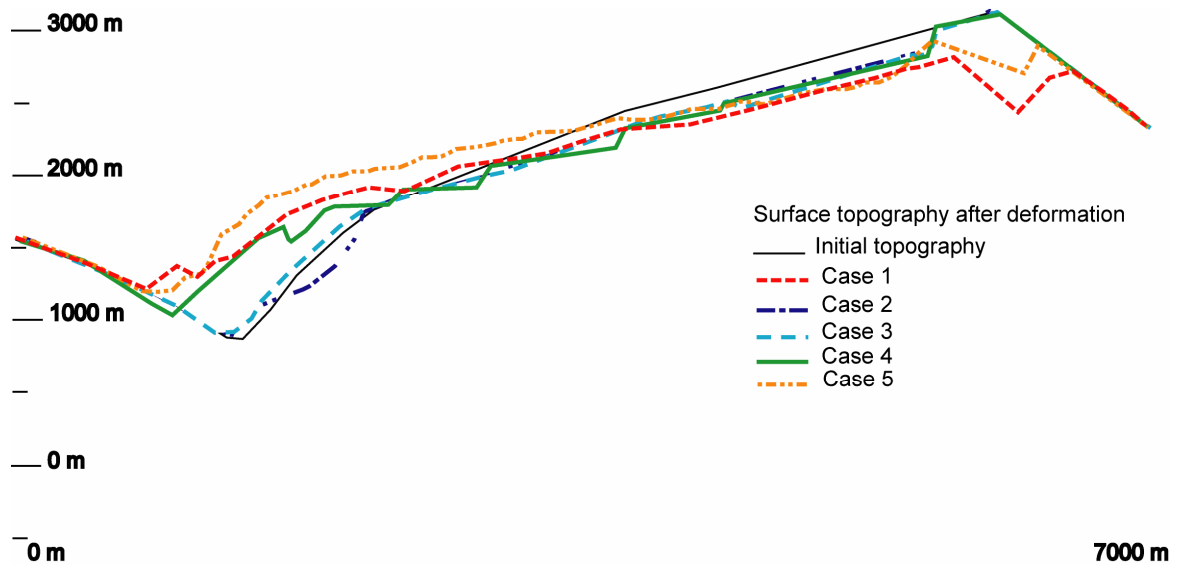


Figure 3-10: Final deformed topographies for each case.

To our knowledge, many field studies neither carefully analyze surface deformation nor faults geometries at depth. However, these steps are of critical importance in determining hazard and possible mitigation options. Indeed, depending on the geometry of pre-existing faults, gravitational deformation can result in a simple Deep-Seated Gravitational Slope Deformation or in a slow deep-seated gravitational movement with superficial or potentially catastrophic landslides.

### **3.2.7 Conclusion**

Our work indicates that the presence, orientation, and continuity of pre-existing fractures in a hillside likely control the style of gravitational deformation. The geometry of the normal listric faults at depth has a strong control on the deformation of the topographic surface but no real influence on the depth of the main sliding plane or on the total mobilized volume. Indeed the addition of a thrust fault completely modified the displacement pattern of the unstable mass for a modelled hillside in the Southern French Alps.

The different deformations of the topographic surface obtained in each of the 5 cases that we tested were a function of the geometry of the listric faults - in particular the depth of the inflexion point. An inflexion point located at shallow depth results in a sliding dynamic of the hillside, whereas deeper inflexion points leads to the toppling of the hillside. These relatively small-scale movements (sliding or toppling of the hillside) are consequences of a deeper movement involving not only the hillside but the entire massif (Agliardi, 2001 ; Bachmann et al., 2006 ; Bachmann et al., 2009). The depth and the mobilized volume of the deformation of the massif were function of the geometry of the fault network, so we conclude that pre-existing fault geometry is of critical importance determining not only the fault networks affecting a massif, but also the geometries of new faults formed by gravitational deformation. Moreover any study of slope destabilisation must take into account not only the hillside affected by the movement, but the entire massif.

To confirm these results and test the influence of the topography on the slope stability, 3-D physical models will be developed.

## **Acknowledgments:**

We sincerely thank J. Coe and another anonymous reviewer for the constructive suggestions, criticisms and improving the English.

This work has been supported by the G.I.S C.U.R.A.R.E research program

### 3.2.8 References

F. Agliardi, G. Crosta, and A. Zanchib, Structural constraints on deep-seated slope deformation kinematics. *Eng. Geol.* 59 (2001) 83-102.

D. Bachmann, S. Bouissou, and A. Chemenda, Influence of weathering and pre-existing large scale fractures on gravitational slope failure: insights from 3-D physical modelling, *Natural Hazards and Earth System Sciences* 4 (2004) 711 – 717.

D. Bachmann, S. Bouissou, Chemenda, A., Influence of large scale topography on gravitational rock mass movements : New insights from physical modeling. *Geophys. Res. Lett.*, (2006), 33, L21406, doi: 10.1029/2006GL028028.

D. Bachmann, S. Bouissou, and A. Chemenda. Analysis of massif fracturing during Deep Seated Gravitational Slope Deformation by physical and numerical modelling, *Geomorphology*, (2009). doi: 10.1016/j.geomorph.2007.09.018

G. Barla, and E. Chiriotti, Insights into behaviour of the large deep seated gravitational slope deformation of Rosone, in the Piemont Region (Italy), *Felsbau* 13 (1995) 425 – 432.

S. Bogdanoff, Evolution de la partie occidentale du massif cristallin externe de l'Argentera. Place dans l'arc alpin : *Géologie de la France*, 4, (1986) 433 – 453.

B. Casson, C. Delacourt, and P. Allemand, Contribution of multi-temporal remote sensing images to characterize landslide slip surface – Application to the La Clapière landslide (France), *Natural Hazards and Earth System Sciences* 5 (2005) 425 – 437.

A. Chemenda, S. Bouissou, and D. Bachmann, 3-D Physical Modeling of Deep-Seated Landslides: new technique and first results, *J. Geophys. Res.* 110 (2005) F04004, doi:10.1029/2004JF000264.

J. Delteil, J.-F. Stéphan, and M. Attal, Control of Permian and Triassic faults on Alpine basement deformation in the Argentera massif (external southern French Alps). *Bull. de la Société Géologique de France* 174 (2003) 481- 498.

J.-P. Follacci, "Les mouvements du versant de la Clapière à Saint-Etienne-de-Tinée (Alpes-Maritimes)." *Bull. Lab. Ponts et Chaussées* (1987) 150-151: 107-109.

J.-P. Follacci, "Seize ans de surveillance du glissement de terrain de La Clapière (Alpes-Maritimes, France)." *Bull. Lab. Ponts et Chaussées* (1999) 220: 35-51.

Y. Guglielmi, J.-M. Vengeon, C. Bertrand, J. Mudry, J.-P. Follacci and A. Giraud, "Hydrogeochemistry :an investigation tool to evaluate infiltration into large moving rock

masses (case study of La Clapière and Séchilienne alpine landslides Bull. Eng. Geol. Environ. 61 (2002) 4, 311–324

Y. Guglielmi, F. Cappa, and S. Binet, Coupling between hydrogeology and deformation of mountainous rock slopes: Insights from La Clapière area (southern Alps, France). C. R. Geosciences 337 (2005) 11541163.

Y. Gunzburger, and B. Laumonier, Origine tectonique du pli supportant le glissement de terrain de la Clapière (Nord-Ouest du massif de l'Argentera – Mercantour, Alpes du Sud, France) d'après l'analyse de la fracturation. C.R. Geosciences 334 (2002) 415 – 422.

V. Hajiabdolmajid, PK. Kaiser, Slope stability assessment in strain-sensitive rocks. In: EUROCK 2002, Proceedings of the ISRM International Symposium on Rock Engineering for Mountainous Regions, Funchal, Madeira (2002) 237 – 44.

J-P. Ivaldi, P. Guardia, J-P. Follacci, S. Terramorsi, Plis de couverture en echelon et failles de second ordres associés à un décrochement dextre de socle sur le bord nord-ouest de l'Argentera (Alpes-Maritimes, France), C.R. Acad. Sci. Paris, serie II 313 (1991) 316 – 368.

H. Jomard, T. Lebourg, E. Tric, Identification of the gravitational discontinuity in weathered gneiss by geophysical survey: La Clapiere landslide (France). Applied Geophysics. J. Applied Geophysics 62 (2007a) 47-57.

H. Jomard, T. Lebourg, S. Binet, E. Tric, M. Hernandez, Characterisation of an internal slope movement structure by hydro geophysical surveying. Terra Nova 19 (2007b) 48-57

K. Kaneko, K.J. Otani, Y. Noguchi, N. Togashiki, Rock fracture mechanics analysis of slope failure, in Deformation and Progressive Failure in Geomechanics, edited by A. Asaoka, T. Adachi, and F. Oka, (1997) pp. 671-676, Elsevier, New York.

D. Kinakin, D. Stead, Analysis of the distributions of stress in natural ridge forms: implications for the deformation mechanisms of rock slopes and the formation of sacking. Geomorphology 65 (2005) 85 – 100.

T. Lebourg, J. Riss, R. Fabre, B. Clément, Morphological characteristics of till formations in relation with mechanical parameters. Mathematical Geology 35 (2003) 835-852.

T. Lebourg, S. Binet, E. Tric, H. Jomard, and S. El Bedoui, Geophysical survey to estimate the 3D sliding surface and the 4D evolution of the water pressure on part of a Deep Seated Landslide, Terra Nova 17 (2005) 399 – 406.

M. Sartori, F. Baillifard, M. Jaboyedoff, and J.-D. Rouiller, Kinematics of the 1991 Randa rockslides (Valais, Switzerland), *Natural Hazard and Earth System Sciences* 3 (2003) 423 – 433.

C. Scavia, A method for the study of crack propagation in rock structures, *Geotechnique* 45 (1995) 447-463.

A. Tibaldi, A. Rovida, and C. Corazzato, A giant deep-seated slope deformation in the Italian Alps studied by paleoseismological and morphometric techniques. *Geomorphology* 58 (2004) 27-47.

H. Willenberg, Geologic and Kinematic model of a complex landslide in crystalline rock (Randa, Switzerland), *Ph.D Thesis*, Swiss Federal Institute of Technology, Zurich (2004), 161 pp.





### **3.3 Article 2: Influence of tectonic fractures zones on gravitational rock slope failures: New insights from 2-D physical modeling.**

T. Bois and S. Bouissou

Publié à :

Journal of Geophysical Research, doi:10.1029/2009JF001403

#### **3.3.1 Abstract**

Inherited structural discontinuities are known to play a dominant role in rock slope stability. The influence of their density and persistence on failure kinematics, resulting mobilized volume and slope morphology remains poorly constrained. The influence of these parameters is addressed using a 2-D physical modeling technique. Rather than undertaken a parametric analysis, we examine geologically stable model configuration, based upon the well documented landslide at Randa, Switzerland. The models consisted of a homogeneous material in which several fracture zones were introduced in order to study simplified but realistic configurations of discontinuities. Results showed that the type of gravitational failure (deep-seated landslide or sequential failure) and resulting slope morphology are very sensitive to the number and geometry of preexisting fracture zones. Firstly, an increase in the density of fractures led to formation of the gravitational failure and increased the final mobilized volume. Secondly, fracture persistence exerted a strong control upon the kinematics of slope movements, but had little influence on the final volume of the mobilized mass.

*Key words: Rockslide movements, Randa, fractures, joint persistence, physical modeling*

### **3.3.2 Introduction**

Rock slope stability is highly controlled by discontinuities such as bedding planes, foliation, faults or joints [Terzaghi, 1962; Kato and Hada, 1980; Chigira, 1985; Agliardi *et al.*, 2001]. Among these, faults and/or joints may develop and propagate under gravitational loading and lead the slope to a failure threshold [Kaneko *et al.*, 1997; Sartori *et al.*, 2003]. Rock slope stability is thus highly dependent on the large-scale mechanical behavior and strength of the rock mass, in which the number and persistence of preexisting fracture zones plays a significant role. In order to study such complex phenomena, numerical modeling has attempted to account for the influence of strength degradation on rock slope failure, primarily focusing upon simulation of brittle failure initiation [Stead and Eberhardt, 1997; Eberhardt *et al.*, 2004; Stead *et al.*, 2005]. Furthermore, the importance of fracture geometry, persistence and clustering has been demonstrated using probabilistic models [Einstein *et al.*, 1983], or with the displacement discontinuity boundary-element method [Scavia, 1995]. Those modeling approaches however do not test the sensitivity of their results to the preexisting fracture zones' characteristics, in particular fracture density and persistence. We propose to address this question using a recently developed physical modeling technique [Chemenda *et al.*, 2005]; a method that is well suited to analyzing brittle failure [Bachmann *et al.*, 2006; Bois *et al.*, 2008; Bachmann *et al.*, 2009], and is here applied to study both failure initiation and propagation mechanisms. We demonstrate that the approach is capable of taking into account a large number of preexisting fractures zones into a single model. Our aim is therefore to study the influence of fracture density and persistence on the dynamics and evolution of gravitational rock mass failure. To do this, we start with a simplified but realistic (e.g. natural) configuration, rather than a parametric study, which allows direct comparison with observations made in the field. We performed 2-D scaled models based upon the 1991 Randa rockslide in Switzerland. The main assumptions made in our approach are as follows: i) the rock mass is assumed to be homogeneous at the massive scale, ii) the large numbers of fractures observed in nature can be represented in a simplified model by a smaller number of 'fracture zones', iii) the problem can be addressed in 2 dimensions. Even if physical models are inherently 3-D, we choose to neglect the complexity of the third dimension in the present study in order to compare our results directly with existing numerical models at this site [Eberhardt *et al.*, 2004; Stead *et al.*, 2005].

### 3.3.3 Geological setting

The 1991 Randa rockslides sequence was comprised of two large volumes of rock (about 30 million m<sup>3</sup>), falling between the 18<sup>th</sup> April to 9<sup>th</sup> May. These rockslides have volumes characteristic of deep seated landslides, but the kinematics were observed to be quite different. Notably, deep seated failures are generally assumed to be slow with velocities of < 1 myr<sup>-1</sup>, with effectively continuous sliding movement [Agliardi *et al.*, 2001]. The 1991 Randa failures occurred at the Grossgauer hillside, dominated by two gneiss formations (Figure 3-11). The Randa orthogneiss (locally called Randa augengneiss), located at the base of the hillside, is Permian porphyritic granite, affected by the alpine deformation. It is overlain by the Siviez Mischabel nappe paragneiss [Bearth, 1964a and 1964b; Thélin, 1987]. The Grossgauer cliff exhibits fracture zones formed during the late alpine orogeny. These fracture zones have been grouped into seven distinct sets [Ischi *et al.*, 1991; Noverraz and Bonnard, 1992; Rouiller, 1992; Sartori *et al.*, 2003]. Of these, two fracture zone sets can be observed along a WNW – ESE cross section [Schindler *et al.*, 1993]. With these two fracture sets, fracture is intense, but it remains challenging to get a full description of all fractures and their persistence [Goodman and Shi, 1985; Wagner, 1991; Sartori *et al.*, 2003; Jaboyedoff *et al.*, 2004c; Willenberg, 2004; Spillmann *et al.*, 2007; Willenberg *et al.*, 2008]. In a simplified view of the hillside used for the physical modelling reported in this paper, the first set is represented as a series of nine sub-vertical fractures, and the second as three sub-horizontal discontinuous fractures (Figure 3-11).

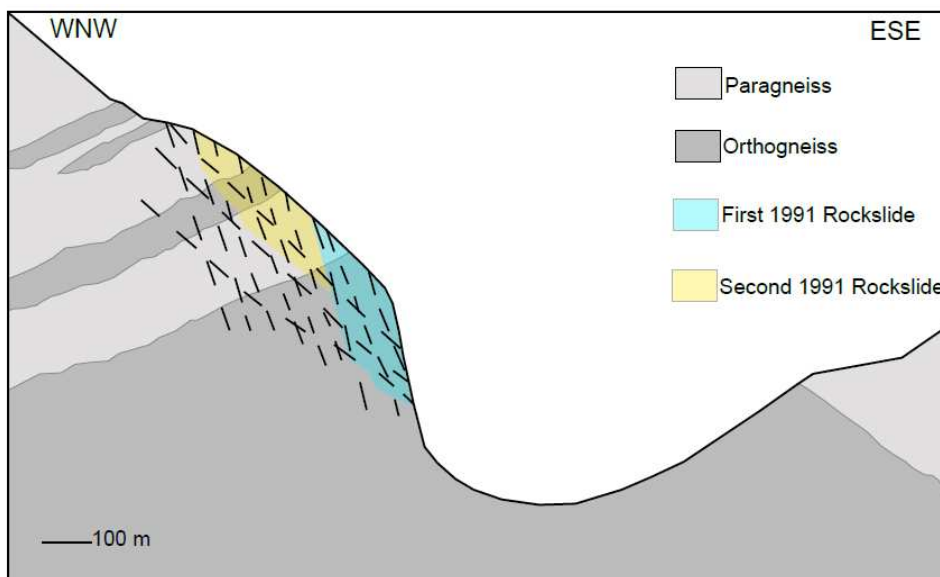
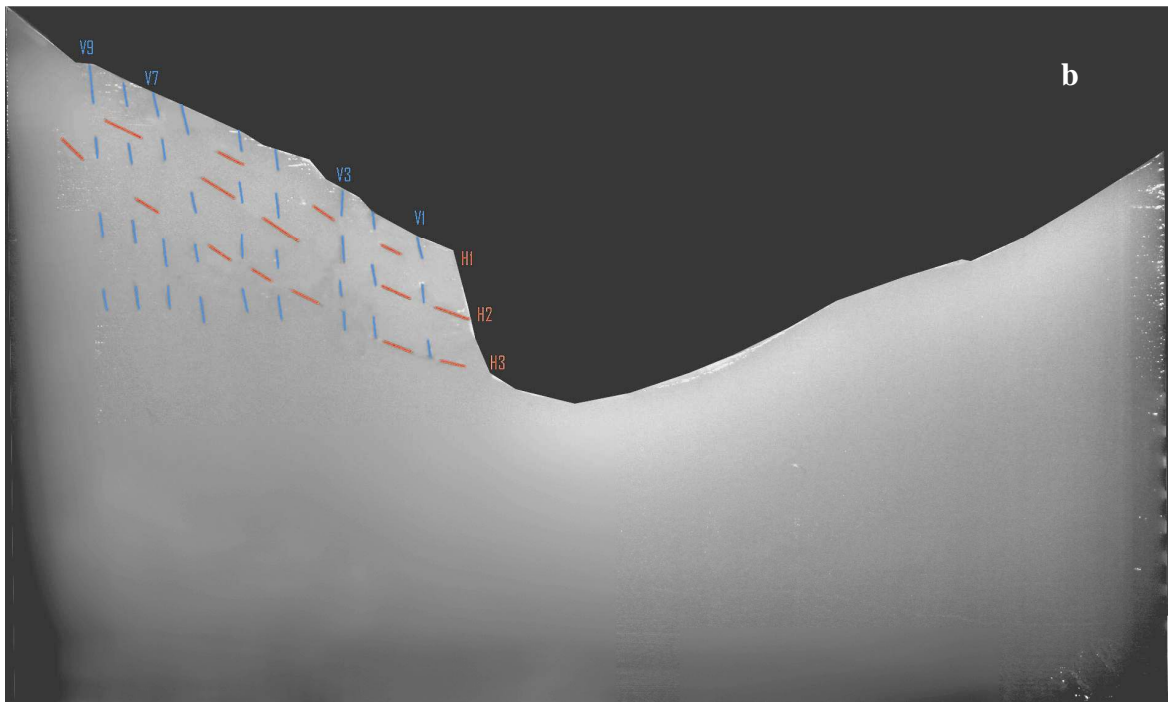
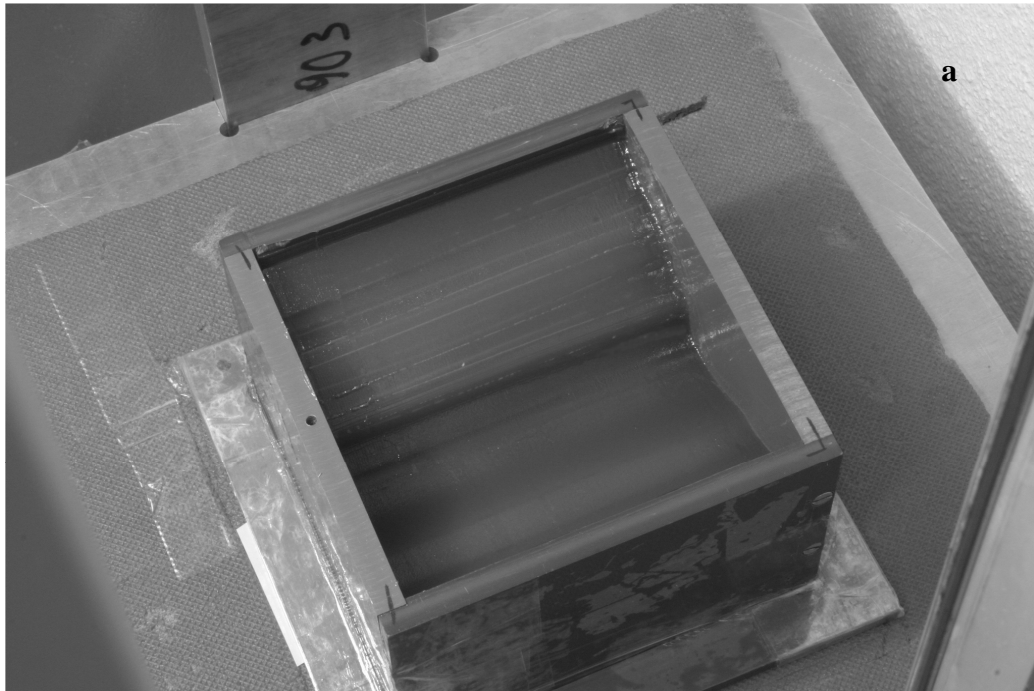


Figure 3-11: Synthetic cross section of the Grossgauer Hillside before the two 1991 rockslides.

In order to determine if this simplified representation of the fracture network reflects the real state of pre-failure fracturing, we performed four groups of experiments. The topography was that of a West – East cross section of the Grossgugfer hillside, derived from topographic maps. In a first set of experiments, we considered a homogeneous model which is assumed to be massive but homogeneously fractured, without any localized weak zones. In the second set, we imposed nine vertical and three horizontal pre-existing fractures to represent two of the main fracture zones at Randa. All of these fractures were of equal length. In the third set of experiments, the length of fractures coinciding with the outline of the 1991 rockslide events was extended. This was done to test the role of fracture persistence within the slope. In the last set of experiments we removed fractures from the previous configuration that seemed from observation to play no role in the gravitational failure.

### **3.3.4 Experimental Setup and Procedure**

A complete description of the method used to create a model is given in *Bachmann et al.* (2004) and in *Chemenda et al.* (2005). A model is created by pouring a melt of the analogue material *Slope1* into a rigid box at a temperature of 50°C. *Slope1* is a low frictional elasto-brittle plastic analogue material with strain softening (Chemenda et al., 2005). This material represents a compositional system based on liquid and solid hydrocarbons. *Slope1* is custom-made and available from MIR International, Inc. (Newton, Massachusetts). In order to create the fractures a series of openings cut in the two opposite lateral sides of model box are used to position taut strings. After cooling to a temperature of 20°C, at which the crystallized material is strong enough to be easily handled without damage, strings are moved along the slots to cut the fractures, and then removed. The model surface is then planed to obtain the desired relief (Figure 2a). The sub vertical fractures have been numbered from V1 near the valley to V9 near to the summit. The sub-horizontal fractures have been numbered from H1, for the shallowest, to H3 for the deepest (Figure 3-12b).



*Figure 3-12: a) View from above of the rigid box containing the model (0.14 × 0.14 meter in section). This box is located on the mobile platform of the vertical accelerator and b) cross section of the model corresponding to the West – East cross section of the Grossgufer hillside. Vertical discontinuous fractures have been numbered from V1 near the valley to V9 near the summit, and the sub horizontal fractures from H3 for the deeper to H1 for the shallower.*

Once the model is prepared it is loaded into a vertical accelerator table. The latter consists of a mobile platform that can be lifted up to 2 m and then released. During its free fall the model reaches a maximum velocity of 6 m.s<sup>-1</sup>. The platform is then rapidly but smoothly decelerated to zero velocity when it comes into contact with a progressive shock absorber of 5 cm stroke. During this phase the model undergoes a strong vertical deceleration (up to 500

m.s.2). This deceleration acting in the same direction as gravity is repeated until failure develops, usually ca. 100 cycles. Preliminary calibration tests are needed to determine which acceleration must be imposed to a model for a given configuration (geometry, prefracturing state...) in order to observe failure for a number of loading cycles ranging from 100 and 150. The main similarity criterion is:

$$\frac{\sigma_c^o}{\rho^o g^o H^o} = \frac{\sigma_c^m}{\rho^m g^m H^m} \quad (1)$$

where  $\rho g$  is the specific weight ( $\rho$  is density and  $g$  is gravity acceleration),  $\sigma_c$  the strength under uniaxial compression,  $H$  the spatial scale of the phenomenon (the mountain height  $H$ , for example) and superscripts “o” and “m” mean original and model, respectively. The scaling factor  $\frac{H^o}{H^m}$  has been chosen to be 1/10000, so that 1 cm in the model corresponds to 100 m in reality. Experiments were carried out at a fixed temperature of 20°C. In this condition *Slope1* exhibits high softening with  $\sigma_c^m = 2500$  Pa (Figure 3-13). This mechanical behavior is comparable to strength degradation behavior introduced in some numerical models [Eberhardt *et al.*, 2004; Stead *et al.*, 2005]. At this temperature the coefficient of friction measured on the preexisting fractures is  $\mu = 0.2$ .

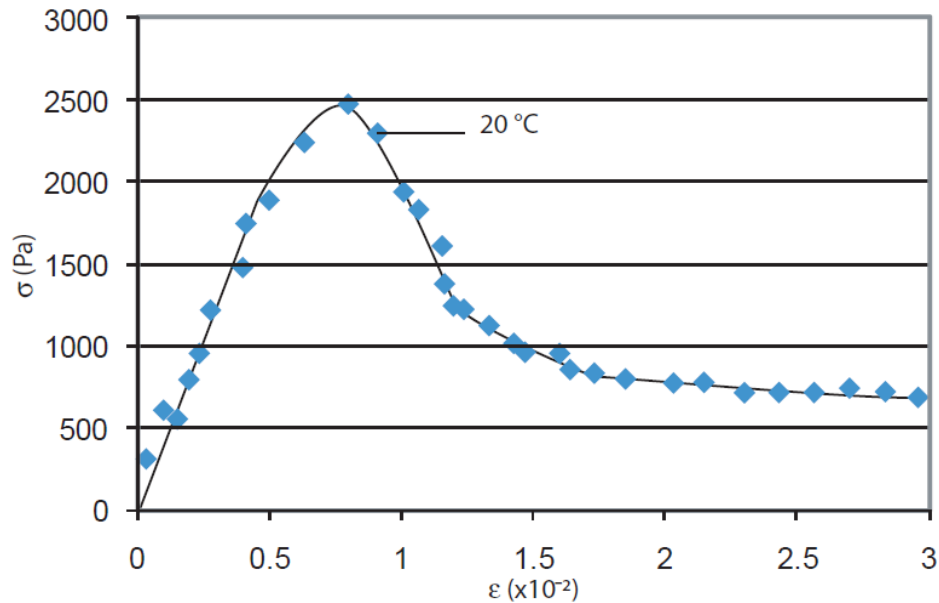


Figure 3:13: Uniaxial stress/strain diagram at temperature  $T = 20^\circ\text{C}$  and  $\dot{\epsilon} = 10^{-2} \text{ s}^{-1}$  showing the mechanical properties of the model material *Slope1*.

Using equation (1) for a given  $\sigma_c^m$ , the only free parameter that remains to satisfy the criteria is  $g^m$ , the acceleration experienced by the model. For a given model configuration the experiment was performed several times in order to determine an appropriate  $g_m$  threshold, by increasing the acceleration, but altering the table drop height, between two experiments until unstable state was reached. The similarity criterion (1) was thus used to determine the effective compressive strength  $\sigma_c^o$  of the intact material at the mountain scale. Cross-sections are made at the end of each experiment. The model is cooled to 5°C in order to increase its strengths and then cut in order to study the internal deformation. Some experiments were stopped in the early stages of model deformation to analyze the corresponding evolution of internal slope deformation.

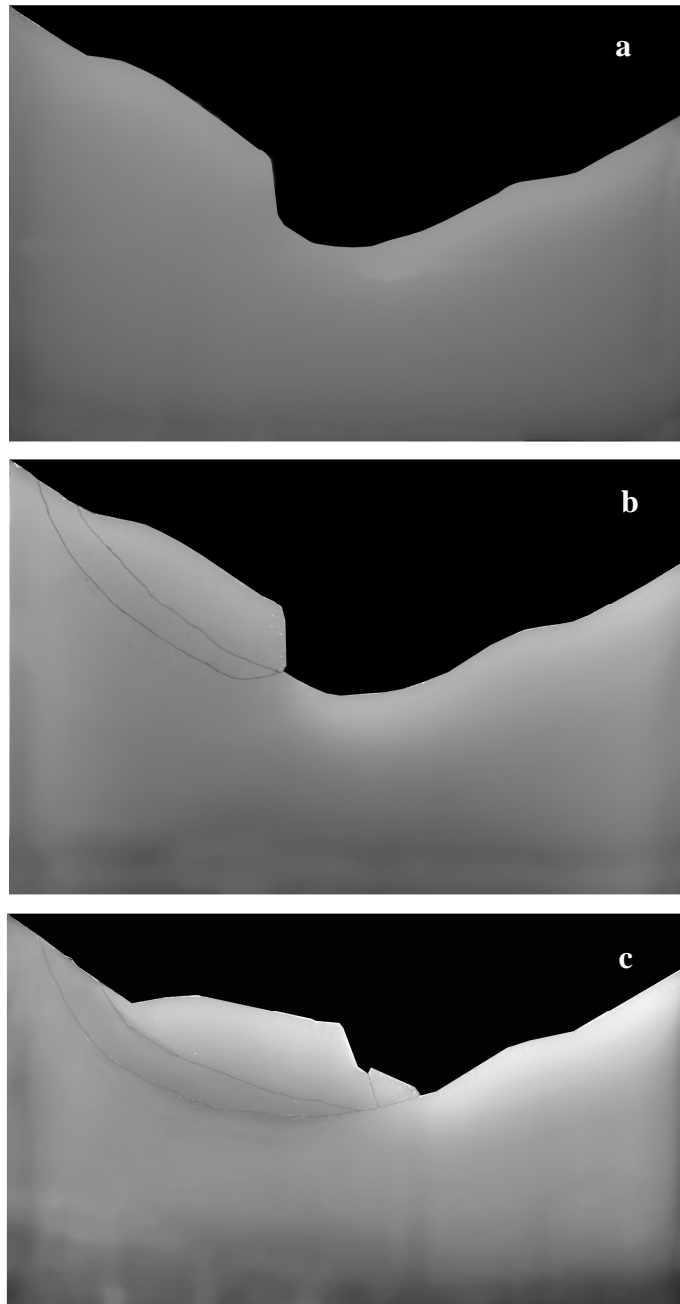
### **3.3.5 Results**

A total of 50 experiments have been conducted under various conditions. We report here the results of the four most representative trials. Each of the experiments presented has been performed at least 5 times in order to ensure repeatability of the result. Mobilized volumes have been calculated in each case considering the mobilized surface (in m<sup>2</sup> given that 1 cm in the model corresponds to 100 m in nature/original) multiplied by 1 meter width. Due to our 2-D modeling approach, those volumes are much smaller than those estimated from the 1991 Randa rockslide. Our purpose is thus only to compare the mobilized volume between experiments.

#### ***Experiment 1: Homogenous Model (homogeneously fractured at scale)***

In this homogeneous configuration, rupture occurred at an acceleration of  $g^m = 200\text{m.s}^{-2}$ , imposed upon the model. Non-elastic deformation was first localized along two developing master faults that appear simultaneously and converge at the toe of the slope (Figure 3-14b). The thickness of the mobilized mass delimited by these faults is between 0.01 to 0.015m in the model, corresponding to 100 to 150 meters in nature. No major fracturing is observed within the displaced sliding mass (Figure 3-14c). A single secondary fault then appears at the toe of the slope, and enables the volume to mobilize. In this homogeneous configuration the destabilization formed a deep seated landslide and not a retrogressing rockslide sequence. The total mobilized volume was  $117\ 000 \pm 2\ 000\ \text{m}^3$ .

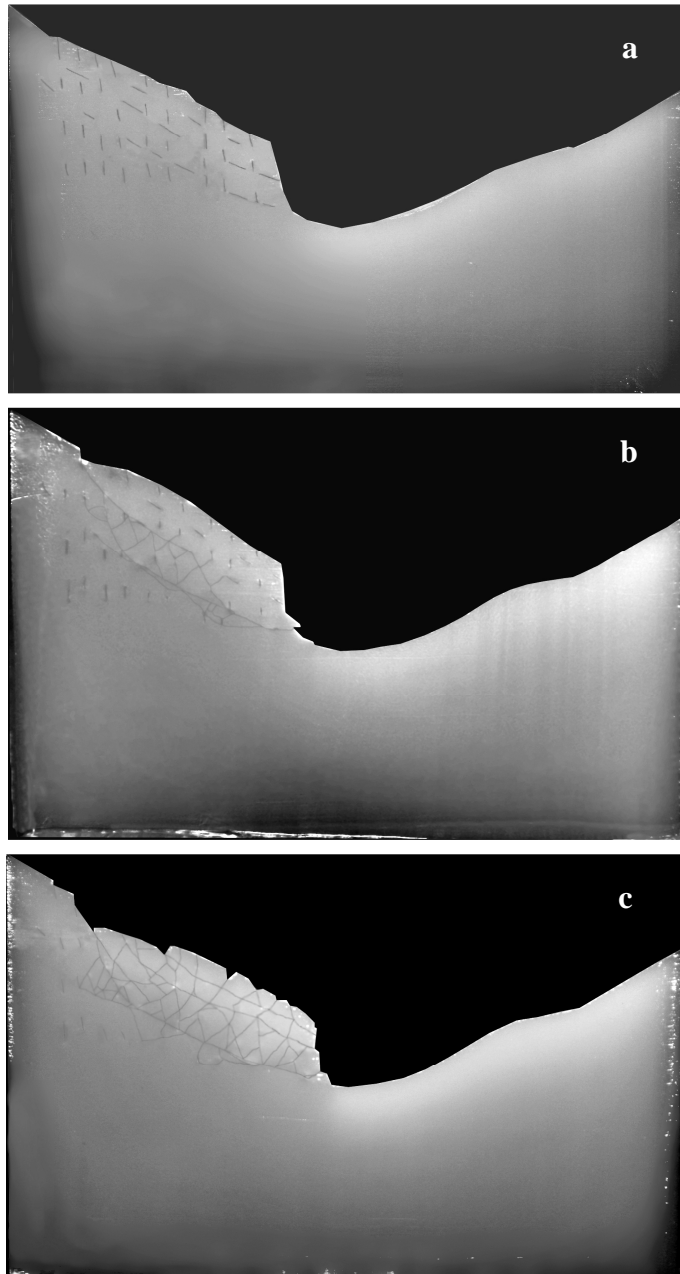




*Figure 3-14: Experiment 1. a) Initial homogeneous model, b) cross section realized at an early stage of evolution (after 100 acceleration stages) and c) cross section realized at an advanced stage of evolution (after 120 acceleration stages).*

### ***Experiment 2: Highly pre-fractured model with discontinuous joints***

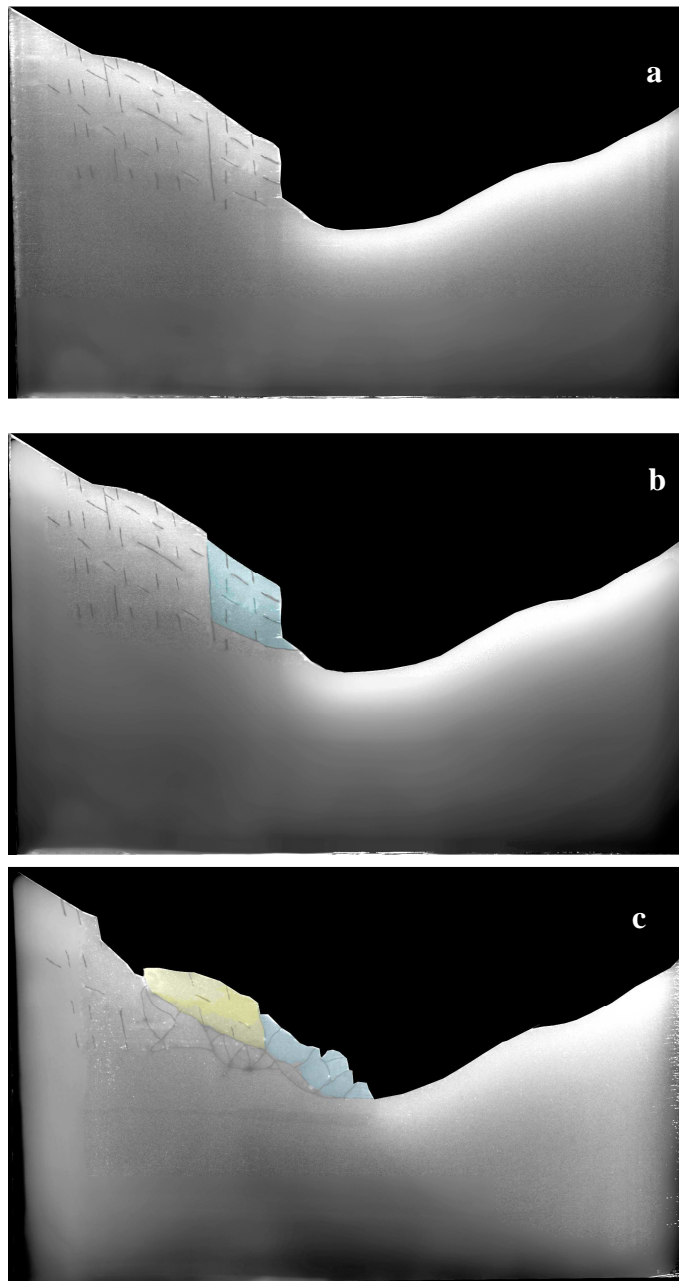
In this experiment we considered a model with nine discontinuous sub vertical fractures and three discontinuous sub horizontal fracture sets, dipping 30° east. All fractures (sub horizontal and sub-vertical) have a comparable initial size of about 0.005 m, representing discontinuities with persistence of approximately 50 m in nature (Figure 3-15a). The acceleration needed to destabilize the model was  $g^m = 180 \text{ m.s}^{-2}$ . In the early stage of failure the location of non-elastic deformation location lies close to that observed in experiment 1 (Figure 3-15b). We observed the formation of two master faults converging at the slope toe (compare Figure 3-14b and Figure 3-15b). We can estimate the depth of the shallowest fault to be 100 m, and 170 m for the deepest. The location and shape of the faults is controlled by the two deepest discontinuous horizontal fractures (H<sub>2</sub> and H<sub>3</sub>). Furthermore, a large number of secondary fractures formed between the two master faults. We can observe that the deepest master fault became wider as shear displacement increased. At an advanced deformation stage (Figure 3-15c) all fractures propagated, defining small blocks sliding coherently in a deep seated landslide manner. The total mobilized volume was 71 000 +/- 2 000 m<sup>3</sup>.



*Figure 3-15: Experiment 2. a) Initial highly pre fractured model with discontinuous same length joints, b) cross section realized at an early stage of evolution (after 100 acceleration stages) and c) cross section realized at an advanced stage of evolution (after 120 acceleration stages).*

### *Experiment 3: Highly pre fractured model with some continuous joints*

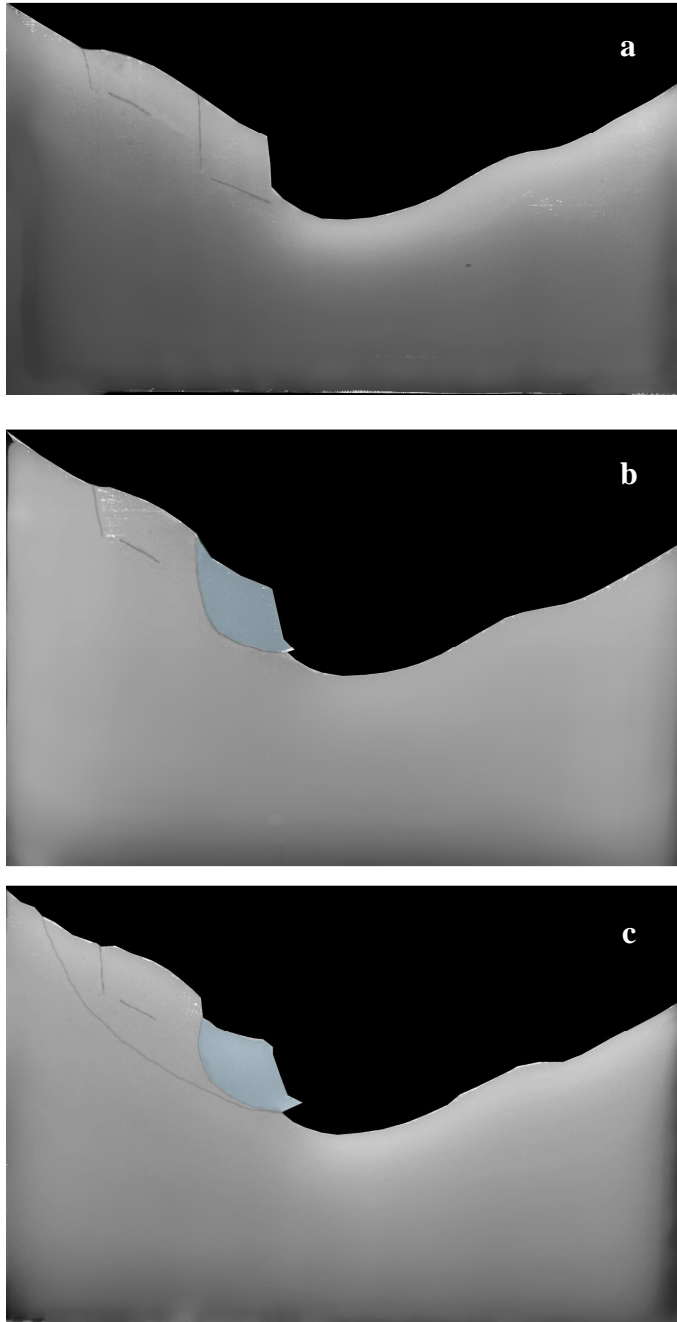
In order to test the influence of fracture persistence on rockslide initiation, the length of some fractures was doubled (Figure 3-16a). We chose to increase the length of the fractures identified previously as those that delimit the two 1991 rockslides events at Randa. In this model the acceleration necessary to generate rupture was  $g^m = 150 \text{ m.s}^{-2}$ . During early deformation we observed (Figure 3-16b) that the two long fractures, V<sub>3</sub> and H<sub>3</sub> close to the slope toe, connect to release a single destabilized block, colored blue in the Figure 3-16b). At this stage, the deformation is defined purely by these two fractures. The location and geometry of the resultant mobilized block corresponds well to the first 1991 Randa rockslide. During an advanced deformation stage (Figure 3-16c), the sliding surface of the first mobilized block propagates to the left side of the model. A second block above the first then becomes unstable, labeled in yellow in Figure 3-16c. The location of the second mobilized block again corresponds well to the second failure in 1991 at Randa. Inside the first block, the pre-existent fractures propagate and ultimately delimit some smaller blocks that fall to the valley as rockfalls. In this experiment we observed that only a few fractures were activated during the model destabilization. The total mobilized volume in this model was 68 000 +/- 2 000 m<sup>3</sup>.



*Figure 3-16: Experiment 3. a) Initial highly pre fractured model with some continuous joints. In this case the fractures assume to have initiated the two Randa rockslides are longer than any others b) cross section realized at an early stage of evolution (after 100 acceleration stages). The first bloc is in blue and the second one on yellow and c) cross section realized at an advanced stage of evolution (after 120 acceleration stages).*

#### ***Experiment 4: Partially pre-fractured model, with continuous joints***

Due to the previous model result, we consider the relative importance of fractures and hence which fractures control and define failure development. To approach this question we removed the inactive fractures from the previous model configuration (Figure 3-17a). In this test the model failed at acceleration of  $g^m = 190 \text{ m.s}^{-2}$ . In the early stage of deformation the two fractures  $V_3$  and  $H_3$  still propagated and delimit a block corresponding to the first 1991 Randa rockslide, labeled in blue in Figure 3-17b. When the loading was increased, non-elastic deformation localized along a master fault connecting the base of this block and the top surface of the model (Figure 3-17c). The two fractures  $V_7$  and  $H_2$  were not involved in the formation of the master fault, nor in the evolving model destabilization. The total mobilized volume in this test was  $70\,000 \pm 2\,000 \text{ m}^3$ .



*Figure 3-17: Experiment 4. a) Initial slightly pre fractured model b) cross section realized at an early stage of evolution (after 100 acceleration stages) and c) cross section realized at an advanced stage of evolution (after 120 acceleration stages).*

### 3.3.6 Discussion

Our modeling approach provides a technique to determine and constrain large scale rock mass strength parameters [Goodman, 1980; Brady and Brown, 1985; Hoek and Brown, 1997]. This is undertaken by studying the deformation of a given model configuration subject to a progressively increased gravitational loading  $g^m$ . The effective compressive strength of the rock mass at the mountain scale,  $\sigma_c^o$ , is determined by the similarity criterion (Equation 1), the scaling factor  $\frac{H^o}{H^m} = 1/10000$  and  $\rho^m = 0.86 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$  and assuming that  $\rho^o = 2500 \text{ kg/m}^3$ . For a homogeneous model the effective compressive strength of the rock mass at the mountain scale was  $\sigma_c^o = 11 \text{ MPa}$ . In the case of intensively pre-fractured model with discontinuous joints it was  $\sigma_c^o = 13 \text{ MPa}$ , and  $\sigma_c^o = 14 \text{ MPa}$  with limited continuous joints. The partially pre-fractured configuration with continuous joints derives an effective compressive strength of  $\sigma_c^o = 12 \text{ MPa}$ . The results indicate that the introduction of fractures results in easier destabilization of the mountain, that is, sliding occurs at higher  $\sigma_c^o$  values and hence for a lower acceleration  $g^m$ . The difference between pre-fractured models and homogeneous one is however not drastic. Furthermore, the computed effective compressive strength values correspond well to those obtained from numerical models [Eberhardt *et al.*, 2004; Stead *et al.*, 2005]. Fractures and their persistence facilitate gravitational failure and have an influence on the final mobilized volume. There is a difference between the volume mobilized in the homogenous case (about  $117,000 \text{ m}^3$ ) and the three pre-fractured cases, for which the total mobilized volume ranged from  $68,000 \text{ m}^3$  to  $71,000 \text{ m}^3$ . However the persistence of fractures also had a significant influence on the dynamics of the movement (deep seated landslide versus retrogressive rockslide), yet had no influence on the resulting mobilized volume. The mobilized volume is more closely dependant on the combined influence of topography and pre-existing fractures, as proposed by Jaboyedoff *et al.* (2004), rather than on their persistence. Both physical and numerical models indicate that the mobilized volume is delimited by the localization of irreversible plastic deformation at depth. The latter corresponds to the location of the two master faults (Figure 3-12b), and to the zones of high shear stress intensity as shown in numerical models [Eberhardt *et al.*, 2004]. Regarding the mobilized volume, the discrepancy between the homogeneous and other pre-fractured cases could be explained as follows: the discontinuous fractures introduced in our



models have been explicitly positioned at a depth, coinciding with the lower limit of the first 1991 rockslide. It is however plausible that fractures affect the massif more deeply. Introduction of such deep fractures in our models should result in an increasing depth of the main failure plane, and hence in increasing the mobilized volume until a threshold value defined here by the homogeneous case. In this last case we obtain a gravitational mobilized volume dissimilar to the 1991 event field observation. This suggests that at least one other mechanism not or only partially taken into account in these models could be involved in controlling gravitational slope failure, which could be the state of pre-fracturing. The main implication of this study is provided by the comparison of experiments 3 and 4. This clearly shows that fractures which seemed not have any role in the gravitational failure actually hold great influence on the kinematics of sliding. This indicates that an accurate knowledge of fracturing is necessary to understand deep seated gravitational slope failure mechanism. It remains difficult to identify any fracture and its persistence in the field, and even more so to introduce each fracture in a physical or numerical model. The pre-fracturing state of the slope is responsible for strength reduction of the superficial massif [Chigira, 2001; Maréchal et al., 2003] due to fracturing itself, but also by weathering [Girod, 1999]. To confirm this, field observation on fracture density and rock strength characterization as a function of depth is needed. This rock strength variation should be then introduced into physical and numerical models, rather than any partial or explicit fracture set representation.

### **3.3.7 Conclusion**

This study focused on the influence of inherited structural heterogeneities (joints and fractures) on mountain slope destabilization. Our 2-D physical model experimental results identify some of the first order parameters in controlling mountains destabilization and their relative influence. The first is the density of fractures; it has been demonstrated that an increase in the density of fractures facilitates gravitational failure and increases the resulting mobilized volume. The second one is fracture persistence; persistence of fractures had no influence on the volume of the mobilized mass, but holds a strong control over the kinematics of gravitational movements.

Our results showed that the geometry of the fractures at depth have a great influence on the gravitational deformation of an actively failing hillside and on the resulting slope morphology. It is thus of first importance to determine not only the geometry of fracture

networks affecting a mountain, but also their persistence at depth. It seems thus particularly important to determine if weathering and/or damage at shallow depth are needed to explain shallow rockslides widely observed in nature.

### **Acknowledgement**

Authors are really grateful to Nick Rosser for his help, useful suggestions and corrections. To the reviewers for their constructive reviews that have led to a great improvement of the present article. And to Damien Bachmann for his suggestions and his help.

### 3.3.8 References

Agliardi, F., G. Crosta, A. Zanchi (2001), Structural constraints on deep-seated slope deformation kinematics, *Eng. Geol.*, 59, 83-102.

Bachmann, D., S. Bouissou, A. Chemenda (2004), Influence of weathering and preexisting large scale fractures on gravitational slope failure: insights from 3-D physical modelling, *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 4, 711–717.

Bachmann, D., S. Bouissou, A. Chemenda (2006), Influence of large scale topography on gravitational rock mass movements : New insights from physical modeling. *Geophys. Res. Lett.*, 33, L21406, doi: 10.1029/2006GL028028.

Bachmann, D., S. Bouissou, A. Chemenda (2009), Analysis of massif fracturing during Deep Seated Gravitational Slope Deformation by physical and numerical modeling. *Geomorphology*, 10.1016/j.geomorph.2007.09.018.

Bearth, P. (1964), *Geologischer Atlas der Schweiz – Blatt: Randa. 1:250000*

Bearth, P. (1964), *Geologischer Atlas der Schweiz – Erläuterungen zum Blatt Randa. Bern, Kümmerly & Frey. 27.*

Bois T., S. Bouissou, Y. Guglielmi (2008), Influence of major inherited faults zones on gravitational slope deformation: A two-dimensional physical modelling of the La Clapière area (Southern French Alps). *Earth and Planetary Science Letters*, 10.1016/j.epsl.2008.06.006

Brady, B. H. G., E.T. Brown (1985), *Rock Mechanics for Underground Mining*, Allen and Unwin, St Leonards, N.S.W., Australia.

Chemenda, A., S. Bouissou, D. Bachmann (2005), 3-D Physical Modeling of Deep-Seated Landslides: new technique and first results, *J. Geophys. Res.*, 110, F04004, doi:10.1029/2004JF000264.

Chigira, M. (1985), Mass rock creep of crystalline schist: Minor structures formed by mass rock creep, *J. Jpn. Soc. Eng. Geol.*, 26, 25-79.

Chigira, M. (2001), Micro-sheeting of granite and its relationship with landsliding specially after the heavy rainstorm in June 1999, Hiroshima prefecture, Japan, *Eng. Geol.*, 29, 219 – 231.

Eberhardt, E., D. Stead, J. Coggan (2004), Numerical analysis of initiation and progressive failure in natural rock slopes - the 1991 Randa rockslides, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, 41, 69-87.

Einstein, H.H., D. Veneziano, G.B. Beacher, K.J. O'Reilly, K.J. (1983), The effect of discontinuity persistence on rock slope stability, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, 20(1), 227-236.

Girod, F. (1999), Altération météorique de roche granitique en milieu alpin: le cas de l'orthogneiss associé à l'éboulement de Randa (Mattertal, Valais, Suisse). PhD Thesis, Université de Lausanne, Lausanne, 207.

Goodman, R.E. (1980), *Introduction to Rock Mechanics*, John Wiley and Sons, Hoboken, N.J.

Goodman, R.E., G.H. Shi (1985) Block theory and its application in rock engineering, Englewood Cliffs, New Jersey, Prentice-Hall. 338.

Hoek, E., E.T. Brown (1997) Practical estimates of rock mass strength, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, 8, 1165 - 1186.

Ischi, H., H.R. Keusen, E. Scheller (1991), Bergsrüz Grossgufer vom April/Mai 1991, *Zusammenfassender Berichte über die Aktivität der Geotest, Martiny*, 20 and annexes.

Jaboyedoff, M., F. Baillifard, R. Couture, J. Locat, P. Locat (2004c), New insight of geomorphology and landslide prone area detection using DEM, In: Lacerda, W.A., Ehrlich.

M. Fontoura, A.B., Sayo, A., (eds): Landslides Evaluation and stabilization. Balkema, 199- 23 205.

Kaneko, K., K.J Otani, Y. Noguchi, N. Togashiki (1997), Rock fracture mechanics analysis of slope failure, in *Deformation and Progressive Failure in Geomechanics*, edited by A.Asaoka, T. Adachi, and F. Oka, pp. 671-676, Elsevier, New York.

Kato, J., S. Hada (1980), Landslides of the Yoshino-Gawa water system and its geological aspects, *Res. Rep. Kochi Univ. Nat. Sci.*, 28, 127-140.

Maréchal., J. C., R. Wyns, P. Lachassagne, K. Subrahmanyam, F. Touchard (2003), Anisotropie verticale de la perméabilité de l'horizon fissuré des aquifères de socle: concordance avec la structure géologique des profils d'altération, *C. R. Geosciences*, 335, 451 – 460.

Noverraz, F., C., Bonnard (1992), L'écroulement Rocheux de Randa, près de Zermatt, in *Landslides, Proceedings of the 6th Symposium*, Christchurch, edited by Bell, D.H., Balkema, Rotterdam, 1, 165 – 192.

Rouiller, J.-D. (1992), L'éboulement de Randa, *Route et Trafic*, 92/3, 373-376.

Sartori, M., F. Baillifard, M. Jaboyedoff, J.-D. Rouiller (2003), Kinematics of the 1991 Randa rockslides (Valais, Switzerland), *Natural Hazard and Earth Sciences*, 3, 423-433.

Scavia, C. (1995), A method for the study of crack propagation in rock structures, *Geotechnique*, 45, 447-463.

Schindler, C., Y. Cuenod, T. Eisenlohr, C.L. Joris (1993), Die Ereignisse vom 18 April und 9 Mai 1991 bei Randa (VS) - ein atypischer Bergstruz in Raten, *Eclogae geol. Helv.*, 86/3, 643-665.

Spillmann, T., H. Maurer, H. Willenberg, K.F. Evans, B. Heincken, A.G. Green (2007), Characterization of an unstable rock mass based on borehole logs and diverse borehole radar data, *Journal of Applied Geophysics*, 61, 16 – 38.

Stead, D., E. Eberhardt (1997), Developments in the analysis of footwall slopes on surface coal mining, *Eng. Geol.*, 46, 41-61.

Stead, D., E. Eberhardt, J. Coggan (2005), Developments in the characterization of complex rock slope deformation and failure using numerical modelling techniques, *Eng. Geol.*, 83, 217– 235.

Terzaghi, K. (1962), Stability of steep slopes in hard unweathered rock, *Geotechnique*, 12, 251-270

Thélin, P. (1987), Nature Originelle des gneiss oeillés de Randa, *Bull. du laboratoire de géologie de l'Université de Lausanne*, 290, Lausanne.

Wagner, A. (1991), Bergstruz Grossgufer Randa – Etude structurale et géomécanique, Centre de Recherches Scientifiques Fondamentales et Appliquées de Sion. Sion.

Willenberg H. (2004), Geologic and Kinematic model of a complex landslide in crystalline rock (Randa, Switzerland), *Ph.D Thesis*, Swiss Federal Institute of Technology, Zurich.

Willenberg, H., S. Loew, E. Eberhardt, K. F. Evans, T. Spillmann, B. Heincke, H. Maurer, A. G. Green (2008), Internal structure and deformation of an unstable crystalline rock mass above Randa (Switzerland): Part I — Internal structure from integrated geological and geophysical investigations, *Eng. Geol.*, 101, 1-14.

### **3.4 Article 3: Influence of structural heterogeneities and of large scale topography on gravitational rock slope failures: New insights from 3-D physical modeling.**

T. Bois and S. Bouissou

Article en cours de rédaction

#### **3.4.1 Abstract**

Initial topography and inherited structural discontinuities are known to play a dominant role in rock slope stability. On the one hand initial topography is known to produce stress concentration in different part of the slope. On the other hand structural heterogeneities that can propagate under gravitational loading are known to reduce effective resistance of the slope and guide the kinematics of gravitational rock slope failure. Previous 2-D physical modeling results demonstrated that only few preexisting fractures are activated during gravitational failure. The question we address in the present study is to determine if such a result is also observed in 3-D. As in 2-D previous models we examine geologically stable model configuration, based upon the well documented landslide at Randa, Switzerland. The 3-D models consisted of a homogeneous material in which several fracture zones were introduced in order to study simplified but realistic configurations of discontinuities. Results showed that the type of gravitational failure (deep-seated landslide or sequential failure) and resulting slope morphology evolution are the result of the interplay of initial topography and inherited pre existing fractures (orientation and density). The first result is that initial topography exerts a strong control on gravitational slope failure. Indeed in each tested configuration (even in the homogeneous one) the Grossgufer area is affected by a rock slide. The second result is that the amount of fractures sets greatly influences the mobilized volume and its kinematics.

*Key words: Rockslide movements, Randa, fractures, physical modeling.*

### **3.4.2 Introduction**

Gravitational rockslope failure generally results from the interplay of several factors, among which topography and the structural heterogeneities (bedding planes, foliation, faults or joints...) are known to play a dominant role (*Pan et al.*, 1994; *Pan et al.*, 1995; *Jaboyedoff et al.*, 2004b and 2004c; *Bois et al.*, 2008; *Bois and Bouissou*, 2010).

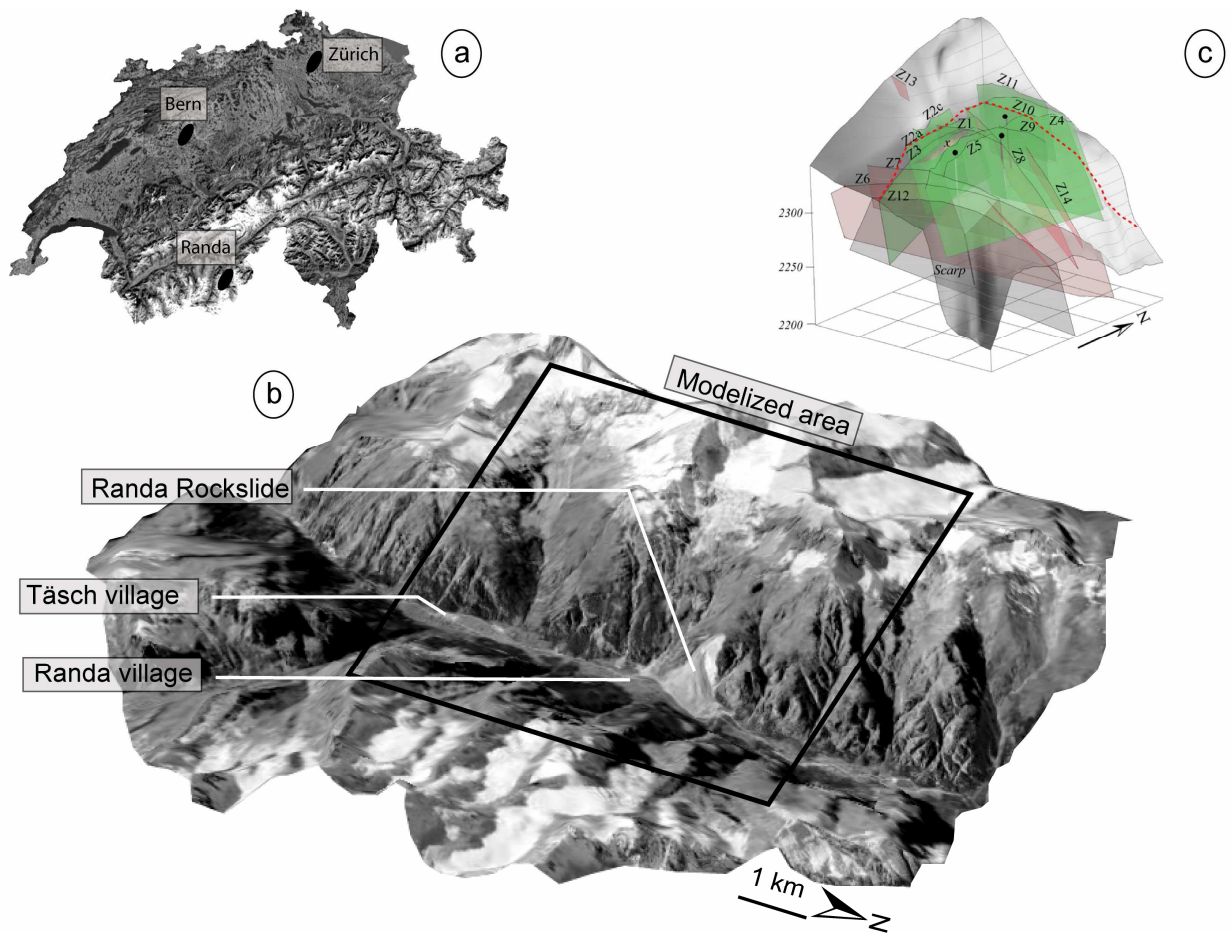
On the one hand it appears that the topography has a significant role in the stress distribution (*Ferguson*, 1967; *Savage et al.*, 1985; *Savage and Varnes*, 1987; *Savage*, 1994; *Pan et al.*, 1994; *Pan et al.*, 1995; *Molnar*, 2004; *Kinakin and Stead*, 2005; *Bachmann et al.*, 2006). On the other hand structural heterogeneities, and specially faults and joints that propagate under gravitational loading (*Kaneko et al.*, 1997; *Sartori et al.*, 2003), are known to play a dominant role on rock slope failure (*Terzaghi*, 1962; *Kato and Hada*, 1980; *Chigira*, 1985; *Agliardi et al.*, 2001) due to their persistence clustering and density (*Einstein et al.*, 1983; *Scavia*, 1995; *Bois et al.*, 2008; *Bois and Bouissou*, 2010). A link between structural heterogeneities orientation and initial topography of many slopes has been clearly established evidencing that previous rockslide were delimited by preexisting joints and/or faults (*Powell*, 1875; *Cruden*, 1988; *Cruden and Hu*, 1996; *Cruden*, 2003). The influence of initial topography on fractures activation and then on gravitational failure processes are however still misunderstood.

Insights into this issue can be achieved using mechanical modelling. In this study we performed scaled models of the Randa area using a 3-D physical modelling approach (*Chemenda et al.*, 2005; *Bois et al.*, 2008).

To be able to compare 2-D and 3-D results we performed models based on the well documented 1991 Randa rockslide sequence, previously modeled in 2-D (*Bois and Bouissou*, 2010). Our goal is not to reproduce the well documented 1991 Randa rockslides sequence, but to study the influence of a realistic initial topography on realistic fracture sets activation.

### **3.4.3 Geological setting**

The 1991 Randa rockslides sequence correspond to the sudden fall of two large volumes of rock (about 30 million m<sup>3</sup>) near the village of Randa, Valais, Switzerland (Figure 3-18a and 18b). The Grossguger hillside, located at the intersection of two perpendicular valleys (Figure 18b), is mainly composed by the gneissic series of the Siviez-Michabel nape



**Figure 3-18: Geographical, geological and structural settings of the Grossgufer hillside. (a) Localization of the study area on a general view. (b) part of the Matter valley presenting the modeled zone.. (c) Structural setting of the Grossgufer hillside after Willenberg et al., 2008 (modified).**

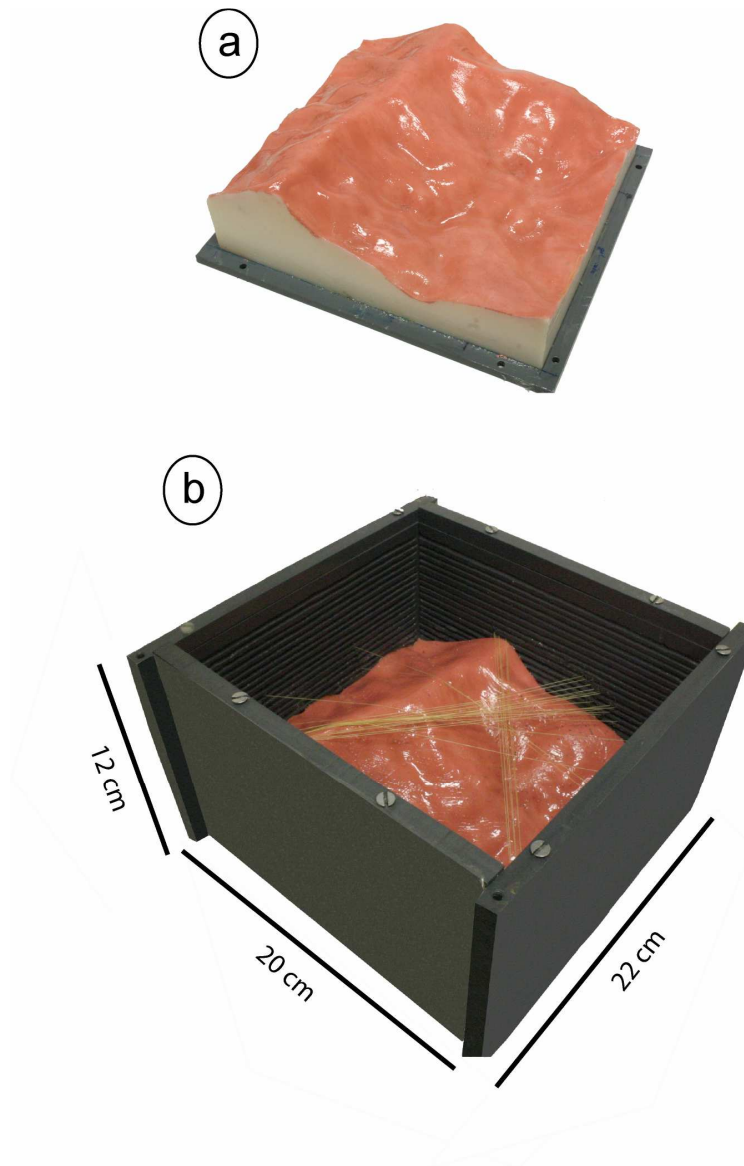
(an orthogneiss locally named Randa augengneiss, and an overlying series of paragneiss) (Thélin, 1987; Willenberg et al., 2008). Those gneisses are affected by fractures zones formed during the late alpine orogeny (Fig. 1c), which have been grouped by authors into 9 distinct families (Ischi et al., 1991; Noverraz and Bonnard, 1992; Rouiller, 1992; Sartori et al., 2003). Recent borehole data tend to confirmed that no reel preexisting sliding surface was present before the 1991 rockslides sequence (Schindler et al., 1993; Willenberg, 2004; Spillmann et al., 2007, Willenberg et al., 2008).



### 3.4.4 Experimental Setup

The material used to perform this physical modelling study (named Slope1) represents a compositional system based on liquid and solid hydrocarbons and possesses low friction elasto-brittle-plastic properties with strain softening. Its mechanical behavior is comparable to strength degradation behavior introduced in some numerical models (*Eberhardt et al.*, 2004; *Stead et al.*, 2005). A complete description of the method used to create a pre fractured model and apply the loading until gravitational failure is reached is given in *Chemenda et al.* (2005), and *Bois and Bouissou* (2010). To synthesize, a 3-D model is performed using a negative of the desired topography (Fig. 2a). This shape is covered with a thin skin of moulding silicone in order to reduce the coupling between the analogue material and the negative of the topography. The shape is then placed in a rigid pvc box. A melt of the analogue material *Slope1* is poured over the shape at a temperature of 50°C. After a cooling period (of about 10 hours) this shape is retired from the box. In order to create the fractures a series of openings cut in the two opposite lateral sides of the model box using taught strings (Figure 3-19b).

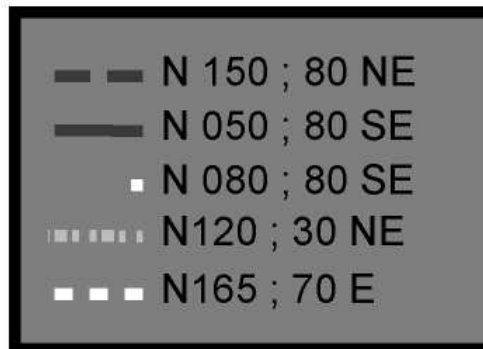
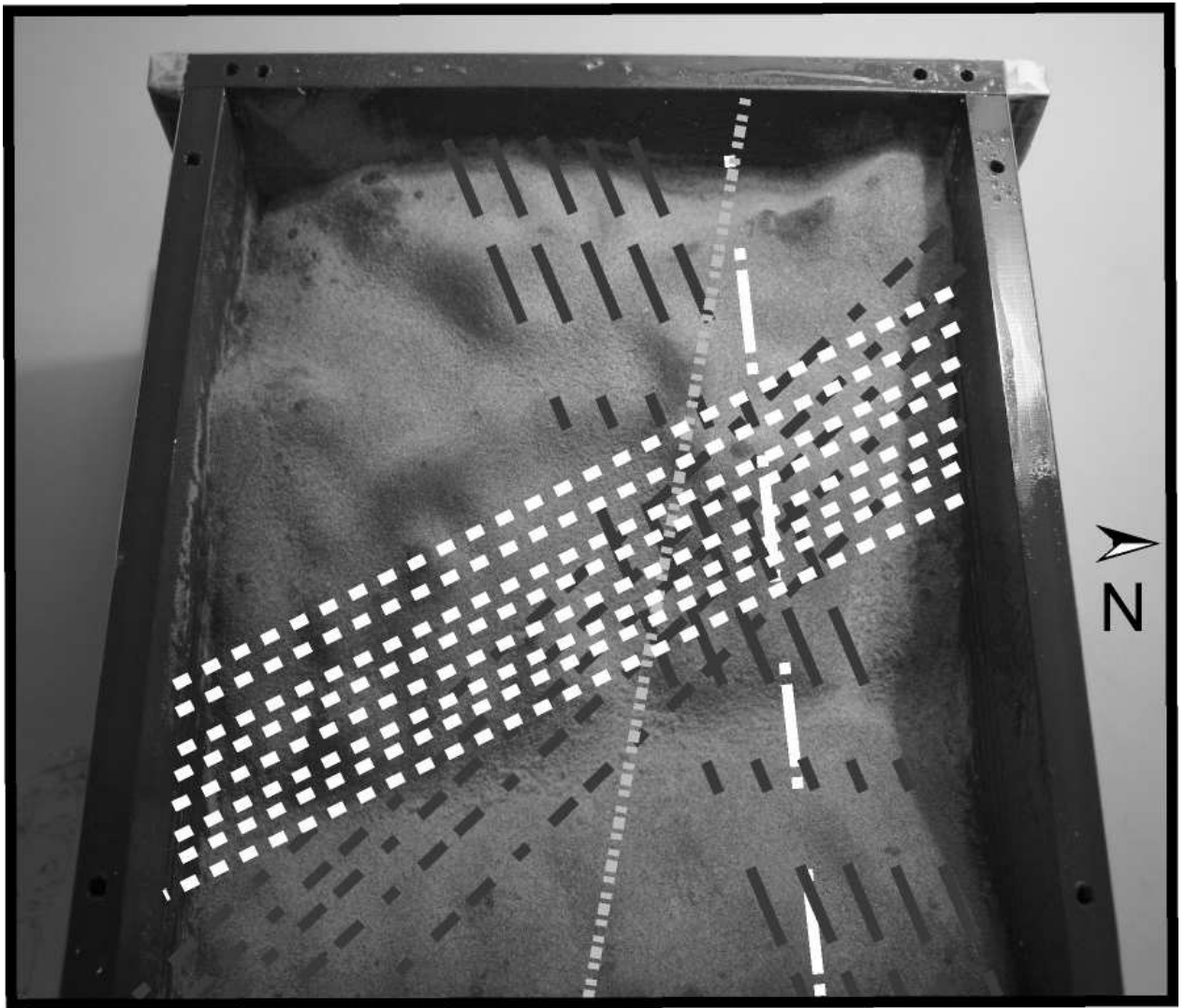
Three sets of experiments were performed at a fixed temperature of 20°C. In this condition *Slope1* exhibits high softening with  $\sigma_c^m = 2500$  (*Chemenda et al.*, 2005), and the coefficient of friction measured on the preexisting fractures is  $\mu = 0.2$ . The topography imposed to the 3-D model was that of a 10 km width by 9 km long area centered on the Grossguger hillside (Figure 3-18). The scaling factor  $\frac{H^o}{H^m}$  has been chosen to be 1/50000, so that 1 cm in the model corresponds to 500 m in reality (Figure 3-18). In a first set of experiments we considered a homogeneous model without any localized weak zones (i.e. homogeneously fractured). In a second set we imposed two distinct sets of discontinuous fractures. A N120 ; 30° NE one and a N165 ; 70° E (Figure 3-20). In a third set of experiments, 3 other sets of discontinuous fractures have been added to the previous model's configuration respectively N150 ; 80° NE, N050 ; 80° SE and N080 ; 80° SE (Figure 3-20). Each experiment was performed at least 5 times in order to ensure the validity of the result. We report here the result of the most representative trials.



*Figure 3-19: (a) the shape used to performed 3-D models. (b) view from above of the rigid pvc box showing strings used to performed fractures in the model.*

In a second set we imposed two distinct sets of discontinuous fractures. A N120 ; 30° NE one and a N165 ; 70° E (Figure 3-20).

In a third set of experiments, 3 other sets of discontinuous fractures have been added to the previous model's configuration respectively N150 ; 80° NE, N050 ; 80° SE and N080 ; 80° SE (Figure 3-20). Each experiment was performed at least 5 times in order to ensure the validity of the result. We report here the result of the most representative trials.



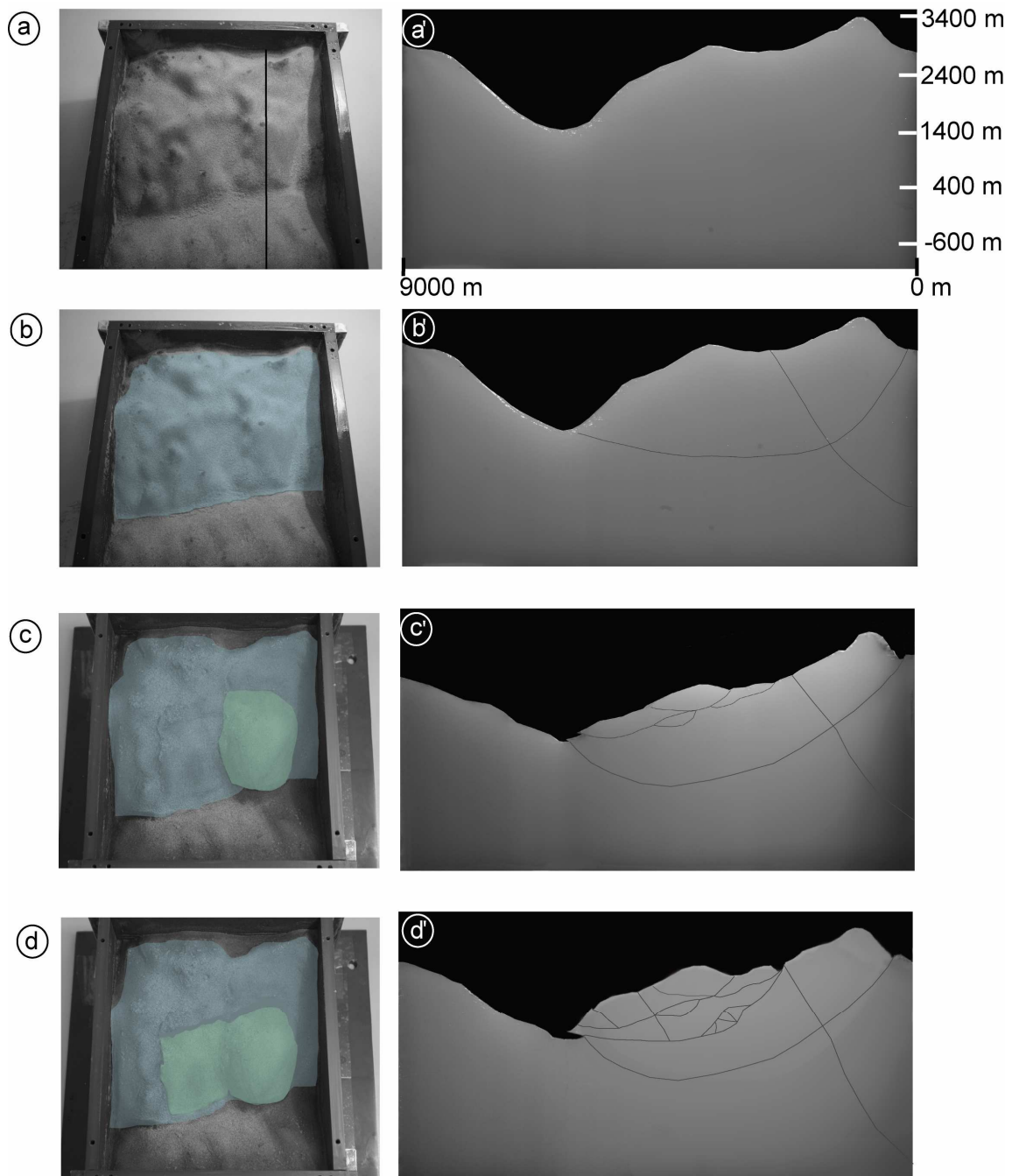
*Figure 3-20: View from above of a 3-D model. Dot-lines represent the different fracture networks. The black line corresponds to cross sections localization.*

### **3.4.5 Results**

#### 3.4.5.1 Experiment 1 (Figure 3-21a and Figure 3-21a'): Homogeneous Model (homogeneously fractured at scale).

In the early stage of the failure the non elastic deformation is firstly localized in the valley and behind the topographic crest (blue on Figure 3-21b) along two master faults that appear simultaneously in the model involving the entire massif (Figure 3-21b'). In the intermediate deformation stage a Deep Seated Landslide (hereafter DSL), embedded in the previously formed Deep Seated Gravitational Slope Deformation (hereafter DSGSD), is triggered involving the Grossgufer hillside (green on Figure 3-21c). This DSL is quite complex and composed by 4 distinct units which slide down coherently (Figure 3-21c'). At this moment the non elastic deformation is mainly accommodated along / by the complex rupture plans of the DSL and no more along / by the two previously formed DSGSD rupture plans.

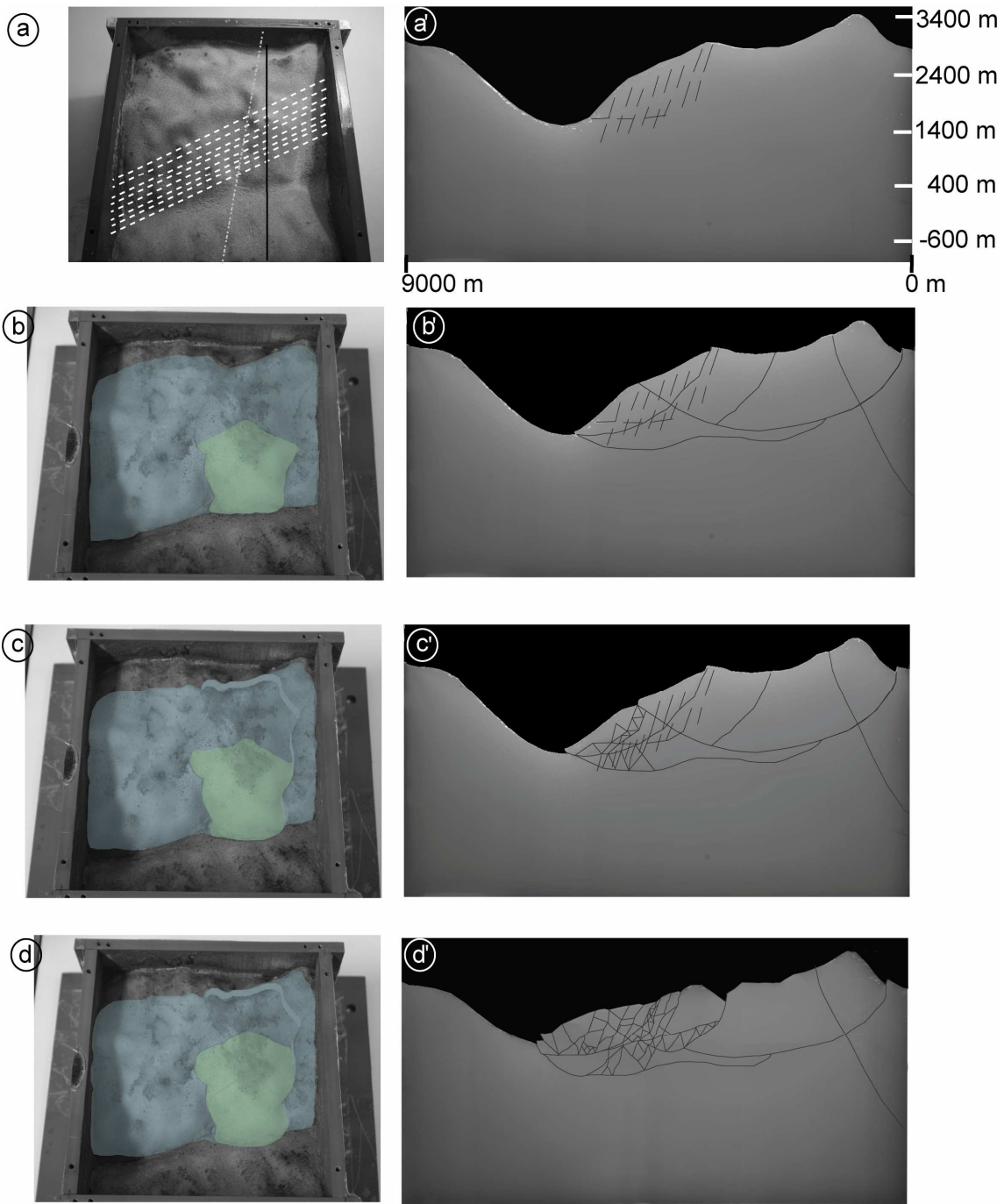
For an advanced deformation stage a second deeper DSL is triggered (Figure 3-21d). The first DSL become much more complex with the occurrence of new fractures delimitation two new units. Some of these new fractures connect the two imbricate DSL forming a huge sliding unit. The plastic deformation is essentially accommodated along this structure which becomes the guiding structure of the rupture of the hillside. Along this rupture plan a brittle-ductile transition zone appears (Prandlt prisms) (*Eberhardt et al., 2004*).



**Figure 3-21: Experiment 1. (a) Initial homogeneous model view from above. (a') corresponding cross section. (b) view from above at an early stage of evolution. (b') corresponding cross section. (c) view from above at an intermediate stage of evolution. (c') corresponding cross section. (d) view from above at an advanced stage of evolution. (d') corresponding cross section.**

### 3.4.5.2 Experiment 2 (Figure 3-22a and 3-22a'): Model with 2 sets of same length factures.

Two distinct sets of same length discontinuous fractures have been added to the model: A sub horizontal one (N120 ; 30° NE), and a sub vertical one (N165 ; 70° E). In the first stage of the rupture a complex DSGSD, composed in the Grossgufer area by four units, involves the entire massif (Figure 3-22b). Simultaneously a DSL, imbricate in the DSGSD, is triggered (green unit on Fig. 5b). The cross section shows a complex rupture pattern involving the entire massif (Figure 3-22b'). The DSL is composed by two distinct blocs. On the cross section the first bloc appears as triggered from one of the sub vertical fractures (Figure 3-22b') while the second one is initiated in the topographic depression before the crest. In the intermediate deformation stage some of the pre existing fractures propagate, delimiting small blocs which slide down in the valley coherently (Figure 3-22c and 22c'). In the advanced deformation stage all pre existing fractures propagate (Figure 22d and 22d').



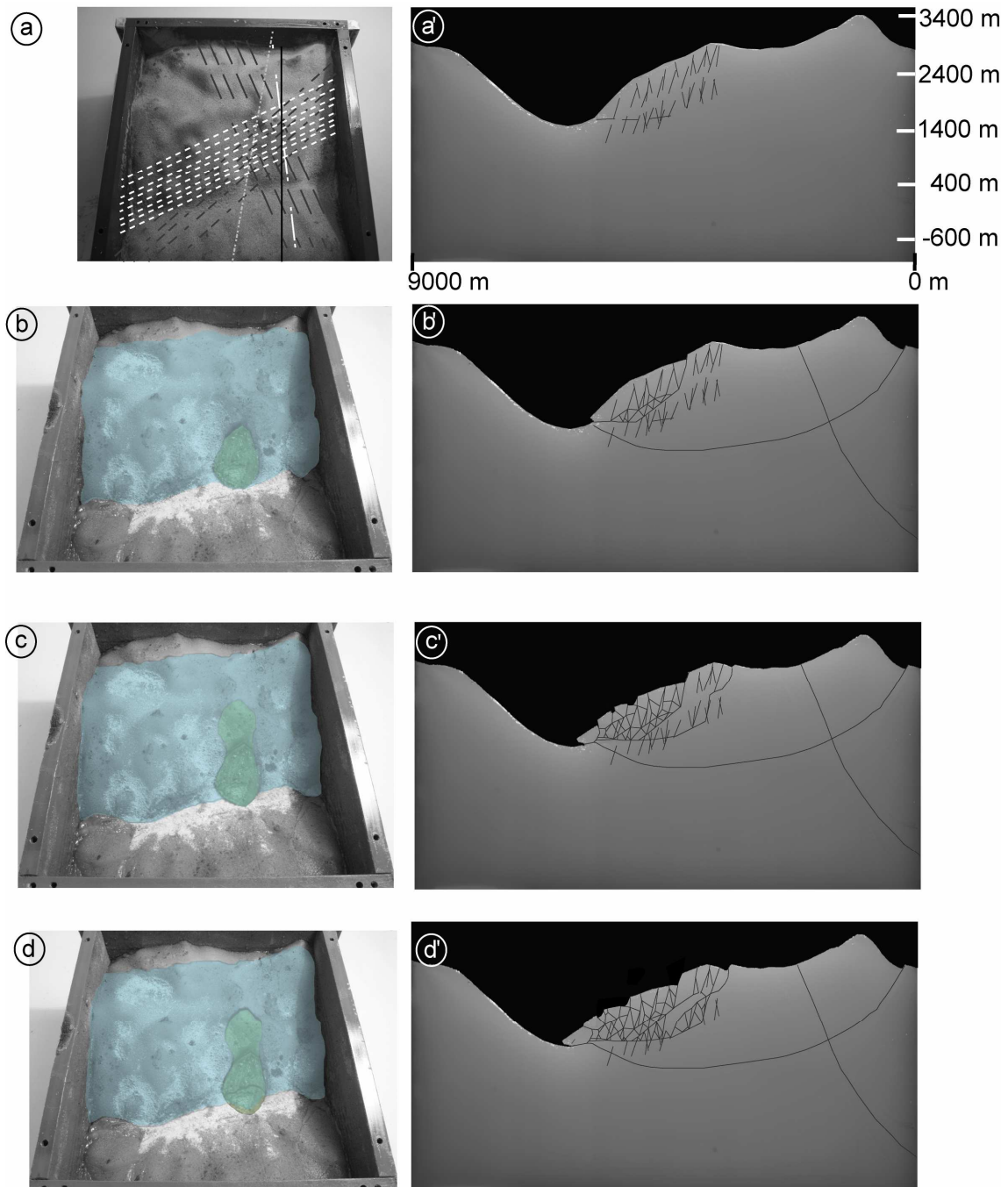
**Figure 3-22: Experiment 2. (a) Initial slightly fractured model view from above. (a') corresponding cross section. (b) view from above at an early stage of evolution. (b') corresponding cross section. (c) view from above at an intermediate stage of evolution. (c') corresponding cross section. (d) view from above at an advanced stage of evolution. (d') corresponding cross section.**

### 3.4.5.3 Experiment 3(Figure 3-23a and 3-23a’): Model with 5 sets of same length factures.

Three distinct sets of same length discontinuous and sub vertical fractures have been added to the previous configuration: N150 ; 80° NE, N050 ; 80° SE and N080 ; 80° SE.

In the early stage of the failure, most of the plastic deformation is accommodated by a DSGSD (blue on Figure 3-23b) involving the entire massif and by a DSL (laterally limited by the N080 fracture) located in the Grossgufer area (green on Fig. 6b). On the cross section (Figure 3-23b’) we can see once again a complex deformation pattern with two DSGSD rupture plans. The DSL is composed by two units. A first one in which some of the pre existing fractures have propagated. And a second one delimited at depth by the connection of the N120° fractures (Figure 3-23b’). This failure reaches the topographic surface behind the last pre existing sub vertical fracture. In the intermediate deformation stage the first unit of the DSL behaves as a rockslide (in green Figure 3-23c), with the propagation / connection of most of the pre existing fractures, delimiting small blocs that fall down in the valley (Figure 3-23c’). The second unit becomes independent forming a new sliding block in which the fractures start to propagate. Finally in the last deformation stage two consecutives rockslides, affecting the Grossgufer area, are visible (Figure 3-23d): A first one (compatible with the first Randa event) in which all fractures have propagated, and a second rockslide just above compatible with the second Randa event (Figure 3-23d’).





**Figure 3-23: Experiment 3. (a) Initial highly fractured model view from above. (a') corresponding cross section. (b) view from above at an early stage of evolution. (b') corresponding cross section. (c) view from above at an intermediate stage of evolution. (c') corresponding cross section. (d) view from above at an advanced stage of evolution. (d') corresponding cross section.**

### **3.4.6 Discussion and conclusion**

Our modeling approach provides a technique to analyze 3-D large scale rock mass rupture due to pre existing fractures and associated slope deformation with realistic 3-D topography.

Each tested configuration had lead to a comparable general deformation of the entire massif. A DSGSD had been obtained in each case. Such DSGSD has not been observed on the field but could be present as in other alpine valley such as the Tinée valley (*Jomard, 2006; Bois et al., 2008*). However differences between cases were visible in the lower / middle part of the slope. Firstly initial slope morphology has a great influence on the DSL location (green on figures 4, 5 and 6) whatever fracturation state is. This is due to stress concentration effect exerted by the topography (*Savages and Varnes, 1987; Kinakin and Stead, 2005; Bachmann et al., 2006*). Secondly, the addition of fracture sets led to different deformation patterns (compare figures 4d', 5d' and 6d') and limited the lateral extension of the DSL (compare figures 5d and 6d). This demonstrates that the parameter topography is not sufficient to explain the location of the 1991 Randa rockslide sequence and that fractures sets play a dominant role in the localization of the rupture at the base of the slope. Thirdly, the amount and orientation of fractures sets have shown to be of great influence not only on the delimitation of the mobilized volume but also on its kinematics.

As previously observed in 2-D models (*Bois and Bouissou, 2010*) fractures and their density facilitate gravitational failure and have great influence of the mobilized volume and its kinematics. This is particularly true for the influence of fracture sets not taken into account in previous 2-D models. Indeed those sets have shown to have a main influence on the mobilized volume and on the kinematics. This lack of reality was artificially overcome in previous 2-D models by increasing the persistence of certain favorably oriented joints. This was however done without fields indications of such reality. This 3-D study demonstrates that the doubtful persistence of some selected joint is not necessary to obtain a rockslides sequence. The main implication of this study is provided by the comparison of the first experiment (homogeneous case) with the two others (fractured ones). Indeed this clearly shows that fractures do not have an influence on the global rupture of the massif, but play a major role in slope rupture and control the kinematics of sliding. It also appears that a rockslide sequence can be the result of the interplay of topography and inherited structural heterogeneities orientation.

This tends to show that an accurate knowledge of fractures orientation, and especially their orientation at the surface, the density of networks and their interplay at depth, is necessary to understand deep seated gravitational failure mechanism.

### 3.4.7 References

- Agliardi, F., Crosta, G., Zanchi, A., 2001. Structural constraints on deep-seated slope deformation kinematics, *Eng. Geol.*, 59, 83 – 102.
- Bachmann, D., Bouissou, S., Chemenda, A., 2006. Influence of large scale topography on gravitational rock mass movements: New insights from physical modeling. *Geophys. Res. Lett.* 33, L21406, doi:10.1029/2006GL028028.
- Bois, T., Bouissou, S., Guglielmi, Y., 2008, Influence of major inherited faults zones on gravitational slope deformation: A two-dimensional physical modelling of the La Clapière area (Southern French Alps), *Earth and Planetary Science Letters*, 272, 709 – 719.
- Bois, T., Bouissou, S., 2010, Influence of tectonic fracture zones on rock slope failures: New insights from 2-D physical modelling based on the 1991 Randa events, *J. of Geophys. Res.* doi:10.1029/2009JF001403
- Chemenda, A., Bouissou, S., Bachmann, D., 2005. 3-D Physical Modeling of Deep-Seated Landslides: new technique and first results, *J. Geophys. Res.*, 110, F04004, doi:10.1029/2004JF000264.
- Chigira, M., 1985. Mass rock creep of crystalline schist: Minor structures formed by mass rock creep, *J. Jpn. Soc. Eng. Geol.*, 26, 25-79.
- Cruden, D.M., 1988. Thresholds for catastrophic instabilities in sedimentary rock slopes, some examples from the Canadian Rockies, *Z. Geomorphol. N.F., Suppl. Band 67*, 67 – 76.
- Cruden, D.M., Hu, X.Q., 1996. Hazardous modes of rock slopes movement in the Canadian Rockies, *Environmental and Engineering Geosciences* 2, 507 – 516.
- Cruden, D.M., 2003. The shapes of cold, high mountains in sedimentary rocks. *Geomorphology* 55, 249 – 261.
- Eberhardt, E., Stead, D., Coggan J., 2004. Numerical analysis of initiation and progressive failure in natural rock slopes - the 1991 Randa rockslides, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.* 41, 69 – 87.
- Einstein, H.H., Veneziano, D., Beacher, G.B., O'Reilly, K.J., 1983. The effect of discontinuity persistence on rock slope stability, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, 20(1), 227 – 236.
- Ferguson, H.F., 1967. Valley stress release in the Alleghen Plateau, *Engineering Geology*, 4, 63-71

- Ischi, H., Keusen, H.R., Scheller, E., 1991. Bergsrüz Grossgufer vom April/Mai 1991, *Zusammenfassender Berichte über die Aktivität der Geotest, Martiny*, 20 and annexes.
- Jaboyedoff, M., Baillifard, F., Couture, R., Locat, J., Locat, P. 2004. New insight of geomorphology and landslide prone area detection using DEM, In: Lacerda, W.A., Ehrlich, M. Fontoura, A.B., Sayo, A., (eds): *Landslides Evaluation and stabilization*. Balkema, 199- 23 205.
- Jomard, H., 2006. Analyse multi-échelles des déformations gravitaires du Massif de l'Argentera Mercantour. *Ph.D Thesis*, Département des sciences de la terre et de l'univers , Univ. Nice Sophia Antipolis, Nice, France, 246 pp.
- Kaneko, K., Otani, K.J., Noguchi, Y., Togashiki, N., 1997. Rock fracture mechanics analysis of slope failure, in *Deformation and Progressive Failure in Geomechanics*, edited by A. Asaoka, T. Adachi, and F. Oka, pp. 671-676, Elsevier, New York.
- Kato, J., Hada, S., 1980. Landslides of the Yoshino-Gawa water system and its geological aspects, *Res. Rep. Kochi Univ. Nat. Sci.*, 28, 127-140.
- Kinakin, D., Stead, D., 2005. Analysis of the distributions of stress in natural ridge forms: implications for the deformation mechanisms of rock slopes and the formation of a sackung. *Geomorphology*, 65, 85-100.
- Molnar, P., 2004. Interactions among topographically induced elastic stress, static fatigue, and, valley incision, *Journal of Geophysical Research*, 109, F02010, doi: 10.1029/2005JF000344
- Noverraz, F., Bonnard, C., 1992. L'écroulement Rocheux de Randa, près de Zermatt, in *Landslides, Proceedings of the 6th Symposium*, Christchurch, edited by Bell, D.H., Balkema, Rotterdam, 1, 165 – 192.
- Pan, E., Amadei, B., Savage, W.Z., 1994. Gravitational stresses in long symmetric ridges and valleys in anisotropic rock. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech Abstr.* 31, 293 – 312.
- Pan, E., Amadei, B., Savage, W.Z., 1995. Gravitational and Tectonic Stresses in Anisotropic Rock with Irregular Topography. . *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech Abstr.* 32, 201 – 214.
- Powell, J.W., 1875. Exploration of the Colorado River of the West and its Tributaries. Government Printing Office, Washington, USA, 291 pp.
- Rouiller, J.-D. 1992. L'éboulement de Randa, *Route et Trafic*, 92/3, 373-376.

- Sartori, M., Baillifard, F., Jaboyedoff, M., Rouiller, J-D., 2003. Kinematics of the 1991 Randa rockslides (Valais, Switzerland), *Natural Hazard and Earth Sciences*, 3, 423 – 433.
- Savage, W.Z., Swolfs, H.S., and Powers, P.S., 1985. Gravitational stresses in long symmetric ridges and valleys. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Science*, 22, 291 – 302.
- Savage, W.Z. and Varnes, D.J., 1987. Mechanics of gravitational spreading of steep-sides ridges (sackung). *IAEG Bulletin*, 35, 31 – 36.
- Savage W.Z., 1994. Gravity induced stresses in finite slopes. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, 31, 471 – 483.
- Scavia, C., 1995. A method for the study of crack propagation in rock structures, *Geotechnique*, 45, 447 – 463.
- Schindler, C., Cuenod, Y., Eisenlohr, T., Joris C.L., 1993. Die Ereignisse vom 18 April und 9 Mai 1991 bei Randa (VS) - ein atypischer Bergstruz in Raten, *Eclogae geol. Helv.*, 86/3, 643-665.
- Spillmann, T., Maurer, H., Willenberg, H., Evans, K.F., Heincken, B., Green A.G., 2007. Characterization of an unstable rock mass based on borehole logs and diverse borehole radar data, *Journal of Applied Geophysics*, 61, 16 – 38.
- Stead, D., Eberhardt, E., Coggan, J., 2005. Developments in the characterization of complex rock slope deformation and failure using numerical modelling techniques, *Eng. Geol.* 83, 217– 235.
- Terzaghi, K., 1962. Stability of steep slopes in hard unweathered rock, *Geotechnique*, 12, 251 – 270.
- Thélin, P., 1987. Nature Originelle des gneiss ocellés de Randa, *Bull. du laboratoire de géologie de l'Université de Lausanne*, 290, Lausanne.
- Willenberg H., 2004. Geologic and Kinematic model of a complex landslide in crystalline rock (Randa, Switzerland), *Ph.D Thesis*, Swiss Federal Institute of Technology, Zurich.
- Willenberg, H., Loew, S., Eberhardt, E., Evans, K. F., Spillmann, T., Heincke, B., Maurer, H., Green, A. G., 2008. Internal structure and deformation of an unstable crystalline rock mass above Randa (Switzerland): Part I — Internal structure from integrated geological and geophysical investigations, *Eng. Geol.*, 101, 1-14.



### **3.5 Article 4: Numerical modelling of the gravity-induced destabilization of a slope: The example of the La Clapière landslide, southern France**

A.I. Chemenda, T. Bois, S. Bouissou, and E. Tric

Publié à :

Geomorphology, vol. 109, doi : 10.1016/j.geomorph.2009.02.025

#### **3.5.1 Abstract**

A finite difference two-dimensional model with Hooke–Mohr–Coulomb properties and topography derived from the DEM are used to reproduce the La Clapière landslide. The principal factor defining the gravity-driven destabilization of the model is a gradual reduction in the cohesion. This reduction simulates a degradation of the material properties with time because of weathering/alteration processes. The inelastic deformation, fracturing, and faulting first occur at mountain scale and results in normal fault formation causing crest sagging. Later, the failure process is concentrated in the lower part of the slope and leads to the formation of a localized fault subparallel to the slope surface at a depth of ca. 100 m. This corresponds to the initiation of the La Clapière landslide and its propagation upslope. A slow crest sagging continues during the whole model evolution.

*Key words: rock mass deformation; sagging; La Clapière landslide; weathering; numerical modelling*



### **3.5.2 Introduction**

Gravitational instability of topography results from the interplay of different processes. The most important seems to be the weathering and alteration caused by climatic factors and fluid circulation within the massif and dependent on the physicochemical and mechanical properties of the rock (Hill and Rosenbaum, 1998; Hall and André, 2001; Pellegrino and Prestininzi, 2007). Both weathering and alteration cause a progressive time-softening (strength reduction) of the superficial horizons. Although the kinematics of these processes and their variation with depth are poorly studied, the softening is generally maximal at the surface and diminishes with depth (Chigira, 2001; Maréchal et al., 2003) where it is concentrated along the fractures and faults (Migon and Lidmar-Bergstroem, 2002; Wyns, 2002).

Ignoring the influence of other factors (e.g., large spatial and temporal scale tectonic processes) on the slope evolution, we assume the following conceptual model: the initially homogeneous and stable mountain is subject to a progressive reduction of effective strength because of rock weathering and alteration. Ultimately, this mountain should undergo inelastic, gravity-driven deformation (damage) and macrofracturing increasing with time. The aim of the present work is to model this deformation numerically and compare the results with field data. Lack of similarity would mean that the conceptual model is too simplistic and that in reality other factors (e.g., structural heterogeneities, tectonic stresses, and more complex mechanical properties) have a dominant role in controlling the gravity-induced deformation.

The well-studied La Clapière landslide (Follacci, 1987, 1999; Ivaldi et al., 1991; Guglielmi et al., 2002; Casson et al., 2005; Lebourg et al., 2005; Jomard, 2006) located in the southern French Alps (Argentiera–Mercantour massif) was chosen as a natural example (Figure 3-23). The numerical models well reproduce this superficial landslide (its depth, size, and along-slope position) and also reveal slower inelastic deformation (normal faulting) at a larger scale involving the whole mountain and resulting in crest sagging.

### **3.5.3 Geological framework**

The La Clapière slope (Figure 3-24 and Figure 3-25a) is situated in the Tinée valley, which represents the north-western edge of the Argentiera–Mercantour metamorphic unit (southern French Alps). The region underwent polyphased tectonic deformations during

Variscan and Alpine orogenesis (Follacci, 1999). The eastern side of the valley is mainly made of weathered metamorphic units characterized by a N. 150–60° E. foliation (average trend) (Bogdanoff, 1986; Gunzburger and Laumonier, 2002) with the dip varying with depth (Follacci, 1987; Gunzburger and Laumonier, 2002; Delteil et al., 2003) in the landslide area (Figure. 3-25c).

The La Clapière landslide overlaps the Quaternary alluvial deposits of the Tinée River and can be considered as a highly permeable fractured reservoir drained at the bottom by a group of perennial springs (Figure 3-24). The whole La Clapière slope can be divided into a low uncompressed zone at depth and a decompression highly fractured topped zone where tensile crevices create linear drains with estimated hydraulic conductivity  $K$  ranging between  $10^{-2}$  and  $10^{-3}$  m/s (Figure 3-24).

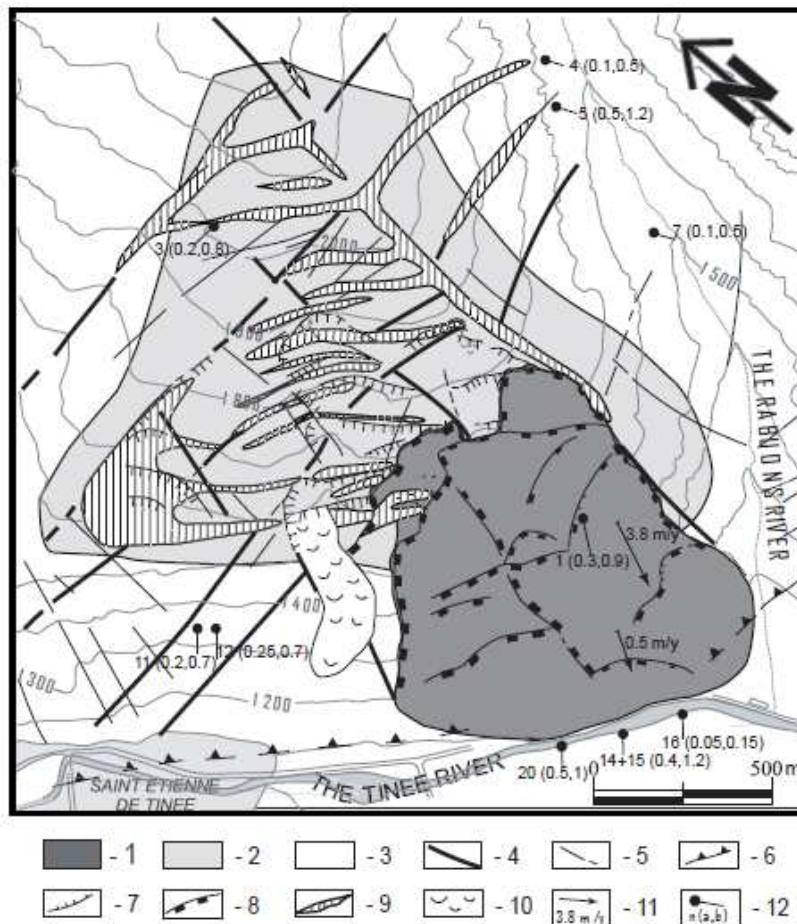
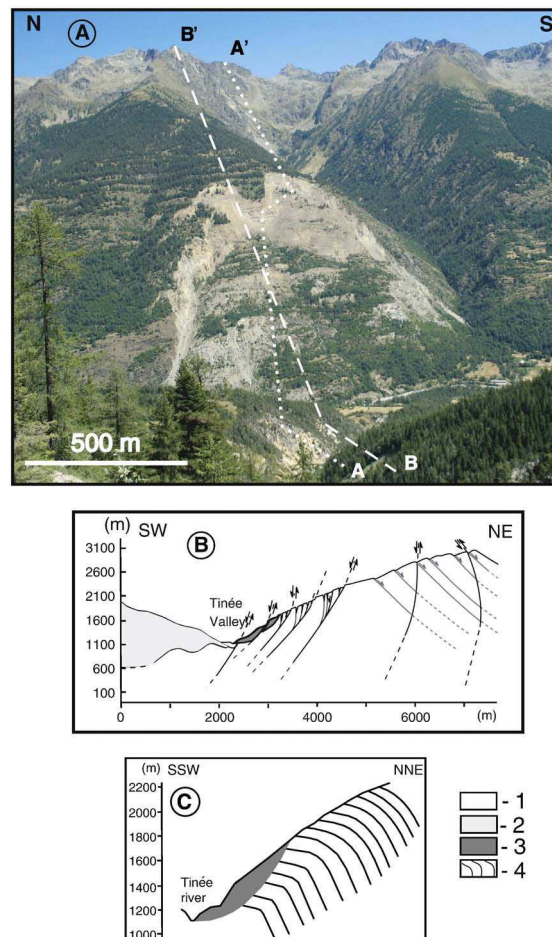


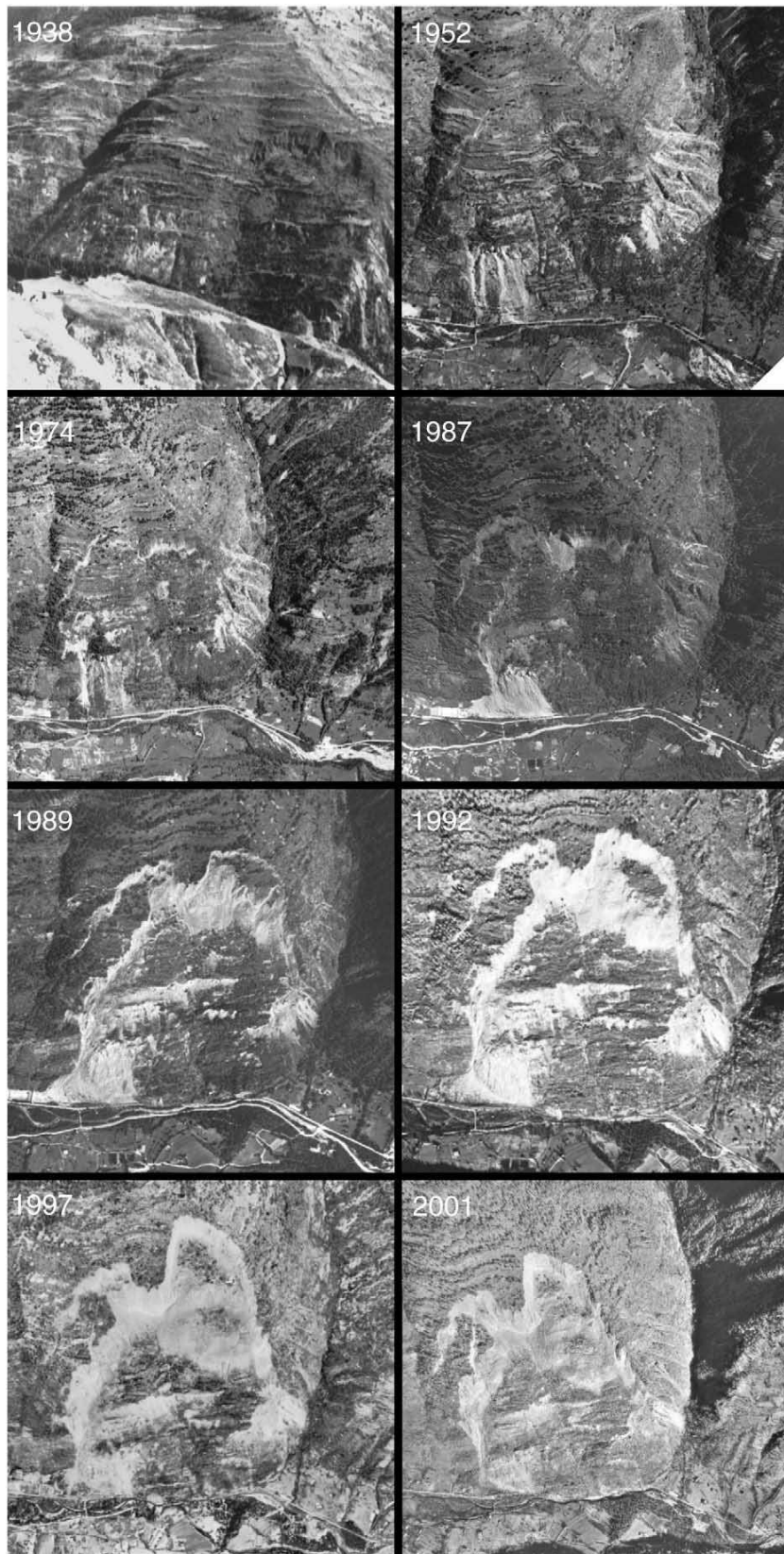
Figure 3-24: Structural and hydrological framework of the La Clapière landslide (simplified after Guglielmi et al., 2005). 1, La Clapière landslide; 2, uncompressed topped zone ( $10^{-3} > K > 10^{-5}$  m/s); 3, low uncompressed zone ( $10^{-8} > K > 10^{-9}$  m/s); 4, major normal faults; 5, minor faults; 6, thrust fault; 7, old scarps; 8, present day scarp; 9, crevices deposits ( $10^{-2} > K > 10^{-3}$  m/s); 10, debris flow; 11, velocity vector with 1996 annual velocity value; 12, perennial spring with water table flow rate,  $n$  is the number of the spring,  $a$  is the minimal, and  $b$  is the maximal flow rate values in l/s.

The slope is fractured by three nearly vertical sets of tectonic faults, trending N. 010° E.–N. 030° E., N. 080° E.–N. 090° E., and N. 110° E.–N. 140° E. (Figure 3-25). The details of faulting in the present landslide area are shown in Figure 3-25b. The material in this zone is intensively weathered to depths of at least 200m (Guglielmi et al., 2005) and hence underwent mechanical degradation, although no quantitative information about this is available.

Figure 3-26 shows that in 1938 the La Clapière landslide was at its very initial stage. The recent activation of the deformation, which probably shaped the current sliding unit, started in 1950–1955 with the sliding velocity progressively increasing to the maximal value of 6 m/year in 1987. After that the velocity decreased and varied with time from 4 to 2 m/year (Guglielmi et al., 2005). It is not homogeneous along the slope either (Casson et al., 2005; see also Figure 3-24). According to the geological data (Merrien-Soukatchoff and Gunzburger, 2006) the landslide propagates upslope, which can also be seen in Figure 3-26



**Figure 3-25: The Clapière landslide. (A) Photo of the landslide; (B) simplified geological section (from (Jomard, 2006)) along the profile AA' in Fig. 2A; (C) toppling of the foliation in the landslide area (simplified and modified after (Gunzburger et Laumonier, 2002)). 1, metamorphic basement; 2, sedimentary deposits; 3, the La Clapière landslide; 4, the foliation. BB' corresponds to the topographic profile used in the numerical models.**



*Figure. 3-26: Snapshots of the La Clapière zone showing the landslide evolution from 1938 to 2001. The 1938 picture is taken from a postcard provided by Y. Gunzburger. The 1952 to 2001 photos are from the Web site: [http://www.lithotheque.ac-aixmarseille.fr/Affleurements\\_PACA/clapiere\\_06/CLAP\\_HISTOIRE.htm](http://www.lithotheque.ac-aixmarseille.fr/Affleurements_PACA/clapiere_06/CLAP_HISTOIRE.htm).*

### 3.5.4 Numerical modelling

Accurate numerical simulation of gravitational instability (as of any other physical instability) is a delicate exercise. It requires application of a “time-marching” explicit solution scheme. Such a scheme is implemented in the dynamic, finite-difference calculation code

FLAC3D. This code also uses mixed-discretization zoning technique that is believed to ensure accurate modelling of plastic collapse loads and plastic flow (Marti and Cundall, 1982). Therefore FLAC3D has been chosen for the numerical simulations presented below.

#### 3.5.4.1 Setup of numerical simulation and the constitutive model:

We simulate the gravity-driven, plane-strain deformation of a twodimensional model with roller boundary conditions along the model bottom and the vertical borders (Figure. 3-27a). Such boundary conditions are typically used in the numerical models of landsliding (e.g., Helmstetter et al., 2004; Ambrosi and Crosta, 2006; Hermanns et al., 2006). These conditions imply that at the timescale of the process under consideration (landsliding), the tectonic horizontal displacement is negligible. The tectonic stresses are ignored as well. The vertical boundaries themselves are set at the valley and the crest axes, which are thus considered as the axes of symmetry: the underlying assumption is, strictly saying, that the topography is periodic and that the model corresponds to its half-wavelength. The roller condition at the model bottom means that the model bottom is free to move in the horizontal direction that simulates the effect of the infinitely thick object: the model bottom, which is an artificial (not natural) boundary, is not attached to the infinitively rigid basis (is not fixed) but to the infinitively thick substratum with the same elastic rigidity as the model. Because it is infinitively thick, its resistance to the horizontal displacement of the model is small.

The model topography (free surface) is extracted from an SRTM file (referred to as SRTM\_38\_04), along the profile BB' defined in Figure. 3-25a.

The model has homogeneous elastic-plastic properties described by Hooke's equations:

$$d\epsilon_{ij}^e = \frac{d\sigma}{K} \delta_{ij} + \frac{ds_{ij}}{2G} \quad (1)$$

and the Mohr–Coulomb yield  $f(\sigma_{ij})$  and plastic potential  $\Phi(\sigma_{ij})$  functions:

$$f = \sigma_1 - \sigma_3 N_\varphi - 2c\sqrt{N_\varphi} \quad (2)$$

$$\Phi = \sigma_1 - \sigma_3 N_\psi - 2c\sqrt{N_\psi} \quad (3)$$

where  $N_\varphi = \frac{1 + \sin \varphi}{1 - \sin \varphi}$ ,  $N_\psi = \frac{1 + \sin \psi}{1 - \sin \psi}$ ,  $s_{ij} = \sigma_{ij} - \delta_{ij}\sigma$  is the stress deviator,  $\delta_{ij}$  is the

Kronecker delta,  $\sigma_{ij}$  is the stress,  $\sigma = \frac{1}{3}\sigma_{ii}$  is the mean stress,  $K$  and  $G$  are the elastic bulk

and shear moduli,  $\sigma_i$  are the principal stresses:  $\sigma_3 \leq \sigma_2 \leq \sigma_1$ ; the compressive stress is

positive,  $c$  is the cohesion,  $\varphi$  and  $\psi$  are the internal friction and dilatancy angles, correspondingly,  $\varepsilon_{ij}^e$  is the elastic strain,  $i, j = 1, 2, 3$ , the repeated subscripts imply summation.

The increments of inelastic (“plastic”) strains are defined as

$$d\varepsilon_{ij}^p = d\lambda \frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_{ij}} \quad (4)$$

where  $d\lambda$  is non-negative scalar function found at each calculation step by substituting the elastic trial stresses into the yield condition (E2). The total strain increment is

$$d\varepsilon_{ij} = d\varepsilon_{ij}^e + d\varepsilon_{ij}^p \quad (5)$$

The history of inelastic deformation is tracked during the calculation using the effective

inelastic shear strain  $\bar{\gamma}^p = \int (2de_{ij}^p de_{ij}^p)^{1/2}$  where  $de_{ij}^p = d\varepsilon_{ij}^p - \frac{1}{3}\delta_{ij}d\varepsilon_{kk}^p$  ( $k = 1, 2, 3$ ). This

parameter characterizes (is proportional to) the material damage degree (e.g., Chen and Han, 1988).

The grid zone size (the spatial resolution) is 20 m. Because the code uses an explicit calculation scheme, the time step is very small, but it does not have meaning of the real time in quasistatic (noninertial) calculations performed in this work. The model is initially elastically equilibrated under the gravity force with the following parameter values: the Young modulus  $E = 20$  GPa, the Poisson ratio  $\nu = 0.23$ , and the density  $\rho = 2700$  kg/m<sup>3</sup>

(Merrien-Soukatchoff et al., 2001; Willenberg, 2004). After this, the internal friction angle  $\phi$  was set to a certain value (different in different models). Very little data are available for the  $\psi$  values. The authors are not aware of such data for the gneisses. For the sedimentary rocks at low mean stress (corresponding to the conditions at the mountain scale),  $\psi$  varies from slightly positive to slightly negative values (Wong et al., 1997). This justifies the fact that most authors dealing with the mechanical analysis of landsliding assume  $\psi$  to be zero or do not take this parameter into account at all (e.g., Merrien-Soukatchoff et al., 2001; Ambrosi and Crosta, 2006; Hermanns et al., 2006; Merrien-Soukatchoff and Gunzburger, 2006). Such an assumption is also made in most geotechnical applications and it was adopted in this study.

The initial cohesion  $c_{ini}$  was chosen so that the initial (after equilibration) stress-state of the model is close to the yield surface, but still in the elastic domain. This value thus depends on  $\phi$  (the greater  $\phi$  is, the smaller the  $c_{ini}$  value will be) and is not defined by the laboratory measurements. During cycling (a model run),  $c$  is incrementally reduced throughout the whole model, while  $\phi$  is kept constant. In different model runs,  $\phi$  varied from  $15^\circ$  to  $50^\circ$ . We present in detail the most “successful” model, run at  $\phi = 30^\circ$  and glance through the results of the others.

#### 3.5.4.2 Results:

The preliminary numerical analysis showed that in order to maintain the model under quasi-static conditions and have stable results (with respect to the cohesion increments  $\Delta c$  value),  $\Delta c$  must be  $< 0.1c$  (where  $c$  is the current value of the cohesion during cycling) and should be applied each time the inelastic deformation is stopped (the new reduction in cohesion is applied when the inelastic deformation caused by the previous  $c$  reduction has ceased).

Figure 3-27 presents the numerical model run at  $\phi = 30^\circ$  and  $c_{ini} = 11$  MPa. At the initial stages of the model evolution, the inelastic deformation concentrates under the valley axial zone at depths of  $< 300$  m (we will call such depths shallow) and under the summit zone where the deformation rapidly localizes along two shear bands (normal faults) crossing the whole model from the base to the surface (Figure 3-27b to Figure 3-27d).



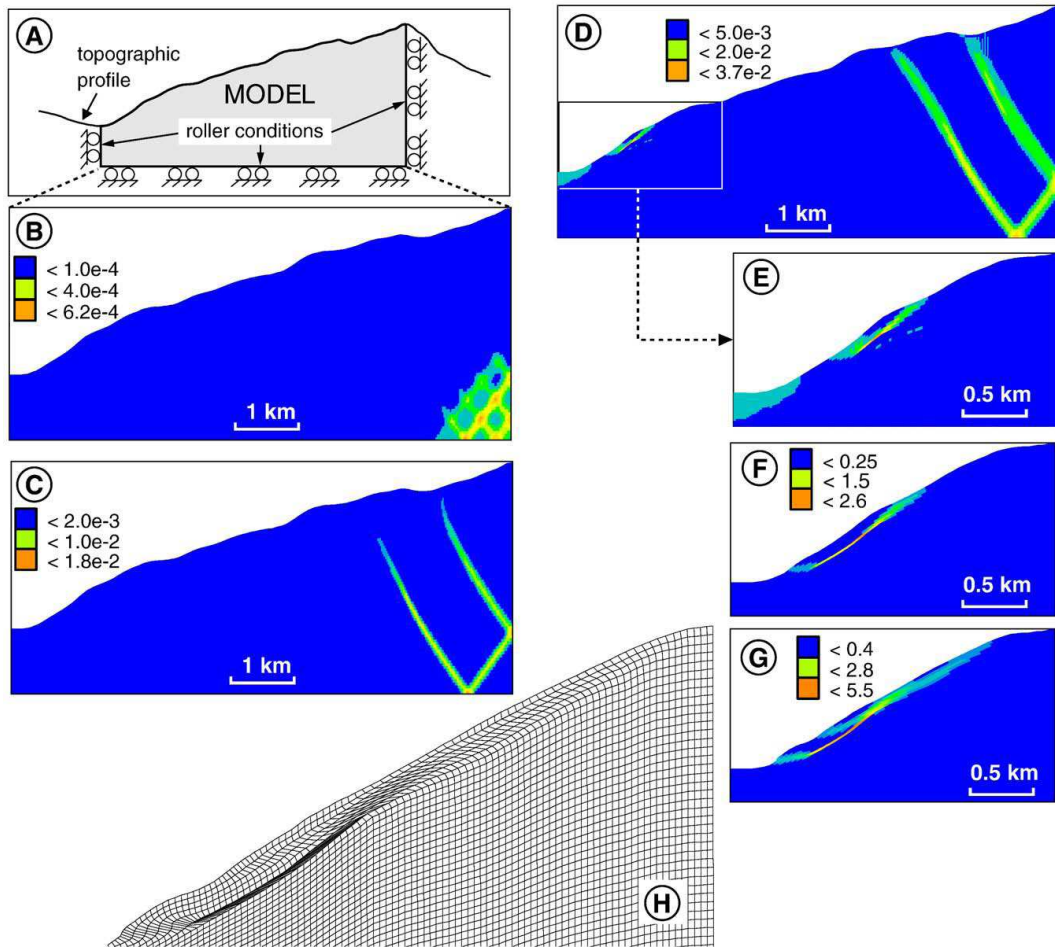


Figure 3-27: Evolution of the numerical model for  $\phi = 30^\circ$  during progressive reduction of the cohesion. (A) setup; (B) to (G) stages of the model evolution; (H) deformed grid corresponding to the stage (G) and showing the bending (toppling) of the initially vertical grid lines. Color palettes correspond to the accumulated inelastic deformation  $\bar{\gamma}^p$  representative of the material damage.

This latter deformation/faulting (which we call deep) causes sagging of the mountain summit zone.

The deep normal faulting starts at  $c \approx 10$  MPa. When  $c$  is reduced to  $\sim 1$  MPa, the failure is concentrated in the lower part of the slope and propagates from the valley axial zone up along the slope. This results in the initiation of a localized fault at a depth of  $\sim 100$  m (Figure 3-27d and Figure 3-27e). The fault then propagates downslope (Figure 3-27f). At this stage, the value of the cohesion is  $c=0.063$  MPa. During further reduction of  $c$ , the fracturing/failure propagates upward (Figure 3-27g). At the last stage of the model evolution



in Figure 3-27g and Figure 3-27h,  $c \approx 0.03$  MPa. At this stage the deep normal faulting in the thickest part of the model and the associated crest sagging remain active, but the displacement along the faults is more than two orders of magnitude slower than the sliding at shallow depth. Increase of the internal friction angle in the numerical models results in a progressive reduction of both horizontal and vertical sizes of the sliding shallow unit (Figure 3-28); and at  $\phi \geq 45^\circ$ , the shallow sliding does not occur at all (even at  $c = 0$ ). But deep normal faulting resulting in crest sagging is still active (it is not displayed in Figure 3-28b as the  $\bar{\gamma}^p$  value along these faults is more than two orders of magnitude less than along the shallow faults). On the contrary, reduction of  $\phi$  results in an increase of the sliding unit size (Figure 3-28). The maximal depth of the sliding surface increases to  $\sim 150$  m, and the deformation pattern in general becomes different: a deep thrust fault forms in the lower part of the valley (Figure 3-29a) before and during the shallowsliding (one can see also a small landslide upslope in Figure 3-29b). The displacement along this fault modifies the adjacent topography (before the fault formation, the altitude of the future fault zone was 1168 m but afterward it was 1228 m).

Figure 3-29 presents one more model with simple linear slope topography and the same mechanical parameter values as in the first model in Figure 3-27. The shallow landslide does not occur in this case. This result shows that relatively small-scale topographic fluctuations/ irregularities play a crucial role in triggering shallow instabilities. The reason is because these topographic features cause the stress variations of the corresponding wavelength that result in local satisfaction of the condition (E2) in certain places. Once initiated, failure will propagate according to the existent stress field. Without small-wavelength (compared to the entire slope) topographic irregularities, the variation of the stress field along the slope is gradual and failure is only possible in the areas with maximal and minimal horizontal stress that are located, correspondingly, in the valley axial and summit zones (as is the case in Figure. 3-28).

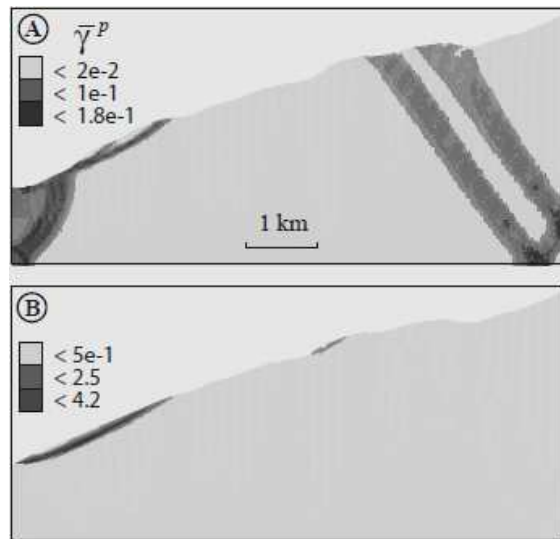


Figure 3-28: Two stages of the model run at  $\phi = 25^\circ$  : (A)  $c = 1.6 \times 10^5 \text{ Pa}$  ; (B)  $c = 2 \times 10^4 \text{ Pa}$  . The large-scale normal faults are not seen in Fig. 3B, but they are still active. Grey-level palettes correspond to the accumulated inelastic deformation  $\bar{\gamma}^p$  .

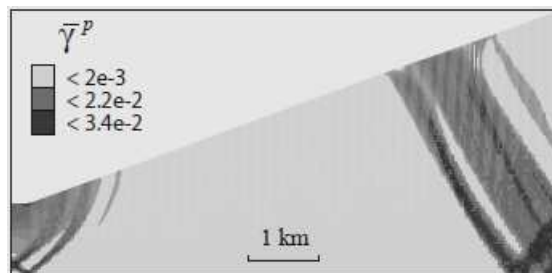


Figure 3-29: Model with idealized linear topography run at  $\phi = 30^\circ$  until  $c = 1 \times 10^4 \text{ Pa}$  . Grey-level palettes correspond to the accumulated inelastic deformation  $\bar{\gamma}^p$  .

### 3.5.5 Discussion and conclusions

The simple and robust constitutive model without strain softening or hardening and with homogeneous reduction in cohesion with time has been chosen to define the first-order deformation pattern of the gravitationally destabilizing slope. As expected, this process is affected by both the slope material properties and the topography. For the topography of the La Clapière slope, the most realistic results correspond to an internal friction angle  $\phi$  of about

30°. For this value, the maximal depth of the shallow failure/sliding surface in the model (Figure 3-27) is approximately the same as in nature (Figure 3-25b) of ca. 100 m. The  $\phi$  value close to 30° was also measured in the laboratory for the rocks from the studied site (Merrien-Soukatchoff et al., 2001; Willenberg, 2004) and estimated from RMR values provided by ground mapping and Schmidt hammer tests (Gunzburger and Merrien-Soukatchoff, 2002; Gunzburger et al., 2005). A nontrivial conclusion that follows is that the scaling factor for this parameter is equal to the unity ( $\phi$  is scale-insensitive and practically the same for a rock sample and a rock mass). The effective strength of the rock mass (hence, cohesion  $c$ ) is known to be strongly scale-dependent (Arora, 1987; Hoek and Brown, 1997; Verman et al., 1997) and therefore cannot be derived directly from the laboratory measurements. It can be estimated from the modelling results. The along-slope length  $l_{Cl}$  of the La Clapière landslide is 1400 m on average. In the model in Figure 3-26, this parameter is  $l_{Mod}=1250$  m at stage (F) and  $l_{Mod}=1900$  m at stage (G). The  $l_{Cl}$  value is attained in the model between these stages, but closer to the stage in Figure 3-26f that corresponds to  $c=0.063$  MPa. This value can be assumed as the minimal effective cohesion of the rocks in the La Clapière site. The maximal cohesion value at which the landslide initiates in the model is, as mentioned,  $\sim 1$  MPa. Gunzburger and Merrien-Soukatchoff (2002) determined the cohesion of the rocks for the La Clapière site, using RMR methodology, to be 0.24 MPa. A direct laboratory testing of late alpine gneiss samples yields  $c=16$  MPa for intact and  $c=2$  MPa for weathered rocks (Willenberg, 2004). The  $c$  values derived from the numerical simulations are thus generally smaller than those measured on real rocks. This agrees with the well known fact that the strength (cohesion) measured in the laboratory on a small rock sample is typically considerably larger than the effective strength that characterizes a rock mass (Hoek and Brown, 1997). The low  $c$  values obtained from the numerical simulations result from the “homogenization” of the material properties in the model. In reality, they are very heterogeneous, especially because of the presence of fractures and faults where  $c$  can be reduced virtually to zero (Hajiabdolmajid et al., 2002). The fracture/fault sets can be introduced into the model (if of a tectonic origin) or generated by the gravity force as the result of a constitutive instability (Chemenda, 2007) in future more elaborate models.

As in the model in Figure 3-27, the La Clapière landslide was initiated at its lower part and then extended upslope to its present limits (Follacci, 1987; Merrien-Soukatchoff and Gunzburger, 2006). The model also reproduces the toppling of the foliation associated with the landslides in different regions (Hoek and Bray, 1991), including that of La Clapière

(compare Figure 3-25c and figure 3-27h). In the latter case, this feature, however, is believed to be caused by the Oligocene–Miocene folding (Gunzburger and Laumonier, 2002).

In conclusion, a good numerical reproduction of the chosen landslide using a robust model (without any complications introduced to fit the data) shows that this approach has good potential for modelling landsliding. As a first approximation, the slope destabilization does not seem to be sensitive to structural and mechanical heterogeneities (that are usually not well constrained), at least in two dimensions. On the contrary, this phenomenon is sensitive to slope topography and to effective mechanical properties. The internal friction to be used in the model can be taken directly from the laboratory measurements. The effective cohesion value  $c$  is not well constrained by the measurements; it is constrained by the models themselves that provide the  $c$  value at which the instability is initiated. The fact that this value (~1 MPa in the case of the La Clapière area) is within the range of the measured values (0.2 and 2 MPa) further supports the approach used.

It follows that it can predict quite reliably the sites where the destabilization may occur and explore its future evolution. The reported results support the deep normal faulting and associated sagging/sacking previously obtained on the physical models (Chemenda et al., 2005; Bachmann et al., 2006) in which virtually the same principle (a progressive homogeneous reduction of the cohesion) was applied to destabilize the “mountain”. The model geometry, properties of the analogue material, and boundary conditions at the model bottom (which was partially coupled to the rigid base) were, however, not the same as in the presented numerical simulations. Therefore the shallow (La Clapière-type) landslide was not generated in the physical models. It was not generated in the numerical model in Figure 3-29 with idealized linear slope topography (the same as in the physical model) either. The rate of the sagging (of the displacement along the deep normal faults) in the numerical models is much less (more than one to two orders of magnitude) than that of shallow landsliding. The timescale is very different as well: the normal faulting and associated sagging in the presented models start well before and continue after the shallow landsliding. One can suppose that many shallow events can successively occur during the continuing sagging.

## **Acknowledgments:**

The authors thank G. Sanchez and Y. Gunzburger for providing the photos of the landslide and to the anonymous reviewers for the useful comments.

### 3.5.6 References

- Ambrosi, C., Crosta, G. B. 2006. Large sackung along major tectonic features in Central Italian Alps. *Engineering Geology* 83, 183 – 200.
- Arora, V.K., 1987. Strength and deformational behaviour of jointed rocks. PhD thesis, IIT Delhi, India.
- Bachmann, D., Bouissou, S., Chemenda, A., 2006. Influence of large scale topography on gravitational rock mass movements: New insights from physical modeling. *Geophys. Res. Lett.* 33, L21406, doi:10.1029/2006GL028028.
- Bigot-Cormier, F., Braucher, D., Bourlès, D., Guglielmi, Y., Dubar, M., Stéphan, J.-F., 2005. Chronological constraints on processes leading to large active landslides. *Earth and Planetary Science Letters* 235, 141 – 150.
- Bogdanoff, S., 1986. Evolution de la partie occidentale du massif cristallin externe de l'Argentera. Place dans l'arc alpin : *Géologie de la France* 4, 433 – 453.
- Casson, B., Delacourt, C., Allemand, P., 2005. Contribution of multi-temporal remote sensing images to characterize landslide slip surface – Application to the La Clapière landslide (France). *Natural Hazards and Earth System Sciences* 5, 425 – 437.
- Chemenda, A.I., 2007. The formation of shear-band/fracture networks from a constitutive instability: theory and numerical experiment. *J. Geophys. Res.* 112, B11404, doi:10.1029/2007JB005026.
- Chemenda, A., Bouissou, S., Bachmann, D., 2005. 3-D Physical modeling of deep-seated landslides: new technique and first results. *J. Geophys. Res.* 110, No. F4, F04004 10.1029/2004JF000264
- Chen, W.F., Han, D.J., *Plasticity for Structural Engineers*, Springer-Verlag: New York, 1988.
- Chigira, M., 2001. Micro-sheeting of granite and its relationship with landsliding specially after the heavy rainstorm in June 1999, Hiroshima prefecture. Japan, *Eng. Geol.* 29, 219 – 231.
- Delteil, J., Stephan, J.-F., Attal, M., 2003. Control of Permian and Triassic faults on Alpine basement deformation in the Argentera massif (external southern French Alps). *Bull. de la Soc Geol. Fr.* 174, 55 – 70.
- Follacci, J.P., 1987. Les mouvements du versant de La Clapière à Saint Étienne de Tinée (Alpes Maritimes). *Bull. Lab. Ponts et Chaussées* 220, 107 – 109.

- Follacci, J.P., 1999. Seize ans de surveillance du glissement de La Clapière (Alpes Maritimes). Bull. Lab. Ponts Chaussées 220, 35 – 51.
- Guglielmi, Y., Vengeon, J.-M., Bertrand, C., Mudry, J., Follacci, J.-P., Giraud, A., 2002. Hydrogeochemistry: an investigation tool to evaluate infiltration into large moving rock masses (case study of La Clapière and Séchilienne alpine landslides). Bull. Eng. Geol. Environ 61, 311 – 324.
- Guglielmi, Y., Cappa, F., Binet, S., 2005. Coupling between hydrogeology and deformation of mountainous rock slopes: insights from La Clapière area (southern Alps, France). C. R. Geosciences 337, 1154 – 1163.
- Gunzburger, Y., Laumonier, B., 2002. Origine tectonique du pli supportant le glissement de terrain de la Clapière (NordOuest du massif de l'Argentera–Mercantour, Alpes du Sud, France) d'après l'analyse de la fracturation. C. R. Geosciences 334, 415 – 422.
- Gunzburger, Y., Merrien-Soukatchoff V., 2002. Caractérisation mécanique d'un versant rocheux instable au moyen du système RMR - Cas de la Clapière (Alpes-Maritimes), Symposium International Param2002, Identification et détermination des paramètres des sols et des roches pour les calculs géotechniques, September 2-3, Paris, France. 541 – 548.
- Gunzburger, Y., Merrien-Soukatchoff, V., Guglielmi, Y., 2005. Influence of daily surface temperature fluctuations on rock slope stability: case study of the Rochers de Valabres slope (France). International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences. 42, 331 – 349.
- Hajiabdolmajid, V., Kaiser, P.K., Martin, C.D., 2002. Modelling brittle failure of rock. International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences 39, 731 – 741.
- Hall, K., André, M.F., 2001. New insights into rock weathering from high-frequency rock temperature data: an Antarctic study of weathering by thermal stress. Geomorphology 41, 23 – 35.
- Helmstetter, A. Sornette, D. Grasso, J.-R. Andersen, J. V. Gluzman S. and Pisarenko, V.. 2004. Slider-Block Friction Model for Landslides: Application to Vaiont and LaClapière Landslides. J. Geophys. Res., 109, B02409, doi:10.1029/2002JB002160.
- Hermanns, R.L., Blikra, L.H., Naumann, M., Nilsen B., Panthi K.K., Stromeyer, D., Longva O. 2006. Examples of multiple rock-slope collapses from Köfels (Ötz valley, Austria) and western Norway. Engineering Geology 83, 94 – 108.

- Hill, S. E., Rosenbaum, M.S., 1998. Assessing the significant factors in a rock weathering system. *Quart. J. Eng. Geol. Hydro.* 31, 85 – 94.
- Hoek, E., Bray, J.W., 1991. *Rock Slope Engineering*. Elsevier Science Publishing, New York, 358 pp.
- Hoek, E., Brown E. T., 1997. Practical estimates of rock mass strength. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.* 8, 1165 – 1186.
- Ivaldi, J-P., Guardia, P., Follacci, J-P., Terramorsi, S., 1991. Plis de couverture en échelon et failles de second ordres associés à un décrochement dextre de socle sur le bord nord-ouest de l'Argentera (Alpes-Maritimes, France). *C.R. Acad. Sci. Paris serie II* 313, 316 – 368.
- Jomard, H., 2006. Analyse multi-échelles des déformations gravitaires du Massif de l'Argentera Mercantour. Ph.D Thesis, Département des sciences de la terre et de l'univers , Univ. Nice Sophia Antipolis, Nice, France, 246 pp.
- Lebourg, T., Binet, S., Tric, E., Jomard, H., El Bedoui, S., 2005. Geophysical survey to estimate the 3D sliding surface and the 4D evolution of the water pressure on part of a deep seated landslide. *Terra Nova* 17, 399 – 406.
- Maréchal, J.C., Wyns, R., Lachassagne, P., Subrahmanyam, K., Touchard, F., 2003. Anisotropie verticale de la perméabilité de l'horizon fissuré des aquifères de socle: concordance avec la structure géologique des profils d'altération. *C. R. Geosciences* 335, 451 – 460.
- Marti, J., Cundall, P. A., 1982. Mixed Discretization Procedure for Accurate Solution of Plasticity Problems, *Int. J. Num. Methods and Anal. Methods in Geomech.* 6, 129 – 139.
- Merrien-Soukatchoff, V., Quenot, X., Guglielmi, Y., 2001. Modélisation par éléments distincts du phénomène de fauchage gravitaire. Application au glissement de La Clapière (Saint – Etienne – de – Tinée , Alpes Maritimes). *Revue Française de Géotechnique* 95/96, 133 – 142.
- Merrien-Soukatchoff, V., Gunzburger, Y., 2006. Models available to understand failure and pre-failure behaviour of large rock slope movement: the case of La Clapière, Southern Alps, France. In *Landslides from Massive Rock Slope Failure*, Edited by Stephen G. Evans, Gabriele Scarascia Mugnozza, and Alexander Strom, Reginald L. Hermanns. Berlin: Springer, 2006. ISBN 1-4020-4036-9



- Migon, P., Lidmar-Bergstroem, K., 2002. Deep weathering through time in central and northwestern Europe: problems of dating and interpretation of geological records. *Catena* 49, 25 – 40.
- Pellegrino, A., Prestininzi, A., 2007. Impact of weathering on the geomechanical properties of rocks along thermal-metamorphic contact belts and morpho-evolutionary. *Geomorphology* 87, 176 – 195.
- Verman, M., Singh, B., Viladkar M.N. and Jethwa J.L., 1997. Effect of tunnel depth modulus of deformation of rock mass, *Rock Mechanics and Rock Engineering* 30, 121 – 127.
- Willenberg, H., 2004. Geologic and kinematics model of a complex landslide in crystalline rock (Randa, Switzerland), Ph.D Thesis, Swiss Federal Institute of Technology, Zurich.
- Wong, T.-F., David, C., Zhu, W., 1997. The transition from brittle faulting to cataclastic flow in porous sandstones: mechanical deformation. *J. Geophys. Res.* 102, 3009 – 3025.
- Wyns, R., 2002. Climat, eustatisme, tectonique: quels contrôles pour l'altération continentale ? Exemple des séquences d'altération cénozoïques en France. *Bull. Inf. Géol. Bass. Paris* 39, 5 –16.



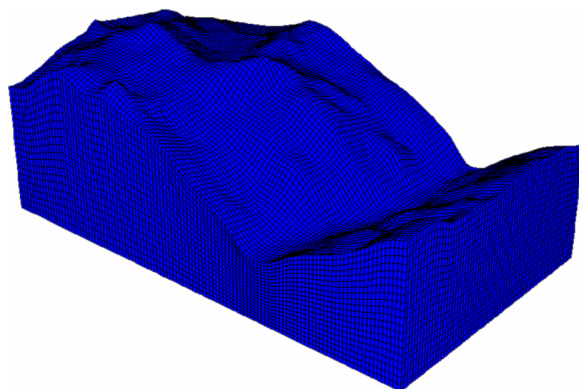


### **3.6 Modèles Numériques 3-D du secteur de Randa (Valais, Suisse)**

Au vu des résultats obtenus via les modèles numériques en deux dimensions présentés dans l'article précédent, il apparaît que l'altération physico-chimique d'un massif associé à la topographie de premier ordre, peut conduire à sa déstabilisation globale (formation d'un plan de rupture profond de type DSGSD). Mais il semble cependant que la formation du DSL observé (assimilé dans l'article au glissement de La Clapière) soit la conséquence du rôle tenu par la topographie de second ordre sur la répartition des contraintes (Savage et al., 1985 ; Savage et Swolfs, 1986 ; Pan et al., 1994 ; Pan et al., 1995), en plus de l'affaiblissement mécanique du modèle. On peut se demander si un résultat identique serait obtenu avec des modèles tridimensionnels. Nous aurions pu faire des modèles numériques en trois dimensions du secteur de La Clapière mais nous avons préféré modéliser le site de Randa où les deux éboulements de 1991 se sont produits à l'intersection de deux vallées perpendiculaires. "L'effet 3D" y est donc plus important a priori.

Afin de répondre à cette question, une série de modèles numériques trois dimensions représentant un secteur de 10 kilomètres de large sur 9 kilomètres de long, centré sur la falaise du Grossgufer (Matter Valley près du village de Randa, Valais, Suisse) ont été produits au moyen du code de calcul en différences finis FLAC 3D.

La topographie initiale imposée au modèle provient d'un MNT d'une résolution spatiale de 90 mètres. Différents modèles ont été réalisés en faisant varier à chaque fois la taille des mailles dans le but de déterminer le nombre minimum d'éléments nécessaires (dans le cas présent les éléments sont des "bricks") afin que le résultat obtenu soit indépendant du maillage. Il a ainsi été déterminé qu'à partir d'une taille de brick de 90 mètres le résultat devient indépendant du maillage (Figure 3-30).



*Figure 3-30 : Modèle numérique 3-D à topographie basée sur un MNT de résolution 90 m du secteur de Randa (Valais, Suisse) réalisé au moyen du code de calcul en différences finis FLAC 3D.*

Le maillage ainsi obtenu se compose de 150 480 éléments bricks. Pour un tel modèle en trois dimensions comportant autant d'éléments le temps de calcul peut s'échelonner entre 4 jours et une semaine (en fonction de la valeur des paramètres mécaniques initiaux tels que cohésion et frottement interne).

Les propriétés mécaniques initiales imposées à ces modèles ainsi que le mode de chargement sont ceux donnés au chapitre 2. Ainsi la valeur initiale de cohésion de ces modèles a été fixée à 10 MPa, et deux valeurs initiales de frottement interne ont été imposées ( $10^\circ$  et  $30^\circ$ ).

Une synthèse des résultats obtenus pour ces configurations est présentée ci après (Figure 3-31). Dans le cas d'un modèle à faible frottement interne (Figure 3-31a) nous pouvons voir l'apparition d'une faille profonde qui se propage depuis la base du modèle jusqu'en surface et arrête son évolution assez tôt, ainsi que deux failles à pendages opposés de part et d'autre de la vallée. C'est sur ces deux dernières failles que l'essentiel de la déformation se localise jusqu'à ce que le code de calcul ne puisse plus continuer. Ceci provient du fait que la déformation maximale sans rupture du maillage a été atteinte.

Dans le cas d'un modèle ayant une plus forte valeur de frottement interne, nous pouvons constater un "schéma de déformation" complètement différent (Figure 3-31b).

La figure 3-32 présente l'évolution complète de la déformation de ce type de modèle.

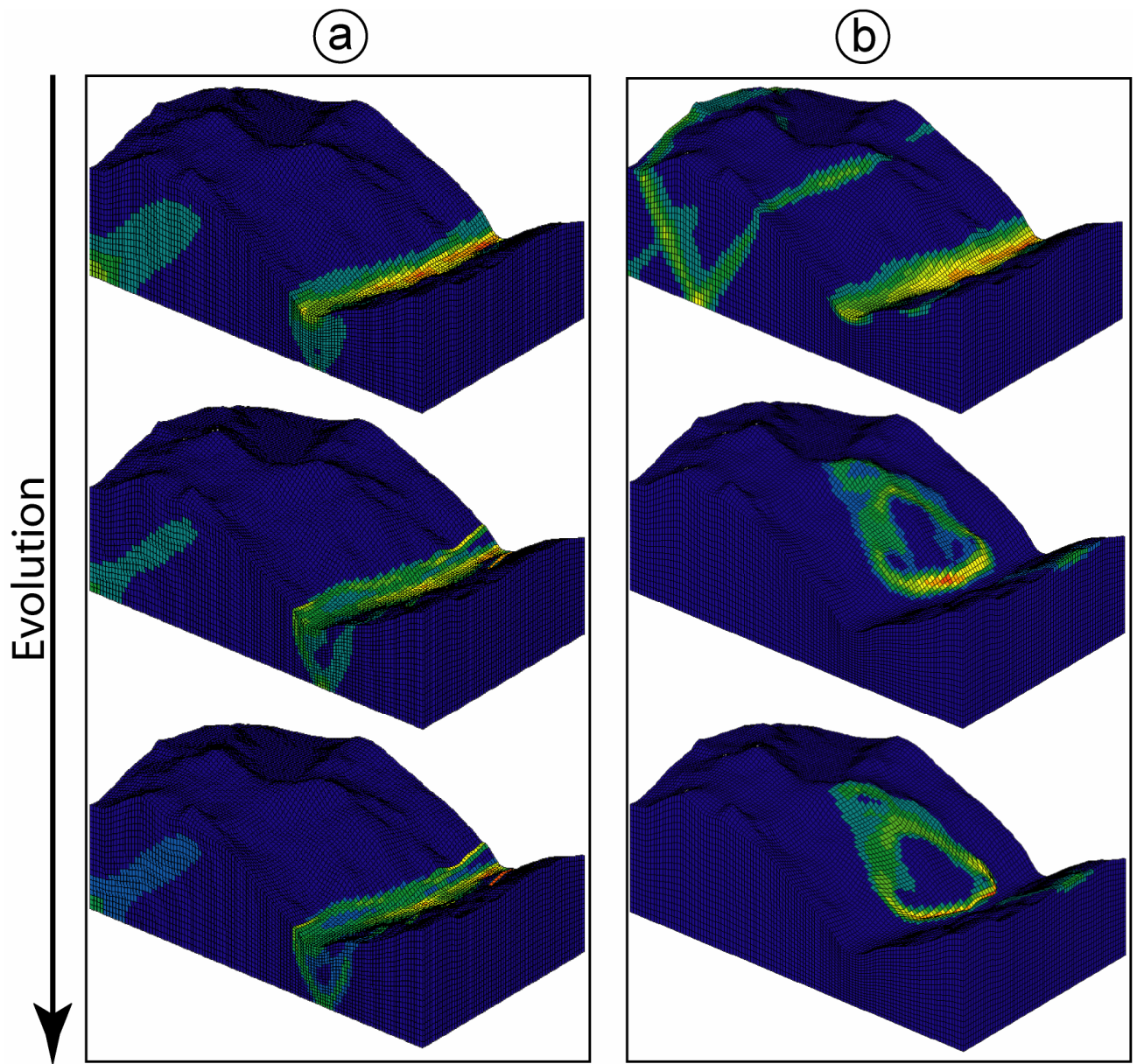
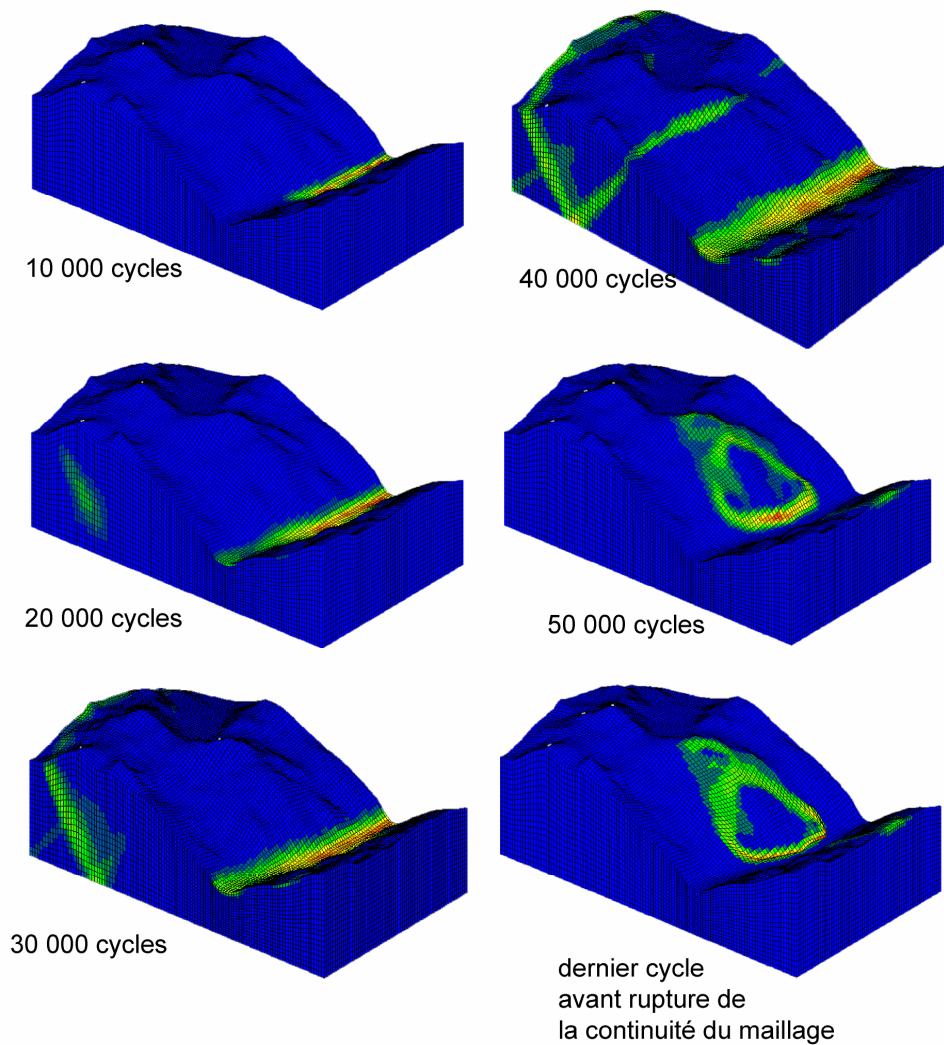


Figure 3-31 : Evolution de la rupture d'une partie de la Matter Valley (modèles centrées sur la falaise du Grossguger, Valais, Suisse) pour une cohésion initiale de 10 MPa et un frottement interne de (a) 10° et (b) 30°.

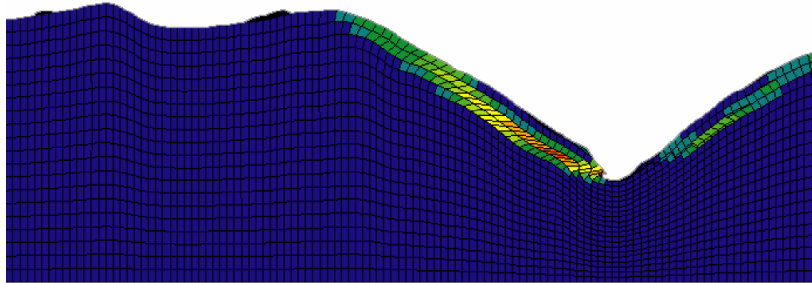


*Figure 3-32 : Evolution complète d'un modèle numérique trois dimensions dont la cohésion initiale vaut 10 MPa et le frottement 30° depuis l'apparition de la rupture jusqu'au dernier stade de calcul possible.*

La déformation se localise dans un premier temps dans la vallée en pied de versant (10000 cycles). Puis une faille profonde se crée à l'aplomb de la crête topographique du modèle (20000 cycles) à la manière d'un DSGSD (Bachmann et al., 2009). Dans un troisième temps un second plan de rupture profond à pendage opposé au premier commence à se former (30000 cycles). Le premier plan de rupture formé précédemment se propage en profondeur et en surface pour ressortir derrière la crête. Pour une déformation plus avancée (40000 cycles) le second plan de rupture se propage également en profondeur et en surface. Enfin à partir de 50000 cycles l'essentiel de la déformation se localise non plus sur ces deux plans de rupture profonds, mais sur la pente au niveau de la falaise du Grossgufur.

Une coupe perpendiculaire à la vallée et passant par le milieu de la falaise du Grossgufur a été réalisée pour le dernier cycle de calcul possible (Figure 3-33). Sur cette

coupe nous pouvons voir que la profondeur maximale atteinte par la rupture (mesurée verticalement depuis la surface du modèle et remise à l'échelle) se situe entre 200 et 250 mètres de profondeur.



*Figure 3-33 : Coupe d'un modèle numérique 3D à 30° de frottement interne réalisée pour le dernier cycle de calcul possible et passant par la falaise du Grossgufer et perpendiculaire à la vallée.*

Ces résultats tendent d'une part à confirmer ceux obtenus via les modèles en deux dimensions du versant de La Clapière. En effet cette fois-ci encore le modèle donnant le résultat le plus cohérent avec l'analogie de terrain est celui ayant une valeur de frottement interne de 30°. De plus, cette valeur de frottement interne est conforme avec celle obtenue par essais mécaniques sur les Gneiss de Randa (Willenberg, 2004). Ceci tend encore une fois à montrer que le frottement interne semble être un paramètre assez peu sensible à l'échelle (la valeur mesurée sur un échantillon ne doit différer que faiblement de celle qui s'applique à l'ensemble du massif).

Toutefois, même si la zone mobilisée est compatible avec la réalité, la cinématique de la déstabilisation est elle incorrecte. En effet, le modèle numérique montre ici la formation d'un DSL (Figure 3-33) et non une séquence d'éboulements successifs comme à Randa.

Ces résultats peuvent être comparés avec ceux obtenus en deux dimensions par Eberhardt et al. (2004) (Figure 3-34).



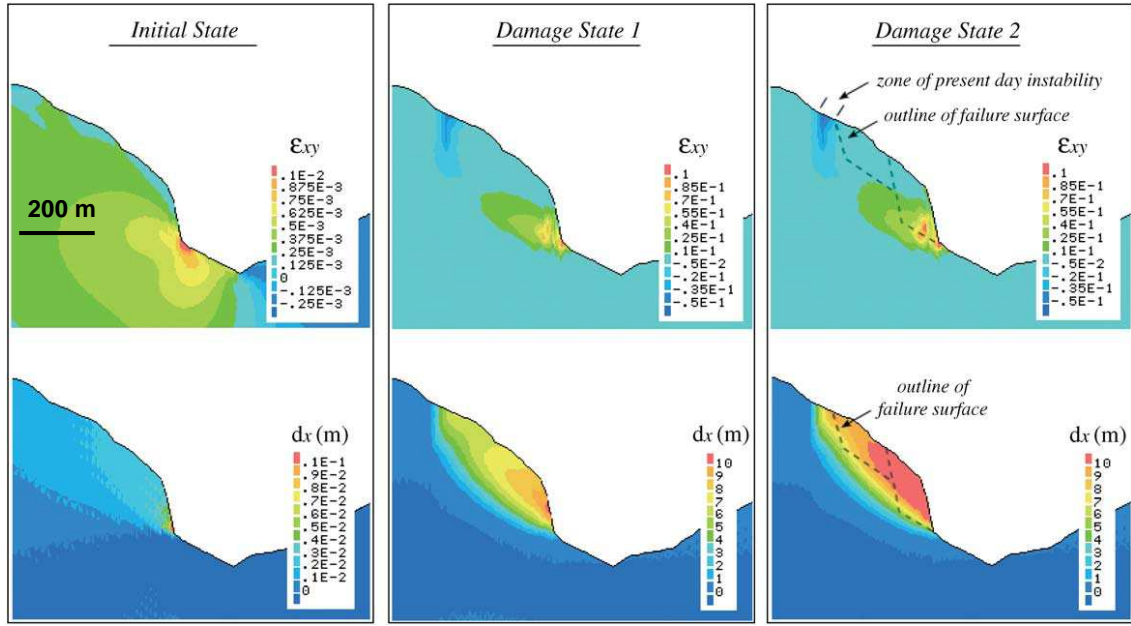


Figure 3-34 : Modèle numérique en éléments finis de la falaise du Grossgugfer d'après Eberhardt et al. (2004), présentant la déformation cisailante ( $\epsilon_{xy}$ ) et le déplacement horizontal correspondant ( $d_x$ ).

Contrairement à nos modèles, ces auteurs considèrent une diminution de la cohésion et une augmentation de la friction afin de simuler un endommagement progressif de la matrice rocheuse (i.e. une rupture progressive des ponts rocheux entre fractures), comme il a été proposé par Hajiabdomaljid et Kaiser (2002). Cette modification des paramètres cohésion et frottement interne est fonction de la déformation plastique cumulée (Figure 3-35).

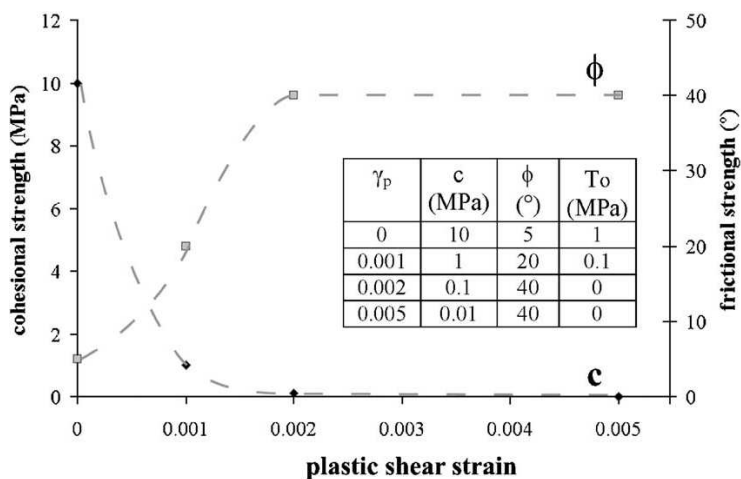


Figure 3-35 : Diminution de la cohésion et augmentation du frottement interne due à l'augmentation de l'endommagement (visant à simuler une rupture progressive des pont rocheux) d'après Eberhardt et al. (2004).

La profondeur des ruptures obtenues varie entre 350 et 100 mètres, ce qui est compatible avec celles que nous obtenons.

Il apparaît donc qu'avec des valeurs de frottement interne très différentes ( $30^\circ$  et pas de variations dans notre cas, tandis qu'Eberhardt et al. considèrent une augmentation du frottement depuis  $5^\circ$  jusqu'à  $40^\circ$ ) nous obtenons une déstabilisation du modèle numérique quasi identique dans un cas et dans l'autre.

Il convient cependant de considérer que, bien que les déplacements présentés par Eberhardt et al. (Figure 3-34) semblent cohérents avec les données de terrain, quelques points restent discutables : d'une part la zone considérée par ces auteurs est bien plus petite que celle considérée dans nos modèles (moins de 1 kilomètre pour les modèles d'Eberhardt et al. comparé à 9 kilomètres pour nos modèles). La condition aux limites induite par de si petits modèles tend à introduire biais, se traduisant par une concentration des déformations au pied du plus haut relief du modèle. D'autre part la topographie considérée par ces auteurs, qui est une vision simplifiée (suivant une coupe de Schindler et al. (1993)), n'intègre pas toute la complexité topographique de premier et de second ordre. Pourtant, au regard des résultats présentés en figure 3-32 et 3-33, il apparaît que la topographie de premier et de second ordre joue un rôle important. En effet, si la topographie de premier ordre couplée à la réduction de la cohésion du massif permet d'entraîner la déstabilisation de ce dernier et d'expliquer la formation des plans de rupture profonds, ces seuls paramètres ne suffisent ni à expliquer à eux seuls la seconde déstabilisation du modèle (formation du DSL) ni le volume mobilisé par cette dernière. Cette déformation apparaît comme due à la topographie de second ordre, ce qui est en accord avec les résultats obtenus par Bachmann et al. (2006). Ces auteurs ont en effet montré l'influence de vallées dites secondaires sur la déstabilisation de second ordre d'un massif rocheux. Et d'autre part conforme au résultat du modèle physique homogène du même secteur, et présenté à l'article 3. Ce qui tend à confirmer, dans le cadre de ce modèle numérique, que la localisation de la déstabilisation au niveau de la falaise du Grossgugfer est due à l'action combinée de l'altération et de la topographie.



# **Chapitre 4 : Discussion et perspectives**

Ce chapitre va être présenté en deux parties.

Dans une première partie nous allons revenir sur les principaux résultats obtenus afin d'approfondir certains points.

Enfin, des perspectives d'études découlant des présents travaux seront présentées.

## **4.1 Synthèse des résultats**

### **4.1.1 Influence des paramètres propres au(x) réseau(x) de fractures**

Les résultats obtenus, tant en deux dimensions (via les modèles physiques grande échelle du versant de La Clapière ou de la falaise du Grossgufer) ou en trois dimensions ont montré que les paramètres propres des failles ou des fractures conditionnent à la fois le type et la cinématique de la rupture. Il s'agit d'un résultat important car la cinématique d'un mouvement gravitaire influe fortement sur l'aléa naturel associé.

Quatre principaux paramètres propres aux failles et fractures ont montré un fort contrôle sur la nature du mouvement de terrain déclenché, son ampleur (i.e. le volume qu'il mobilise) et sa cinématique :

Le premier de ces paramètres à considérer est l'orientation de ces structures. En effet selon que les structures sont ou non orientées favorablement par rapport à la pente (qu'il s'agisse donc comme expliqué au chapitre 1 d'une pente cataclinale ou anaclinale) la rupture va pouvoir plus facilement mobiliser de grands volumes (pente cataclinale) ou au contraire la pente va être moins facilement déstabilisée (pente anaclinale).

Les résultats obtenus via les modèles physiques en trois dimensions du secteur de Randa montrent qu'en ne considérant que les structures favorablement orientées par rapport à la pente (Figure 3-21) telles que les séries de fractures N165 ; 70 E ou N120 ; 30 E (Figure 3-18) le volume mobilisé lors de la rupture du massif est bien supérieur à celui d'un cas de figure intégrant aussi les séries de fractures moins (voire pas du tout) favorablement orientées par rapport à la pente (Figure 3-22) telles que les séries orientées N050 ; 80 SE ou N080 ; 80 SE (Figure 3-18). Pour s'en convaincre le lecteur est ici invité à comparer les figures 3-22d et 3-23d.

Donc ces structures, de par leur orientation, vont soit participer à la propagation de la rupture (si elles sont favorablement orientées), ou au contraire en limiter l'extension latérale, et donc le volume mobilisé.

Le second paramètre est la géométrie en profondeur des failles et fractures affectant le versant ou le massif. La déformation du massif (et les ruptures associées) tant en surface qu'en profondeur va être fortement guidées par la géométrie des failles et fractures.

En effet, les résultats obtenus via les modèles physiques deux dimensions du versant de la Clapière ont montré une grande sensibilité à ce paramètre. Dans le cas de failles listriques il est apparu non seulement que la profondeur du point d'inflexion (et donc la géométrie) des failles avait une influence sur le schéma global de déformation du massif, mais que de plus ce paramètre exerce un contrôle sur la cinématique du mouvement à l'échelle du versant, se traduisant soit par la formation d'un DSL (Figure 3-4) soit par une rotation des différentes unités individualisées par les failles (Figure 3-5). De plus, dans le second de ces deux cas la déformation globale du massif tend à se faire suivant un plan de rupture profond (DSGSD) ce qui se traduit par un soulèvement lent et continu du fond de la vallée, tandis que dans le premier cas la déformation profonde se traduit par la formation d'une fracture subhorizontale (pouvant faire penser à un plan de chevauchement). A l'échelle humaine ceci a une forte incidence en terme de risque naturel associé au phénomène. Compte tenu du fait que dans le second cas la déformation est lente, progressive et continue (aussi bien pour le versant que pour le massif), elle représente une menace faible. A contrario dans le premier cas le déclenchement d'un glissement rocheux (type DSL) représente une plus grande menace.

Le troisième paramètre est la persistance des failles et fractures. Les résultats des modèles physiques en deux dimensions de la falaise du Grossgufur ont permis de mettre en évidence que l'augmentation de la persistance des fractures tend à faciliter la déstabilisation gravitaire d'un versant. En effet, la résistance effective en compression à l'échelle du massif,  $\sigma_c^o$  augmente avec l'augmentation de la persistance des fractures (cette résistance vaut 11 MPa pour un modèle homogène, 13 MPa dans le cas d'un versant dont l'ensemble des fractures ont la même taille et 14 MPa dans le cas où certaines fractures sont plus persistantes) ce qui, compte tenu du critère de similarité donné au chapitre 2, implique que l'accélération nécessaire à la déstabilisation du modèle homogène est supérieure à celle

nécessaire à la déstabilisation d'un modèle fracturé (la déstabilisation la plus facile étant celle d'un versant intégrant des fractures plus persistantes).

De plus, les résultats ont également montré que la rupture a tendance à se localiser sur les joints les plus persistants, qui constituent des zones de faiblesses majeures dans le modèle. Pour s'en convaincre le lecteur est ici invité à comparer les figures 3-15b et 3-16b. Il apparaît clairement que la déformation se localise en priorité sur les fractures initiales les plus persistantes.

Ainsi l'interaction de ce paramètre "persistance" avec le paramètre orientation des structures peut amener à un pré-découpage du versant, affaiblissant et préparant le versant à la rupture et ceci d'autant plus que la persistance sera importante (Goodman et Shi, 1985 ; Sartori et al., 2003)

Le quatrième paramètre est la densité du réseau de fractures. Les résultats obtenus grâce aux modèles physiques du secteur de Randa, tant en deux qu'en trois dimensions, ont montré que l'augmentation de la densité d'un réseau de fractures entraîne non seulement l'affaiblissement mécanique d'un versant (qu'il est possible d'estimer au moyen du Geological Strength Index (Hoek 1994, Hoek and Brown 1997, Marinos and Hoek, 2000) mais aussi, et ceci est moins trivial, que la non propagation d'une fracture ne signifie pas l'absence d'effet de cette dernière. Ceci s'explique par le fait que les perturbations du champ de contraintes dues à la présence d'une fracture peuvent entraîner la rupture sur une fracture voisine qui n'aurait pas été sollicitée sans la présence de ses voisines.

Tous ces éléments tendent à démontrer que l'étude d'un mouvement rocheux (s'étant activé, ou présentant un risque d'instabilité avérée) ne peut se borner à simplement considérer le versant affecté. Il est nécessaire de considérer l'ensemble du massif. De plus les structures héritées telles que les failles et les fractures doivent non seulement être connues en surface (nombre et orientation) mais aussi (et surtout) en profondeur (géométrie et persistance).

### **4.1.2 Influence de la topographie**

Les résultats obtenus dans le cadre de cette thèse ont également montré que la topographie initiale joue un rôle non négligeable dans la rupture d'un massif rocheux. En effet, quelque soit le modèle réalisé (physique ou numérique, en deux ou trois dimensions) nos résultats montrent systématiquement une dynamique de déformation de type DSGSD, avec formation d'un plan de rupture profond, effondrement de la crête et surrection du fond de la vallée (particulièrement bien visible dans le cas de modèles physiques homogènes simplifiés en deux dimensions).

Dans les modèles à topographie plus complexe (c'est-à-dire intégrant un plus grand nombre d'irrégularités de surface tels que des sommets et dépressions locaux compris entre la crête et la vallée principale) l'influence de la topographie se traduit non seulement par la formation d'un plan de cisaillement profond type DSGSD, mais en plus il est possible d'observer la formation de ruptures gravitaires plus superficielles de type DSL (modèles numériques homogènes en deux dimensions du versant de La Clapière ainsi que les modèles numériques et physiques homogènes en trois dimensions du secteur de Randa). Les fractures jouent aussi un grand rôle sur la cinématique et le volume mobilisé comme cela a été décrit au paragraphe précédent.

Il est donc raisonnable de dire que l'interaction de la topographie initiale d'un secteur et de la fracturation pré existante associée favorise la rupture du versant considéré. Toutefois on peut se demander quelle est la profondeur caractéristique d'influence d'une irrégularité topographique.

### **4.1.3 Influence de l'altération**

L'efficacité des processus d'altération va dépendre de plusieurs paramètres qui sont : les conditions climatiques locales et les paramètres mécaniques initiaux des roches (Selby, 1993), de la topographie des versants (pouvant entraîner des variations spatiales d'altération) et de l'état de pré-fracturation des massifs (Gerber and Scheidegger, 1969 ; Durville and Lacube, 1992).

Dans un premier temps, afin de ne pas rendre le calcul trop lourd et en l'absence de données de terrain, seuls les paramètres mécaniques et la topographie initiale réaliste ont été



pris en compte dans des modèles numériques (en deux et trois dimensions). Ces modèles n'intégrant aucune hétérogénéité préexistante sont donc des milieux mécaniquement et lithologiquement homogènes. Afin de simuler l'action de l'altération physico-chimique une réduction de la cohésion indépendante de la profondeur a été appliquée.

Ceci a permis de montrer que l'altération physico-chimique d'un massif est un processus capable d'entraîner la rupture gravitaire profonde de ce dernier (formation d'un plan de rupture profond de type DSGSD tel que montré par les figures 3-27 et 3-32). De plus l'action conjointe de cette altération avec les effets topographiques (discutés ci-avant) est de nature à entraîner la rupture à l'échelle du versant.

Pourtant l'altération physico-chimique d'un massif rocheux est un paramètre qui est logiquement dépendant de la profondeur. En effet, il apparaît raisonnable de penser que les roches en surface (celles qui sont le plus sujettes à l'érosion et aux conditions climatiques) soient plus altérées que les roches en profondeur. Cependant il convient de garder à l'esprit que les failles et fractures affectant un massif, sont des structures qui vont notamment permettre la circulation des eaux météoriques, et ainsi permettre aux processus d'altération d'être efficace en profondeur (Hill and Rosenbaum, 1998; Hall and André, 2001; Pellegrino and Prestininzi, 2007). Les failles et fractures permettent de "concentrer" l'altération, cette dernière se trouvant donc maximale au niveau de ces structures (Migon and Lidmar-Bergstroem, 2002; Wyns, 2002). Elles tiennent ainsi un rôle important vis-à-vis des processus d'altération en profondeur.

De plus le lessivage des particules fines à l'intérieur du plan de faille contribue également à la réduction de la résistance (Lebourg et al., soumis). Il a aussi été montré par Girod (1999) que la circulation d'eau en profondeur (via les failles et fractures) entraîne, selon les lithologies impliquées, la néoformation d'argiles entre les épontes. Ces argiles vont contribuer à étanchéifier les plans de fracturation et de fait entraîner l'augmentation de la pression hydrostatique dans les versants. De plus ces argiles vont également "lubrifier" les plans de fracturation et ainsi faciliter les déplacements des épontes lors de la rupture gravitaire.

Il apparaît donc que les failles et fractures sont également, du point de vue de l'altération, des structures importantes. Bien que les modèles numériques proposés n'intègrent pas de failles préexistantes, les résultats obtenus restent malgré tout satisfaisants au premier

ordre car ces modèles tiennent compte d'une altération de la matrice rocheuse en profondeur.

#### **4.1.4 Conclusion partielle**

La présente étude, au travers de l'application de la méthode couplée de modélisation physique et numérique (en deux et trois dimensions) choisie et développée dans le cadre de cette thèse, a permis de montrer que les failles et fractures héritées de l'histoire géologique d'un massif rocheux sont des structures influençant fortement sur la déstabilisation gravitaire de ce dernier, mais que la topographie tridimensionnelle ainsi que les propriétés mécaniques à grande échelle (incluant l'altération) tiennent également un rôle non négligeable.

Cependant, comme les résultats le montrent, plusieurs scénarios permettent d'aboutir à des déstabilisations proches de celles observées sur le terrain. En effet, qu'il s'agisse du cas du versant de La Clapière ou de celui de la falaise du Grossgugfer, il a été possible d'obtenir une déstabilisation du modèle en accord avec l'analogue de terrain soit grâce à un milieu fracturé et non frictionnel (modèles physiques) soit par un milieu homogène frictionnel (modèles numériques). Face à ces résultats comment avancer dans la compréhension des processus rupturés des massifs rocheux ? C'est l'objet des perspectives qui suivent.

## **4.2 Perspectives**

### **4.2.1 Amélioration des outils de modélisation**

Au vu des résultats il apparaît comme nécessaire de développer les outils de modélisation afin de pouvoir rendre compte d'un milieu fracturé et frictionnel. Pour ce faire deux possibilités peuvent être envisager : i) améliorer les modèles numériques afin de pouvoir prendre en compte des fractures et des failles dans des modèles 3D à géométrie complexe. Cela semble toutefois difficile. En effet il sera peu possible d'introduire dans les modèles un nombre satisfaisant/réaliste d'hétérogénéités et d'autre part la géométrie de ces hétérogénéités sera nécessairement simple pour ne pas poser de problème de maillage (artefact de concentration de contraintes...).

ii) améliorer les modèles physiques en utilisant un matériau frictionnel dans lequel il sera possible d'introduire un grand nombre de

faille et fracture tout en tenant compte d'une topographie en trois dimensions réaliste. C'est dans cette optique qu'un nouveau matériau frictionnel respectant les critères de similarité, appelé Fault1, est en cours de développement.

#### **4.2.2 Amélioration des connaissances sur l'altération**

La réduction de cohésion qui a été imposée aux modèles numériques en vue de simuler une altération physico-chimique, l'a été de manière homogène et indépendamment de la profondeur. Hors nous savons que ce postulat est faux, compte tenu du fait qu'en profondeur l'altération physico-chimique tend à se localiser autour des failles et fractures (Migon and Lidmar-Bergstroem, 2002; Wyns, 2002).

Afin d'améliorer les modèles, il apparaît donc nécessaire d'acquérir des données de terrain en vue de mieux caractériser les processus d'altération de la matrice rocheuse et des failles et fractures et notamment en profondeur.

Une auscultation en profondeur, via par exemple un tunnel passant sous le massif choisi (comme les tunnels de dérivations de la Tinée ou de la Visp River), permettrait d'obtenir des éléments de réponse. En effet, grâce à différents échantillonnages, en surface et en profondeur, au voisinage et dans les zones de failles, il serait ainsi possible d'établir un profil d'altération. Ceci permettrait donc de réaliser des modèles tridimensionnels à topographie réelle et affectés d'une altération physico-chimique étalonnée grâce à des données de terrain.

#### **4.2.3 Prise en compte de grandes échelles de temps dans les modèles**

Aujourd'hui il a été clairement établi que les massifs affectés par les DSGSD peuvent également présenter des déformations plus rapides de type DSL affectant principalement les pieds de versants (Jomard, 2006). Bien que l'établissement d'un lien clair et indubitable soit longtemps resté incertain (Bovis et Evans, 1996) de récents travaux tendent à montrer qu'une relation physique (Chigira, 1992 ; Brückl and Parotidis, 2005 ; Bachmann et al., 2006 ; Bois et al., 2008 ; Bois and Bouissou, 2010 ; Bois and Bouissou, soumis) et chronologique (Bigot et al., 2005 ; El Bedoui et al., 2009) existent entre ces deux phénomènes.

Il apparaît donc évident que l'étude des mouvements de terrain en milieu rocheux ne doit pas se cantonner à la seule étude du versant visiblement affecté mais bien à l'ensemble du massif, voire de la vallée, et ce sur une large échelle de temps.

La modélisation physique est un outil adapté à ceci car elle permet de rendre compte de l'évolution spatiale et temporelle d'un vaste secteur, tout en donnant la possibilité d'intégrer la complexité structurale qui y est généralement associée. En effet cette méthode permet de prendre en compte de très large secteur tout en restituant un modèle topographiquement précis produisant ainsi un modèle dont l'état structurale peut être fortement complexifié par l'adjonction d'un grand nombre de failles et fractures.

Il serait alors envisageable d'étudier des phénomènes tels que l'exhumation différentielle de massif au cours du temps, et l'influence que cela peut avoir sur la déstabilisation gravitaire. De récents travaux de recherche au sein du laboratoire GeoAzur ont permis de montrer que la vallée de la Tinée avait été affectée par un tel phénomène (Sanchez et al., soumis). (Figure 4-1). En se basant sur ces données il est envisageable de réaliser une étude du phénomène à l'échelle de la vallée.

Il apparaît que les secteurs aval de la haute vallée de la Tinée ont été exhumés avant les secteurs amont (Figure 4-1). Hors c'est justement dans ces secteurs que sont aujourd'hui connus les grands mouvements de versant affectant la vallée (DSGSD de Colle Longue, glissement de La Clapière, glissement du Pra, écroulement de Valabre...).

Comprendre l'influence d'un tel phénomène sur la perte de stabilité des versants pourrait être de première importance en vue de mieux appréhender la déstabilisation gravitaire à l'échelle d'une vallée comme la Tinée.

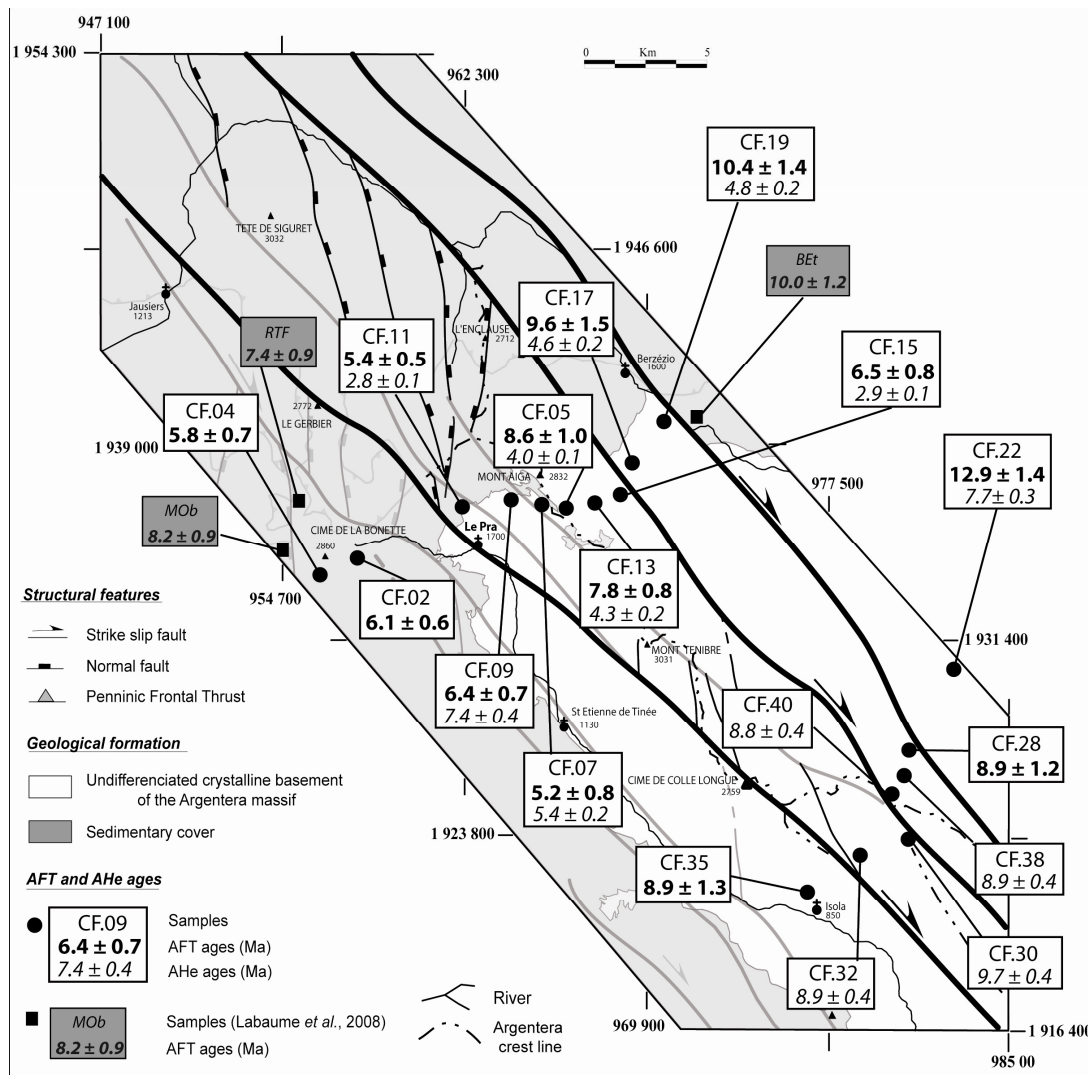


Figure 4-1 : Schéma de la vallée de la Tinée et datations géochronologique associées présentant une exhumation différentielle du massif de l'Argentera – Mercantour d'après Sanchez et al. (soumis).

La prise en compte de contraintes tectoniques pourrait également être envisagée, et ce afin de modéliser l'influence d'une tectonique active sur la perte de stabilité de massifs rocheux.

Le glissement de l'Aishihik River (Yukon, Canada) pourrait être un bon exemple d'application d'une telle étude. Il s'agit d'un glissement de terrain s'étant initié sur le flanc d'un plis flexural antiforme et affectant des séries gneissiques d'âge Mésozoïque (Figure 4-2). Une cartographie fine réalisée par Brideau et al (2005) a montré que la majorité des fractures affectant le versant étaient dues au plissement. Il a ainsi été supposé que la surface de rupture

de ce glissement était un plan coïncidant avec une discontinuité compatible avec la direction de flexuration.

Des essais préliminaires ont d'ores et déjà été réalisés afin de mettre au point un protocole expérimental permettant de soumettre un modèle physique à une déformation tectonique.

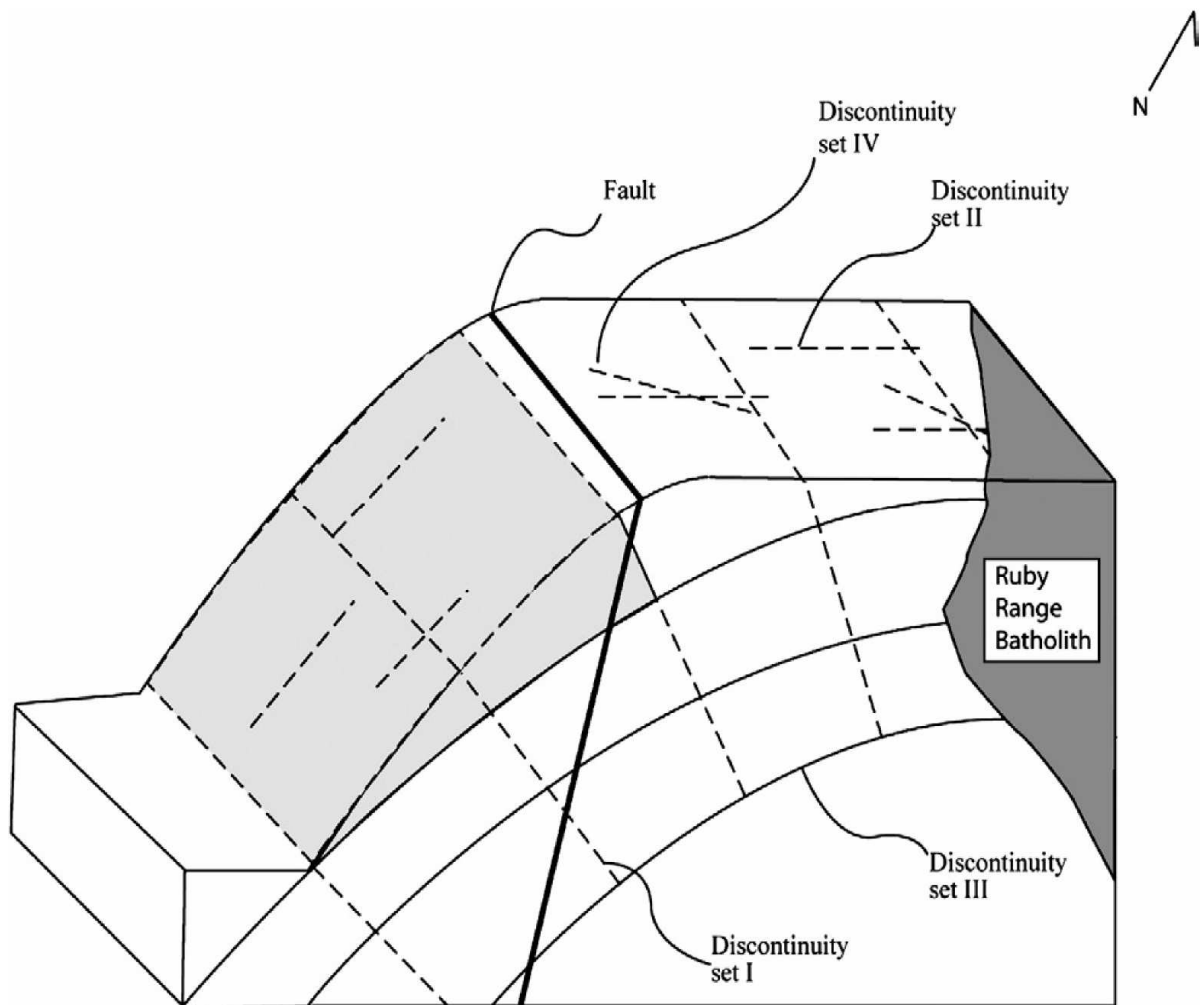


Figure 4-2 : Geometrie du plis, des failles, des discontinuités et de la pente du glissement de l'Aishihik River. La zone grisée représente la section de pente instable. D'après Brideau et al., 2005



# **Conclusion Générale**



Ce travail s'inscrit dans une problématique générale visant à comprendre les mécanismes de déstabilisation gravitaires des massifs rocheux et plus particulièrement le rôle tenu par les failles et fractures héritées ainsi que par l'altération physico-chimique sur ces processus rupturés.

Comprendre l'influence de ces paramètres nécessite l'utilisation de diverses méthodes complémentaires, parmi lesquelles les études de terrain et de modélisations physiques et numériques.

La modélisation physique va permettre d'étudier le phénomène considéré en tenant compte d'un grand (réaliste) nombre de discontinuités (tel que des failles et des fractures) et ceci en grande déformation. Ainsi, il est possible d'étudier un phénomène depuis son initiation jusqu'à sa propagation.

Les modèles numériques vont eux permettre de faire facilement varier les paramètres mécaniques au cours d'un essai. Par ailleurs, les codes de calcul permettent de visualiser facilement les champs de contraintes et de déformations.

Il apparaît donc important de combiner ces deux approches complémentaires. C'est ce que nous avons fait en réalisant des modèles en deux et trois dimensions de deux sites d'études très bien documentés, que sont les secteurs du versant de La Clapière (Alpes Maritimes, France) et de Randa (Valais, Suisse). Les modèles en trois dimensions (tant physiques que numériques) ont bénéficié d'une restitution fine de la topographie, issue de modèles numériques de terrain.

Il a ainsi été mis en évidence que la déstabilisation gravitaire d'un massif rocheux, et particulièrement la cinématique associée, est fortement conditionnée par les hétérogénéités structurales affectant le massif et notamment au travers des paramètres propres que sont la géométrie, la persistance et la densité du ou des réseau(x) de failles ou fractures.

En effet, il a été montré que la géométrie des failles affectant un massif influence la déformation profonde (et globale) du massif ainsi que les déformations de surface. Il en résulte donc que la cinématique de la masse déstabilisée est fortement influencée par la géométrie des failles en profondeur. Dans le cas de fractures discontinues, il a également été montré que le paramètre « persistance verticale » avait aussi un rôle important. La rupture va se localiser sur les structures les plus persistantes et être guidée par ces dernières.

Enfin les modèles physiques ont aussi montré que la densité des réseaux (qu'il s'agisse de fractures ou de failles) exerce également une influence importante sur la résistance effective à l'échelle du massif ainsi que sur la cinématique des glissements. En effet, plus la

densité des fractures sera forte et moins la résistance effective grande échelle sera élevée et par conséquent plus facile sera la déstabilisation. De plus, il a été montré que des fractures en apparence inactives durant le mouvement gravitaire (ne propageant pas) ont une grande influence sur la cinématique du mouvement, de par conséquent modifient le champ de contraintes général.

Enfin, il a également été montré que la topographie (de premier et de second ordre) ainsi que l'altération physico-chimique à grande échelle, ont également une influence sur la déstabilisation gravitaire des massifs rocheux, et plus particulièrement sur les volumes mis en jeu. En effet, les modèles numériques (en deux et trois dimensions) ont montré que la réduction progressive de la résistance d'un massif homogène (i.e. sa cohésion) conduit à sa rupture profonde (DSGSD). En revanche le rupture plus superficielle (impliquant cette fois le versant et plus le massif entier) est imputable à l'effet combiné de l'altération et de la topographie de second ordre.

Tout ceci tend à montrer qu'une connaissance précise de la topographie tridimensionnelle à grande échelle, des propriétés mécaniques et de leur évolution dans le temps lié aux processus d'altération ainsi que des réseaux de failles et fractures aussi bien en surface (orientation et continuité horizontale) qu'en profondeur (géométrie, persistance et densité) sont nécessaires pour pouvoir avancer dans la compréhension des processus gravitaires affectant les massifs rocheux.



# **Bibliographie**

## - A -

- Agliardia, F., Crosta, G., and Zanchi, A.,** 2001. *Structural constraints on deep-seated slope deformation kinematics*. Eng. Geol. 59, 83 – 102.
- Agliardia, F., Crosta, G., Zanchi, A., and Ravazzi, C.,** 2009. *Onset and timing of deep-seated gravitational slope deformations in the eastern Alps, Italy*. Geomorphology 103, 113 – 129.
- Ambrosi, C., Crosta, G. B.,** 2006. *Large sackung along major tectonic features in Central Italian Alps*. Engineering Geology 83, 183 – 200.
- Arora, V.K.,** 1987. *Strength and deformational behaviour of jointed rocks*. PhD thesis, IIT Delhi, India.
- Azzoni, A., La Barbera, G., Zaninetti, A.,** 1995. *Analysis and prediction of rockfalls using a mathematical model*. Int. J. Rock. Mech. Min. Sci & Geomech. Abstr., 32, 7, 709 – 724.

## - B -

- Bachmann, D., Bouissou, S., and Chemenda, A.,** 2004. *Influence of weathering and pre-existing large scale fractures on gravitational slope failure: insights from 3-D physical modelling*. Natural Hazards and Earth System Sciences 4, 711 – 717.
- Bachmann, D., Bouissou, S., Chemenda, A.,** 2006. *Influence of large scale topography on gravitational rock mass movements: New insights from physical modeling*. Geophys. Res. Lett. 33, L21406, doi:10.1029/2006GL028028.
- Bachmann, D.,** 2006. *Modélisation physique tridimensionnelle des mouvements gravitaires de grande ampleur en milieu rocheux*. PhD Thesis, Univ. Nice Sophia Antipolis, Nice, France, 130 pp.
- Bachmann, D., Bouissou, S., and Chemenda, A.,** 2009. *Analysis of massif fracturing during Deep Seated Gravitational Slope Deformation by physical and numerical modelling*. Geomorphology, doi: 10.1016/j.geomorph.2007.09.018
- Baillet, L., Linck, V., D'Errico, S., Laulagnet, B., Berthier, Y.,** 2005 *Finite element simulation of dynamic instabilities in frictional sliding contact*, Journal of Tribology 127-3, 652-657.
- Barla, G., and Chiriotti, E.,** 1995. *Insights into behaviour of the large deep seated gravitational slope deformation of Rosone, in the Piemonte Region (Italy)*. Felsbau 13, 425 – 432.
- Bearth, P.,** 1964a. *Geologischer Atlas der Schweiz – Blatt: Randa. 1:250000*

- Bearth, P.**, 1964b. *Geologischer Atlas der Schweiz – Erläuterungen zum Blatt Randa*. Bern, Kümmerly & Frey. 27.
- Benko, B.**, 1997. Numerical modelling of complex slope deformations, PhD Thesis, Dep. of Geol. Sci., Univ. of Sask., Saskatoon, Canada. 366 pp
- Besson, L.**, 1996. *Les risques naturels en montagne. Traitement, prévention, surveillance*. Artès – Publialp, 438 p.
- Bigot-Cormier, F., Braucher, D., Bourlès, D., Guglielmi, Y., Dubar, M., Stéphan, J.-F.**, 2005. *Chronological constraints on processes leading to large active landslides*. Earth and Planetary Science Letters 235, 141 – 150.
- Bishop, A.W.**, 1955. *The use of the slip circle in the stability slopes*. Geotechnique 5, 7 – 17.
- Bogdanoff, S.**, 1986. *Evolution de la partie occidentale du massif cristallin externe de l'Argentera. Place dans l'arc alpin*. Géologie de la France 4, 433 – 453.
- Bois, T., Bouissou, S., Guglielmi, Y.**, 2008. *Influence of major inherited faults zones on gravitational slope deformation: a two-dimensional physical modelling of the La Clapière area (Southern French Alps)*. Earth and Planetary Science Letters 272, doi: 10.1016/j.epsl\_2008.06.006
- Bois, T., Bouissou, S.**, 2010. Influence of tectonic fracture zones on rock slope failures: New insights from 2-D physical modelling based on the 1991 Randa events, *Journal of Geophysical Research* doi:10.1029/2009JF001403
- Bovis, M.J., Evans, S.G.**, 1996. *Extensive deformations of rock slopes in southern Coast mountains, southwestern British Columbia, Canada*. Engineering Geology, 44, 163 – 182.
- Brady, B. H. G., Brown, E.T.**, 1985. *Rock Mechanics for Underground Mining*, Allen and Unwin, St Leonards, N.S.W., Australia
- Brideau, M.-A., Stead, D., Huscroft, C.A., Fecova, K.**, 2005. *Quaternary, structural and engineering geology of the Aishihik River landslide, Cracker Creek area (NTS 115A/15), Yukon*. Yukon Exploration and Geology 2004. Yukon Geological Survey, 83 – 94.
- Bruckl, E., Parotidis, M.**, 2001. *Estimation of largescale mechanical properties of a large landslide on the basis of seismic results*. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 38, 877 – 883.
- Brune, J.N., Henyey, T.L., Roy, R.F.**, 1969. Heat flow, stress, and rate of slip along the San Andreas Fault, California. J. Geophys. Res. 74, 3821 – 3827.
- Burland, J.B.**, 1990. On the *compressibility and shear strength of natural clays*. Geotechnique 40, 329 – 378.
- Byerlee, J.**, 1978. *Friction of rocks*. Pure Appl. Geophys. 116, 615 – 626.

## - C -

- Cappa, F.**, 2002. *Apport de la modélisation numérique 2D à la compréhension du comportement hydro-mécanique couple d'un grand versant rocheux instable. Application au glissement de terrain de La Clapière (Alpes Maritimes, 06)*. DEA, Univ Franche-Comté, 30 p.
- Casson, B., Delacourt, C., Allemand, P.**, 2005. *Contribution of multi-temporal remote sensing images to characterize landslide slip surface – Application to the La Clapière landslide (France)*. *Natural Hazards and Earth System Sciences* 5, 425 – 437.
- Chemenda, A., Bouissou, S., Bachmann, D.**, 2005. *3-D Physical modeling of deep-seated landslides: new technique and first results*. *J. Geophys. Res.* 110, No. F4, F04004  
10.1029/2004JF000264
- Chemenda, A.I.**, 2007. *The formation of shear-band/fracture networks from a constitutive instability: theory and numerical experiment*. *J. Geophys. Res.* 112, B11404, doi:10.1029/2007JB005026.
- Chemenda, A.I., Bois, T., Bouissou, S., Tric, E.**, 2009. *Numerical modelling of the gravity-induced destabilization of a slope: the example of the La Clapière landslide, southern France*. *Geomorphology* 109doi:10.1016/j.geomorph.2009.02.025
- Chen, W.F., Han, D.J.**, 1988. *Plasticity for Structural Engineers*. Springer-Verlag: New York.
- Chigira, M.**, 1985. *Mass rock creep of crystalline schist: Minor structures formed by mass rock creep*, *J. Jpn. Soc. Eng. Geol.*, 26, 25 – 79.
- Chigira, M.**, 1992. *long-term gravitational deformation of rocks by mass rock creep*. *Eng. Geol.* 32, 157-184
- Chigira, M.**, 2001. *Micro-sheeting of granite and its relationship with landsliding specially after the heavy rainstorm in June 1999, Hiroshima prefecture*. *Japan, Eng. Geol.* 29, 219 – 231.
- Chiriotti, E., Mahtab, A., Xu, S., Kendorski, F.**, 1999. *Methodology for characterizing very large rock masses : an illustrative example*. *Rock mechanics for industry*, Amadei, Kranz, Scott & Smeallie (eds)
- Coulomb, Ch.A.**, 1785. *Théorie des machines simples*, *Mémoires de mathématiques et de physique de l'Académie Royale* 10, 161 – 342.
- Crosta, G.B.**, 1996. *Landslide, spreading, deep seated gravitational deformation: analysis, examples, problems and proposals*. *Geogr. Fis. Dinam. Quat.* 19, 297 – 313.
- Cruden, D.M.**, 1976. *Major slides in the Rockies*. *Canadian Geotechnical Journal* 13, 8 – 20.

**Cruden, D.M.**, 1988. *Thresholds for catastrophic instabilities in sedimentary rock slopes, some examples from the Canadian Rockies*. Z. Geomorphol. N.F., Suppl. Band 67, 67 – 76.

**Cruden, D.M., Hu, X.Q.**, 1996. *Hazardous modes of rock slopes movement in the Canadian Rockies*. Environmental and Engineering Geosciences 2, 507 – 516.

**Cruden, D.M.**, 2003. *The shapes of cold, high mountains in sedimentary rocks*. Geomorphology 55, 249 – 261.

**Cruden, D.M. and Martin, C.D.**, 2004. *Before the Frank Slide: Preparatory & Triggering Causes from Maps and Photographs*. Proceedings 57th Canadian Geotechnical Conference, GeoQuébec.

## - D -

**Davies, T.R., McSaveney, M.J.**, 1999. *Runout of dry granular avalanches*. Can. Geotech. J., 36, 313 – 320.

**Delteil, J., Stephan, J-F., Attal, M.**, 2003. *Control of Permian and Triassic faults on Alpine basement deformation in the Argentera massif (external southern French Alps)*. Bull. de la Soc Geol. Fr. 174, 55 – 70.

**Deparis, J., Jongmans, D., Cotton, F., Baillet, L., Thouvenot, F., Hantz, D.**, 2008. *Analysis of rock-fall and rock-fall avalanche seismograms in the French Alps*. Bulletin of the Seismological Society of America 98(4), 1781-1796.

**Donnadieu, F., Merle O.**, 1998. *Experiments on the indentation process during cryptodome intrusion: new insights into Mount St Helens deformations*. Geology 26, 79 – 82.

**Duranthon, J.-P.**, 2000 *Application de la méthode GPS de localisation par satellite à la surveillance de sites naturels instable*. Bull. lab. ponts chaussées.

**Durville, J.L., Lacube, J.**, 1992. *Mecanismes et modeles de comportement de grands mouvements*. Bull. Inter. Ass. Engineering Geology 45, 25 – 42.

## - E -

**Eberhardt, E., Stead, D., and Stimpson, B.**, 1999. *Quantifying progressive pre-peak brittle fracture damage in rock during uniaxial compression*. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 36(3), 361 – 380.

**Eberhardt, E., Stead, D., Coggan J.**, 2004. *Numerical analysis of initiation and progressive failure in natural rock slopes - the 1991 Randa rockslides*. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 41, 69 – 87.



**Einstein, H.H., Veneziano, D., Beacher, G.B., O'Reilly, K.J.,** 1983. *The effect of discontinuity persistence on rock slope stability.* Int. J. Rock Mech. Min. Sci., 20(1), 227 – 236.

**El Bedoui, S., Guglielmi, Y., Lebourg T., Pérez., J.L.,** 2008. *Estimation of deep seated progressive failure propagation rates in a fractured rock slope over a 10 kyears period : results from the « La Clapière » slope (Southeastern French Alps).* Geomorphology, 105, 232 – 238.

## - F -

**Froitzheim, N., Conti P., and Van Daalen, M.,** 1997. *Late Cretaceous, synorogenic, low angle normal faulting along the Schlinig fault (Switzerland, Italy, Austria) and its significance for the tectonics of the Eastern Alps.* Tectonophysics 280, 267 – 293.

**Follacci, J.P.,** 1987. *Les mouvements du versant de La Clapière à Saint Étienne de Tinée (Alpes Maritimes).* Bull. Lab. Ponts et Chaussées 220, 107 – 109.

**Follacci, J.P.,** 1999. *Seize ans de surveillance du glissement de La Clapière (Alpes Maritimes).* Bull. Lab. Ponts & Chaussées 220, 35 – 51.

## - G -

**Gerber, E., Scheidegger, A.E.,** 1969. *Stess-induced weathering of rock masses.* Eclogae Geologicae Helvetiae 62, 401 – 415.

**Girod, F.,** 1999. *Altération météorique de roche granitique en milieu alpin: le cas de l'orthogneiss associé à l'éboulement de Randa (Mattertal, Valais, Suisse).* PhD Thesis, Univ. Lausanne, Lausanne, 207pp.

**Glicken, H.,** 1996. *Rockslide-debris avalanche of may18, 1980, Mount St. Helens volcano, Washington.* OpenFile report 96 – 677, U.S. Department of the Interior U.S. Geological survey.

**Goodman, R.E.,** 1980. *Introduction to Rock Mechanics,* John Wiley and Sons, Hoboken, N.J.

**Goodman, R.E., Shi, G.H.,** 1985. *Block theory and its application in rock engineering.* Englewood Cliffs, New Jersey, Prentice-Hall. 338.

**Guglielmi, Y., Vengeon, J.-M., Bertrand, C., Mudry, J., Follacci, J.-P., Giraud, A.,** 2002. *Hydrogeochemistry: an investigation tool to evaluate infiltration into large moving rock masses (case study of La Clapière and Séchilienne alpine landslides).* Bull. Eng. Geol. Environ 61, 311 – 324.

**Guglielmi, Y., Cappa, F., Binet, S.,** 2005. *Coupling between hydrogeology and deformation of mountainous rock slopes: insights from La Clapière area (southern Alps, France).* C. R. Geosciences 337, 1154 – 1163.

- Gunzburger, Y.**, 2002. *Apports de l'analyse de la fracturation et de la modélisation numérique à l'étude du versant instable de La Clapière (Saint-Etienne-de-Tinée, Alpes Maritimes)*. DEA, Ecole National Supérieur des Mines de Nancy, 86 p.
- Gunzburger, Y., Laumonier, B.**, 2002. *Origine tectonique du pli supportant le glissement de terrain de la Clapière (NordOuest du massif de l'Argentera–Mercantour, Alpes du Sud, France) d'après l'analyse de la fracturation*. C. R. Geosciences 334, 415 – 422.
- Gunzburger, Y., Merrien-Soukatchoff V.**, 2002. *Caractérisation mécanique d'un versant rocheux instable au moyen du système RMR - Cas de la Clapière (Alpes-Maritimes), Symposium International Param2002, Identification et détermination des paramètres des sols et des roches pour les calculs géotechniques*. September 2-3, Paris, France. 541 – 548.
- Gunzburger, Y., Merrien-Soukatchoff, V., Guglielmi, Y.**, 2003. *La falaise de Valabres: un site laboratoire pour l'étude in situ et par modélisation numérique des déformations thermo-hydro-mécaniques d'un versant rocheux géométriquement instable*. Atelier de travail PNRN-ACI « mouvements gravitaires alpins », 6-7 Février 2003, Sophia Antipolis, France, 36 pp
- Gunzburger, Y.**, 2004. *Rôle de la thermique dans la prédisposition, la préparation et le déclenchement des mouvements de versants complexes. Exemple des Rochers de Valabres (Alpes-Maritimes)*. PhD Thesis, LAEGO-INERIS, Ecole des Mines, INPL, France, 174 p. + Annexes.
- Gunzburger, Y., Merrien-Soukatchoff, V., Guglielmi, Y.**, 2005. *Influence of daily surface temperature fluctuations on rock slope stability: case study of the Rochers de Valabres slope (France)*. International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences. 42, 331 – 349.

## - H -

- Hajiabdolmajid, V., Kaiser, P.K.**, 2002. *Slope stability assessment in strain-sensitive rocks*.  
In: EUROCK 2002, Proceedings of the ISRM International Symposium on Rock Engineering for Mountainous Regions, Funchal, Madeira 237 – 44.
- Hajiabdolmajid, V., Kaiser, P.K., Martin, C.D.**, 2002. *Modelling brittle failure of rock*. International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences 39, 731 – 741.
- Hall, K., André, M.F.**, 2001. *New insights into rock weathering from high-frequency rock temperature data: an Antarctic study of weathering by thermal stress*. Geomorphology 41, 23 – 35.
- Hassani, R.**, 1994. *Modélisation numérique de la déformation des systèmes géologiques*. PhD Thesis, Univ. Montpellier II, France, pp. 139.
- Helmstetter, A. Sornette, D. Grasso, J.-R. Andersen, J. V. Gluzman S. and Pisarenko, V.**, 2004. *Slider-Block Friction Model for Landslides: Application to Vaiont and LaClapière Landslides*. J. Geophys. Res., 109, B02409, doi:10.1029/2002JB002160.

- Hendron, A.J., Patton, F.D.**, 1985. *The Vaiont slide, a geotechnical analysis based on new geologic observations of the failure surface*. US Army Corps of Engineers Technical Report GL-85-5 (2 volumes).
- Henry, T.L., Wasserburg, G.J.**, 1971. *Heat flow near major strike-slip faults in California*. J. Geophys. Res. 32, 7924 – 7946.
- Hermanns, R.L., Blikra, L.H., Naumann, M., Nilsen B., Panthi K.K., Stromeyer, D., Longva O.** 2006. *Examples of multiple rock-slope collapses from Köfels (Ötz valley, Austria) and western Norway*. Engineering Geology 83, 94 – 108.
- Hill, S. E., Rosenbaum, M.S.**, 1998. *Assessing the significant factors in a rock weathering system*. Quart. J. Eng. Geol. Hydro. 31, 85 – 94.
- Hoek, E., Bray, J.**, 1981. *Rock Slope Engineering*. Revised third edition, E.&F.N. Spon, London.
- Hoek, E., Bray, J.W.**, 1991. *Rock Slope Engineering*. Elsevier Science Publishing, New York, 358 pp.
- Hoek, E.**, 1994. *Strength of rock and rock masses*. ISRM News Journal, 2, 4 – 16.
- Hoek, E., Brown E. T.**, 1997. *Practical estimates of rock mass strength*. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 8, 1165 – 1186.
- Horseman, S.T., Winter, M.G., Entwistle, D.C.**, 1993. *Triaxial experiments on Boom Clay*. In: Cripps, J.C., Coulthard, J.M., Culshaw, M.G., Forster, A., Hencher, S.R., Moon, C.F. (Eds.), *The Engineering Geology of Weak Rock*. Balkema, Rotterdam, pp. 35 – 44.
- Hutchinson, J. N.**, 1988. *General Report: morphological and geotechnical parameters of landslides in relation to geology and hydrogeology*. Proc. 5th Int. Symp. On Landslides. Lausanne, Balkema. 1, pp 335.
- Hutchinson, J. N.**, 1995. *Deep seated mass movements on slopes*. Mem. Soc. Geol. It., 50 147 – 164.

**- I -**

- Ischi, H., Keusen, H.R., Scheller, E.**, 1991. *Bergsrüz Grossgufer vom April/Mai 1991*. Zusammenfassender Berichte über die Aktivität der Geotest, Martiny, 20 and annexes.
- Ivaldi, J-P., Guardia, P., Follacci, J-P., Terramorsi, S.**, 1991. *Plis de couverture en echelon et failles de second ordres associés à un décrochement dextre de socle sur le bord nord-ouest de l'Argentera (Alpes-Maritimes, France)*. C.R. Acad. Sci. Paris serie II 313, 316 – 368.

## - J -

- Jaboyedoff, M., Baillifard F., Bardou, E., and Girod, F.,** 2004a. *Weathering, cycles of saturation unsaturation, and strain effects as principal processes for rock mass destabilization.* Quart. J. Eng. Geol. Hydro. 37, 95 – 103.
- Jaboyedoff, M., Ornstein, P., Rouiller J.-D.,** 2004b. *Note on the design of a geodetic database and associated tools for monitoring slope movements: The example of Randa rockfall scar.* Natural Hazards and Earth System Sciences 4, 187 – 196.
- Jaboyedoff, M., Baillifard, F., Couture, R., Locat, J., Locat, P.,** 2004c. *New insight of geomorphology and landslide prone area detection using DEM.* In: Lacerda, W.A., Ehrlich. M. Fontoura, A.B., Sayo, A., (eds): *Landslides Evaluation and stabilization.* Balkema, 199- 23 205.
- Jomard, H.,** 2006. *Analyse multi-échelles des déformations gravitaires du Massif de l'Argentera Mercantour.* Ph.D Thesis, Département des sciences de la terre et de l'univers , Univ. Nice Sophia Antipolis, Nice, France, 246 pp.
- Jomard, H., Lebourg, T., Tric, E.,** 2007a. *Identification of the gravitational discontinuity in weathered gneiss by geophysical survey: La Clapiere landslide (France).* Applied Geophysics. J. Applied Geophysics 62, 47 – 57.
- Jomard, H. , Lebourg, T., Binet, S., Tric, E., Hernandez, M.,** 2007b. *Characterisation of an internal slope movement structure by hydro geophysical surveying.* Terra Nova 19, 48 – 57.
- Jongmans D., Bièvre G., Schwartz S., Renalier F., Bearez N. and Orengo Y.,** 2009, *Geophysical investigation of a large landslide in glaciolacustrine clays in the Trièves area (French Alps),* Engineering geology, 109, 45-56.
- Julian, M., Anthony, E.,** 1996. *Aspects of landslide activity in the Mercantour Massif and the French Riviera, southeastern France.* Geomorphology 15, 275 – 289.

## - K -

- Kaneko, K., Otani, K.J., Noguchi, Y., Togashiki, N.,** 1997. *Rock fracture mechanics analysis of slope failure, in Deformation and Progressive Failure in Geomechanics.* edited by A. Asaoka, T. Adachi, and F. Oka, pp. 671-676, Elsevier, New York.
- Kao , H., Chen, W.P.,** 1991. *Earthquakes along the Ryukyu-Kyushu arc: strain segmentation, lateral compression and thermomechanical state of the plate interface.* J. Geophys. Res. 96, 21443 – 21485.
- Kato, J., Hada, S.,** 1980. *Landslides of the Yoshino-Gawa water system and its geological aspects.* Res. Rep. Kochi Univ. Nat. Sci., 28, 127-140.

**Kinakin, D., Stead, D.,** 2005. *Analysis of the distributions of stress in natural ridge forms: implications for the deformation mechanisms of rock slopes and the formation of sacking.* *Geomorphology*, 65, 85 – 100.

## - L -

**Lachenbruch, A.H., Sass, J.H.,** 1973. *Thermo-mechanical aspects of the San Andreas fault system.* In : Nur, A. (Ed.) *Proceedings of the Conference on Tectonics Problems of the San Andreas Fault System.* Stanford University Press, Stanford, CA, pp. 192 – 205.

**Lachenbruch, A.H., Sass, J.H.,** 1980. *Heat flow and energetics of the San Andreas fault zone.* *J. Geophys. Res.* 85, 6185 – 6222.

**Lebourg, T., Riss, J., Fabre, R., Clément, B.,** 2003. *Morphological characteristics of till formations in relation with mechanical parameters.* *Mathematical Geology* 35, 835 – 852.

**Lebourg, T., Binet, S., Tric, E., Jomard, H., El Bedoui, S.,** 2005. *Geophysical survey to estimate the 3D sliding surface and the 4D evolution of the water pressure on part of a deep seated landslide.* *Terra Nova* 17, 399 – 406.

**Lebourg, T., Hernandez, M., Zerathe, S., Bois, T., Tric, E., Jomard, H., El Bedoui, S.,** *Mechanical study and temporal evolution of weathered cataclastic material in gravitational faults of the La Clapière deep-seated landslide, the south-eastern alps,* *Earth and Planetary Science Letters*, submitted

**Leroueil, S.,** 2001. *Natural slopes and cuts: movement and failure mechanisms.* *Geotechnique* 51, 197 – 243.

**Leroux O., Schwartz S., Gamond J-F, Jongmans D., Tricart P. and Sebrier M.,** 2008. *Interaction between tectonic and erosion processes on the morphogenesis of an alpine valley: geological and geophysical investigations in the lower Romanche valley (Belledonne massif, western Alps),* *International Journal of Earth Sciences*, doi 10.1007/s00531-008-0393-1.

## - M -

**Manzella, I., Labiouse, V.,** 2009. *Flow experiments with gravel and blocks at small scale to investigate parameters and mechanisms involved in rock avalanches,* *Eng. Geol.* 109, 146 – 158.

**Maréchal, J.C., Wyns, R., Lachassagne, P., Subrahmanyam, K., Touchard, F.,** 2003. *Anisotropie verticale de la perméabilité de l'horizon fissuré des aquifères de socle: concordance avec la structure géologique des profils d'altération.* *C. R. Geosciences* 335, 451 – 460.

- Marinos, P., Hoek, E.,** 2000. *Estimating the mechanical properties of heterogeneous rock masses such as flysh.* Bull. Eng. Geol. Env, 60, 85 – 92.
- Marti, J., Cundall, P. A.,** 1982. *Mixed Discretization Procedure for Accurate Solution of Plasticity Problems.* Int. J. Num. Methods and Anal. Methods in Geomech. 6, 129 – 139.
- Meertens, C.M, Wahr, J.M.,** 1986. *Topographic effect on tilt, strain and displacement measurements.* J. Geophys. Res. 91, 14057 – 14062.
- Merle, O., Lénat, J.F.,** 2003. *Hybrid collapse mechanism at Piton de la Fournaise volcano, Reunion Island, Indian Ocean,* J. Geophys. R., 108, doi: 10.1029/2002JB002014.
- Merrien-Soukatchoff, V., Quenot, X., Guglielmi, Y.,** 2001. *Modélisation par éléments distincts du phénomène de fauchage gravitaire. Application au glissement de La Clapière (Saint – Etienne – de – Tinée , Alpes Maritimes).* Revue Française de Géotechnique 95/96, 133 – 142.
- Merrien-Soukatchoff, V., Gunzburger, Y.,** 2006. *Models available to understand failure and pre-failure behaviour of large rock slope movement: the case of La Clapière, Southern Alps, France.* In Landslides from Massive Rock Slope Failure, Edited by Stephen G. Evans, Gabriele Scarascia Mugnozza, and Alexander Strom, Reginald L. Hermanns. Berlin: Springer, ISBN 1-4020-4036-9
- Migon, P., Lidmar-Bergstroem, K.,** 2002. *Deep weathering through time in central and northwestern Europe: problems of dating and interpretation of geological records.* Catena 49, 25 – 40.
- Molnar, P., Tucker, B.E., Brune, J.N.,** 1973. *Corner frequencies of P and S waves and moels of earthquake sources.* Bull. Seismol. Soc. Am. 63, 2091 – 2104.
- Molnar, P.,** 2004. *Interactions among topographically induced elastic stress, static fatigue, and, valley incision,* Journal of Geophysical Research, 109, F02010, doi: 10.1029/2005JF000344
- Morgenstern, N.R., and Price, V.E.,** 1965. *The analysis of the stability of generalized slip surfaces.* Geotechnique 15, 79 – 93.
- Müller, L.,** 1964. *The rock slide in the Vaiont valley.* Felsmech. Ingenieurgeol. 2, 148– 212.

## - N -

- Noverraz, F., Bonnard, C.,**1992. *L'écroulement Rocheux de Randa, près de Zermatt.* In *Landslides, Proceedings of the 6th Symposium,* Christchurch, edited by Bell, D.H., Balkema, Rotterdam, 1, 165 – 192.

## - P -

- Pan, E., Amadei, B., Savage, W.Z.**, 1994. *Gravitational stresses in long symmetric ridges and valleys in anisotropic rock*. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech Abstr. 31, 293 – 312.
- Pan, E., Amadei, B., Savage, W.Z.**, 1995. *Gravitational and Tectonic Stresses in Anisotropic Rock with Irregular Topography*. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech Abstr. 32, 201 – 214.
- Parise, M., Jibson, R.W.**, 2000. *A seismic landslide susceptibility rating of geologic units based on analysis of characteristics of landslides triggered by the 17th January, 1994 Northridge, California earthquake*. Eng. Geology 58, 251 – 270.
- Paronuzzi, P.**, 1987. *Modelli di calcolo per l'analisi della propagazione di blocchi rocciosi in frana*. Rivista Italiana di Geotecnica, 21, 145 – 165.
- Pellegrino, A., Prestininzi, A.**, 2007. *Impact of weathering on the geomechanical properties of rocks along thermal-metamorphic contact belts and morpho-evolutionary*. Geomorphology 87, 176 – 195.
- Petley, D.N.**, 1995. *The deformation of mudrocks*. Ph.D. thesis, University of London.
- Petley, D.N.**, 1999. *Failure envelopes of mudrocks at high effective stresses*. In: Aplin, A.C., Fleet, A.J., Macquaker, J.H.S. (Eds.), *Physical Properties of Muds and Mudstones*. Spec. Publ. - Geol. Soc. Lond., vol. 158. Geol. Soc. London, London, pp. 61 – 71.
- Powell, J.W.**, 1875. *Exploration of the Colorado River of the West and its Tributaries*. Government Printing Office, Washington, USA, 291 pp.

## - R -

- Rouiller, J.-D.**, 1992. *L'éboulement de Randa*. Route et Trafic, 92/3, 373 – 376.

## - S -

- Sanchez, G., Rolland, Y., Corsini, M., Braucher, R., Bourlès, D., Arnold, M., Aumaître, G.**, 2009. *Relationships between tectonics, slope instability and climate change: Cosmic ray exposure dating of active faults, landslides and glacial surfaces in the SW Alps*, Geomorphology, doi: 10.1016/j.geomorph.2009.10.019.
- Sanchez, G., Rolland, Y., Jolivet, M., Bricchau, S., Corsini, M., Carter, A.** *Neogene exhumation along dextral strike slip fault in the Argentera-Mercantour massif (South-Western Alps) constrained by low-temperature thermochronology*, Terra Nova, submit

- Sartori, M., Baillifard, F., Jaboyedoff, M., and Rouiller, J.-D.,** 2003. *Kinematics of the 1991 Randa rockslides (Valais, Switzerland)*. Natural Hazard and Earth System Sciences 3, 423 – 433.
- Savage, W.Z., Swolfs, H.S., Powers, P.S.,** 1985. *Gravitational stress in long symmetric ridges and valleys*. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr. 22, 291 – 302.
- Savage, W.Z., Swolfs, H.S.,** 1986. *Tectonic and gravitational stress in long symmetric ridges and valleys*. J. Geophys. Res. 91, 3677 – 3685.
- Savage, W.Z. and Varnes, D.J.,** 1987. *Mechanics of gravitational spreading of steep-sides ridges (sackung)*. IAEG Bulletin, 35, 31 – 36.
- Savage W.Z.,** 1994. *Gravity induced stresses in finite slopes*. Int. J. Rock Mech. Min. Sci., 31, 471 – 483.
- Scavia, C.,** 1990. *Fracture mechanics approach to stability analysis of rock slopes*. Eng. Fracture Mech. 35, 899 – 910.
- Scavia, C.,** 1995. *A method for the study of crack propagation in rock structures*. Geotechnique 45, 447 – 463.
- Schindler, C., Cuenod, Y., Eisenlohr, T., Joris, C.L.,** 1993. *Die Ereignisse vom 18 April und 9 Mai 1991 bei Randa (VS) - eint atypischer Bergstruz in Raten*. Eclogae geol. Helv. 86/3, 643 – 665.
- Selby, M.J.,** 1993. *Hillslope material and processes*. Oxford (Ed). Second Edition, 445 pp.
- Shemenda, A. I.,** 1994. *Subduction: Insights from physical modeling*. Mod. Approaches Geophys., 11, 215 pp., Springer, New York.
- Spencer, E.,** 1967. *A method of analysis of stability of embankments assuming parallel interslice forces*. Geotechnique 17, 11 – 26.
- Spillmann, T., Maurer, H., Willenberg, H., Evans, K.F., Heincken, B., Green, A.G.,** 2007. *Characterization of an unstable rock mass based on borehole logs and diverse borehole radar data*. Journal of Applied Geophysics 61, 16 – 38.
- Stead, D. Eberhardt, E.,** 1997. *Developements in the analysis of footwall slopes on surface coal mining*. Eng. Geol. 46, 41 – 61.
- Stead, D., Eberhardt, E., Coggan, J.,** 2005. *Developments in the characterization of complex rock slope deformation and failure using numerical modelling techniques*. Eng. Geol. 83, 217– 235.



## - T -

- Taylor, R.N., Coop, M.R.**, 1993. *Stress path testing of Boom Clay from Mol, Belgium*. In: Cripps, J.C., Coulthard, J.M., Culshaw, M.G., Forster, A., Hencher, S.R., Moon, C.F. (Eds.), *The Engineering Geology of Weak Rock*. Balkema, Rotterdam, pp. 77– 82.
- Terzaghi, K.**, 1962. *Stability of steep slopes in hard unweathered rock*, *Geotechnique*, 12, 251 – 270.
- Thélin, P.**, 1987. *Nature Originelle des gneiss ocellés de Randa*. Bull. du laboratoire de géologie de l'Université de Lausanne, 290, Lausanne.
- Tibaldi, A., Rovida, A. and Corazzato, C.**, 2004. *A giant deep-seated slope deformation in the Italian Alps studied by paleoseismological and morphometric techniques*. *Geomorphology*, 58, 27-47.
- Tichlaar, B.W., Ruff, L.J.**, 1993. *Depth of seismic coupling along subduction zones*. *J. Geophys. Res.* 98, 2017 – 2037.

## - V -

- Varnes, D.J.**, 1978. *Slope movement types and processes*. In: Schuster, R.L. and Krizek, R.J. (eds.), *Landslides-Analysis and control*, Special report 176, Transformation Research Board, Washington, D.C., 12 – 33.
- Varnes, D.J., Coe, J.A., Godt, J.W., Savage, W.Z., Savage, J.E.**, 2000. *Measurements of ridgespreading movements (Sackungen) at Bald Eagle Mountain, Lake County, Colorado, II: continuation of the 1975 – 1989 measurements using a Global Positioning System in 1997 and 1999*. OpenFile report 00 – 205, online edition, U.S. Geological survey.
- Verman, M., Singh, B., Viladkar M.N. and Jethwa J.L.**, 1997. *Effect of tunnel depth modulus of deformation of rock mass*. *Rock Mechanics and Rock Engineering* 30, 121 – 127.
- Vidal, N., Merle, O.**, 2000. *Reactivation of basement faults beneath volcanoes: a new model of flank collapse*. *J. Volcanol. Geother. Res.* 99, 9 – 26.

## - W -

- Wagner, A.**, 1991. *Bergstruz Grossgufer Randa – Etude structurale et géomécanique*, Centre de Recherches Scientifiques Fondamentales et Appliquées de Sion. Sion.

- Wegmann, M.**, 1998. *Frostdynamik in hochalpinen Felswänden am Beispiel der Region Jungfrauocch-Aletsch*. Ph.D. Thesis, ETH Zurich, 144 pp.
- Whalley, W.B.**, 1984. *Rockfalls. Chap. 7* in Slope instability, D. Brundsen and D.B. Prior (eds.): 217 – 256. Chichester, New York, Brisbane, Toronto, Singapore: John Wiley & Sons.
- Willenberg, H.**, 2004. *Geologic and kinematics model of a complex landslide in crystalline rock (Randa, Switzerland)*. Ph.D. Thesis, Swiss Federal Institute of Technology, Zurich.
- Willenberg, H., Loew, S., Eberhardt, E., Evans, K. F., Spillmann, T., Heincke, B., Maurer, H., Green A. G.**, 2008, *Internal structure and deformation of an unstable crystalline rock mass above Randa (Switzerland): Part I — Internal structure from integrated geological and geophysical investigations*, Eng. Geol. 101, 1-14.
- Wong, T.-F., David, C., Zhu, W.**, 1997. *The transition from brittle faulting to cataclastic flow in porous sandstones: mechanical deformation*. J. Geophys. Res. 102, 3009 – 3025.
- Wyns, R.**, 2002. *Climat, eustatisme, tectonique: quels contrôles pour l'altération continentale ? Exemple des séquences d'altération cénozoïques en France*. Bull. Inf. Géol. Bass. Paris 39, 5 –16.

**- Z -**

- Zischinsky, U.**, 1966. *On the deformation of high slopes*. Proc. 1<sup>st</sup> conf. Int. Soc. Rock Mech., Lisbon. Sect 2, pp. 179 – 185.



# **Annexes**

## **Annexe 1 : 3D Physical Modeling of DeepSeated Landslides: new technique and first results**

A. Chemenda, S. Bouissou, and D. Bachmann

Publie a : Journal of Geophysical Research, vol. 110, F04004, doi: 10.1029/2004JF000264, 2005.

### **Abstract**

A new technique for physical (experimental) modeling of landsliding and first results are presented. The technique is based on the use of new elastobrittleplastic analogue materials, and an original vertical accelerator device enabling an increase in the “gravity acceleration”. This technique allows slope stability to be addressed in a full 3D, large strain formulation involving brittle and ductile rupture of the material. Three sets of experiments on the scale of a mountain ca. 1 km high are presented. The first one was designed to define the conditions and the mode of instability (deformation) in a homogeneous unfractured model. Instability occurs when the effective compressive strength  $\sigma_c$  of the mountain is as small as  $10^7$  Pa, i.e. about one order of magnitude lower than the typical strength of small rock samples. The deformation and rupture involve the whole mountain and correspond to wellknown *deepseated gravitational slope deformation*. In the second set of experiments we introduced inherited “tectonic” faults, which considerably reduce mountain stability, with deformation again developing at the mountain scale. The introduction of the local smallscale fractures and weak zones in the last set of experiments resulted in smaller scale shallow landslides.

Keywords: Landslide, Deepseated gravitational slope deformation, Slope stability, Physical modeling.

## 1. Introduction

Deep seated landslides are phenomena usually observed in anisotropic fractured rock massifs [e.g. *Kato and Hada*, 1980; *Chigira*, 1985; *Agliardi et al.*, 2001]. Slope movements develop largely through the propagation and interaction of preexisting fractures [*Scavia*, 1995; *Kaneko et al.*, 1997] and the development of shear localization zones [*Allison*, 1992; *Petley*, 1996]. New surface zones are subjected to physical and chemical weathering and alteration caused by temperature changes and fluid circulations within the fractures and pores [*Broch*, 1974; *Hoek and Brown*, 1997; *Hall and André*, 2001]. These factors, as well as the discontinuities and heterogeneities of various scales in the rock masses, strongly complicate a definition of the effective mechanical properties of mountain masses. This in turn makes the mechanical modeling of gravitational instability a difficult exercise [*Barla and Chiriotti*, 1995; *Voight*, 2000; *Brueckl and Parotidis*, 2001; *Agliardi et al.*, 2001; *Eberhardt et al.*, 2004]. On the other hand, it is still a challenge for continuum numerical modeling approaches to take into account brittle rupture processes [*Scavia*, 1990, 1995; *Hajiabdolmajid and Kaiser*, 2002] or large plastic strain [*Brueckl and Parotidis*, 2001; *Eberhardt et al.*, 2004]. Models with explicit representation of the heterogeneities can treat only a few fracturelike heterogeneities [*Benko*, 1997; *Stead and Eberhardt*, 1997], which are not allowed to propagate [*Hencher et al.*, 1996; *Stead and Eberhardt*, 1997], whereas propagation is an inherent part of the landslide initiation and further evolution.

The essentially 3D geometry (hence nature) of landslides makes modeling still more difficult. This difficulty can be overcome using a physical (experimental) modeling approach. Physical models are inherently 3D and there is normally no problem with the introduction of different kinds of heterogeneities such as fractures/faults, and weak and strong zones. This technique has been applied to the problem in question mainly using granular materials, particularly sand [*Donnadieu and Merle*, 1998; *Vidal and Merle*, 1999; *Davies and Mc Saveney*, 1999]. The angle of internal friction of the sand and of most other granular materials is about 30°. Models of mountains of realistic geometry made of such materials remain stable. To cause sliding, slopes have to be increased unrealistically or lubricating internal layers must be added [*Donnadieu and Merle*, 1998; *Vidal and Merle*, 1999]. In addition, such granular materials with low cohesion and toughness do not reproduce the brittle fracturing responsible for initiating instabilities in many cases [*Forcella*, 1984].

Experimental models should be physically scaled properly, so that their properties satisfy the necessary similarity criteria. Because materials with such properties do not exist, they were created for this study. The material used in the present work represents a compositional system based on liquid and solid hydrocarbons. It possesses elastobrittleplastic properties sensitive to the temperature. Variation of the temperature allows us to obtain the required strength and elasticity modulus.

One more freedom degree in variation of material rupture properties is provided by the original vertical accelerator device designed for this modeling. It allows us to increase the “gravity acceleration” in the model (hence, to use stronger and more brittle materials) up to a factor of 50. We are thus able to study slope stability in three dimensions and at large strains that involve both brittle and ductile rupture of the material.

## **2. Similarity criteria, modeling concept and analogue material**

To perform the dimensional analysis, we have first to establish a list of the parameters that control the phenomenon under study. Generally, it should include the following parameters: the specific weight  $\rho g$  ( $\rho$  is the density and  $g$  is the acceleration due to gravity), uniaxial compressive  $\sigma_c$  and tensile  $\sigma_t$  strengths, Young modulus  $E$ , Poisson’s ratio  $\nu$ , internal friction angle  $\phi$ , parameters characterizing strain softening, porepressure  $p$ , the spatial scale of the phenomenon (the mountain height  $H$ , for example) and angles that define the geometry of the object (the model must be geometrically similar to the prototype). The similarity criteria can be then derived using the Pi-theorem. Having these criteria and the parameter values for the natural prototype, one can easily obtain the values of these parameters for the model.

The problem is that the properties are not well known for the natural case, and we have to introduce the necessary simplifications. For example, the friction angle  $\phi$  for a wide variety of rock mass types (or rock mass qualities according to [Hoek and Brown, 1997]) varies between  $20^\circ$  and  $40^\circ$  [Hoek and Brown, 1997; Cruden, 2003] and in weathered rock masses (where landsliding is usually initiated) can fall below  $10^\circ$  [Bjerrum, 1967; Matsukura, 1996]. The  $\phi$  value representative of slope destabilization at the scale of a mountain is not clear from these data. On the other hand, it is known that the effective resistance parameter values (including frictional resistance) reduce as both the spatial and temporal scales increase [e.g. Hoek and Brown, 1997] for three principal reasons: (1) for larger rock masses, the number of different kinds of discontinuities (e.g. fractures) that can interact to provoke early failure is

larger; (2) for larger sizes (hence depth and pressure), the inclination of the strength envelope (or friction angle) is smaller, and can reach zero or even negative values in the case when nonelastic deformation is accompanied by pressure-induced compaction (grain/block crushing) of the material [e.g. *Issen and Rudnicki, 2000*]; (3) long loading activates various creep mechanisms (see below) which reduce the strength and make the material more ductile (hence less frictional) [e.g. *Ranalli, 1996*]. Pore pressure also strongly affects the effective resistance and the frictional stresses between the grains [*Terzaghi, 1950; Jaeger, 1972; Biot, 1973*]. The distribution and temporal variation of this pressure at large spatial and temporal scale are not very clear. Therefore we neglect in our first approximation analysis both the internal friction and the pore pressure. On the contrary, we pay much attention to the material cohesive strength and its capacity to generate brittle fractures. This capacity depends on the constitutive law characterizing the material and can be defined approximately by the strain softening and  $\sigma_c/\sigma_t$  ratio. The higher the ratio and the softening, the higher the fracturing capacity (the material is more brittle). We do not have, however, quantitative constraints on the parameters defining brittleness in nature at the scale of interest. Therefore we simply ensure that the model material should be “brittle enough.”

Real rock masses show time-dependent behavior at different (including mountain) scales. The causes of this creep phenomenon are more or less known: pressure solution, stress corrosion, subcritical crack growth affected by physical and chemical interaction of rocks with fluids, progressive damage [e.g. *Brückl and Parotidis, 2004*] and alteration. On the other hand, the corresponding constitutive laws defining in particular the effective viscosity of a rock mass have not yet been obtained. Therefore we do not know how to incorporate this viscosity into our analysis. For this reason we will consider that the natural material is strain rate independent and exclude the viscosity from the list of the defining parameters. The remaining parameters yield the following similarity criteria for modeling quasistatic processes [*Shemenda, 1994*]:

$$\frac{H^o}{V^o t^o} = \frac{H^m}{V^m t^m}; \frac{\sigma_c^o}{\rho^o g^o H^o} = \frac{\sigma_c^m}{\rho^m g^m H^m}; \frac{E^o}{\sigma_c^o} = \frac{E^m}{\sigma_c^m} \quad (1)$$

where superscripts “o” and “m” mean original and model, respectively;  $V$  is the displacement rate (the Poisson’s ratio is neglected here). To satisfy these criteria, a new low frictional elastobrittleplastic analogue material *Slope1* with strain softening (Figure 1) has been created (the material is custommade and available from MIR International, Inc. (Newton, MA 02459,



USA)). The material represents a compositional system based on liquid and solid hydrocarbons. Its strength, softening, and  $\sigma_c/\sigma_t$  ratio strongly depend on the temperature, all reducing with temperature increase (Figures 1b and 1c).

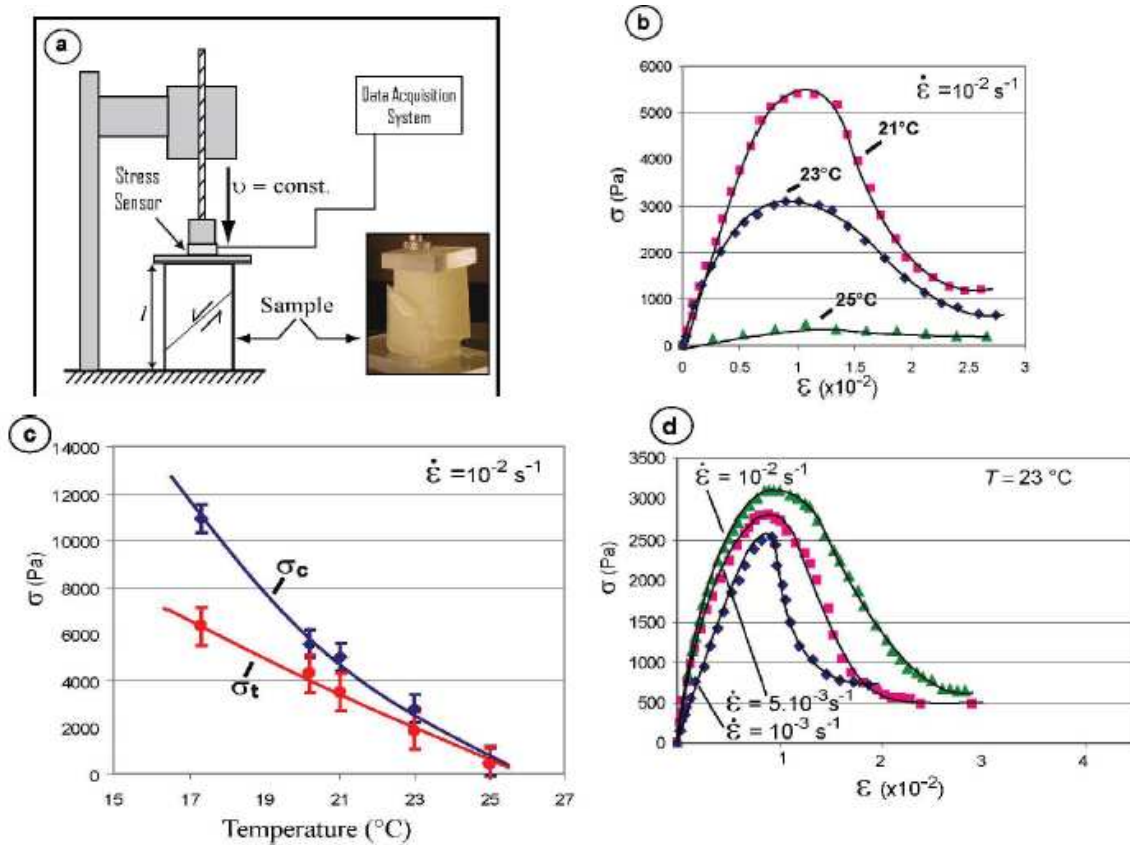


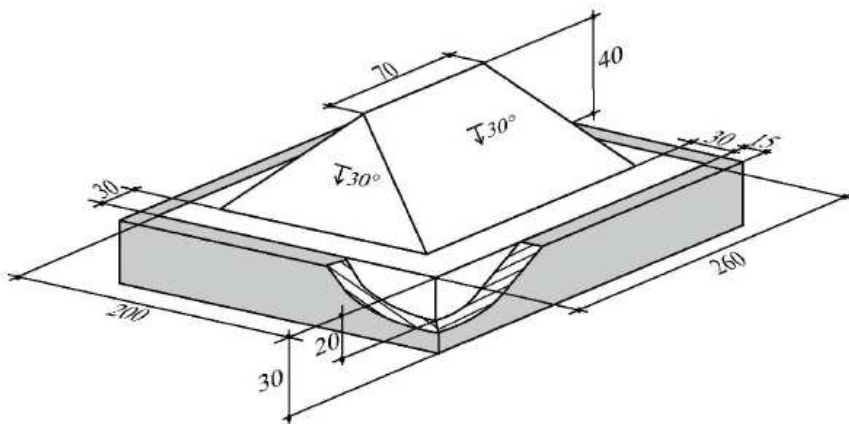
Figure 1. Properties of the model material Slope1. (a) Set up of the uniaxial compression, constant velocity tests; (b) Uniaxial stress/strain diagrams at different temperatures and constant strain rate:  $\dot{\epsilon} = 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ ; (c) Compressive  $\sigma_c$  and tensile  $\sigma_t$  strengths versus temperature; (d) Stress/strain diagrams for various velocities  $u$  at  $T = 23^{\circ}\text{C}$ . Strain rate is calculated as:  $\dot{\epsilon} = v/l$ , where  $l$  is the initial height of the sample.

*Slope1* is slightly rate dependant within the strain rate  $\dot{\epsilon}$  range of interest (see below): it is seen from Figure 1d that increase in  $\dot{\epsilon}$  by a factor of approximately 30, causes increase in the applied stress (strength) of less than 20% (highly nonlinear viscosity). Yet, this material possesses, typical of colloidal systems, dependency of the effective viscosity on the strain: the viscosity is much higher at small strains (before failure) and rapidly decreases with strain increase. Figure 1d shows that after failure (at  $\epsilon > 0.02$ ), the material residual strength is almost the same for different strain rates. Thus at this stage of deformation the viscosity falls almost to zero. Strain rate dependency of *Slope1* becomes still lower with strain rate reduction.

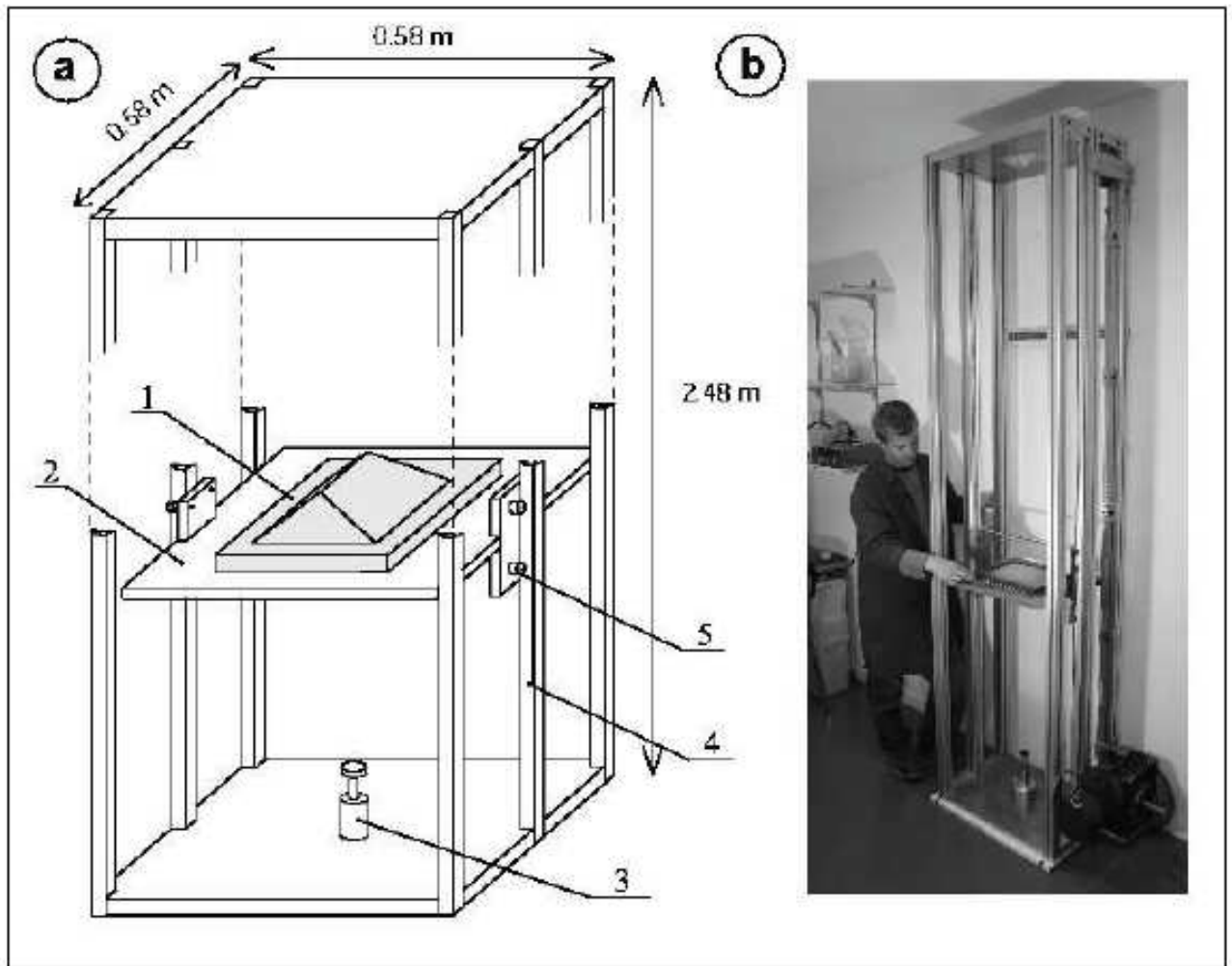
At strain rates of the order of  $10^{-2}\text{s}^{-1}$ , typical for the experiments presented below, one can consider the strength of  $Slope_1$  to be strain rate independent.

### **3. Experimental set up and procedure**

To create the mountain model a melt of the analogue material is poured into a rigid PVC box at a temperature of  $50^{\circ}\text{C}$ . After cooling to a temperature of  $20^{\circ}\text{C}$  at which the crystallized material is strong enough and can be easily handled without being damaged, it is cut to obtain the desired shape, including prismatic mountain (ridge) with a parallelepiped basement (Figure 2). The model basement is “welded” to the box; therefore, the coupling between them is strong. In all experiments both the model geometry and composition are the same. We varied the strength of the model (by temperature change) and its internal structure to study their influence on the gravitational destabilization. To perform the experiments, the model (with the box, Figure 2) is put onto the mobile platform of the vertical acceleration device (accelerator) shown in Figure 3.



*Figure 2. Scheme of the model (dimensions are in millimeters). The model includes a prismatic mountain with all four faces dipping at an angle of  $30^{\circ}$  and a parallelepiped basement within a rigid box (coupling between the model and the box internal surfaces is strong).*



*Figure 3. Scheme (a) and photo (b) of the vertical accelerator device with model (1) Model; (2) Mobile platform (aluminum base) supporting the model, (3) EnidineR 5cm stroke shock absorber, (4) Aluminum rails guiding the falling platform, (5) Ball bearings.*

The platform is uplifted to  $h = 2$  m or less and then is released. During free fall it reaches a maximum velocity of 6 m/s just before coming into contact with a shock absorber. The model is then rapidly but smoothly decelerated to zero velocity on a shock absorber of 5 cm stroke. During this phase, the model undergoes a strong acceleration (deceleration)  $g_m$  acting in the same direction as gravity. The magnitude and the duration of the deceleration/acceleration phase are measured with a high frequency accelerometer fixed to the platform.  $g_m$  reaches a maximum value of about  $500 \text{ m/s}^2$  if the model is dropped from the maximum initial elevation level  $h = 2$  m. The deceleration phase lasts about  $\Delta t_c \approx 10^{-2}$  s (Figure 4) which yields the frequency of the loading input  $f_g = 1/2\Delta t_c = 0.5 \times 10^2$  Hz.

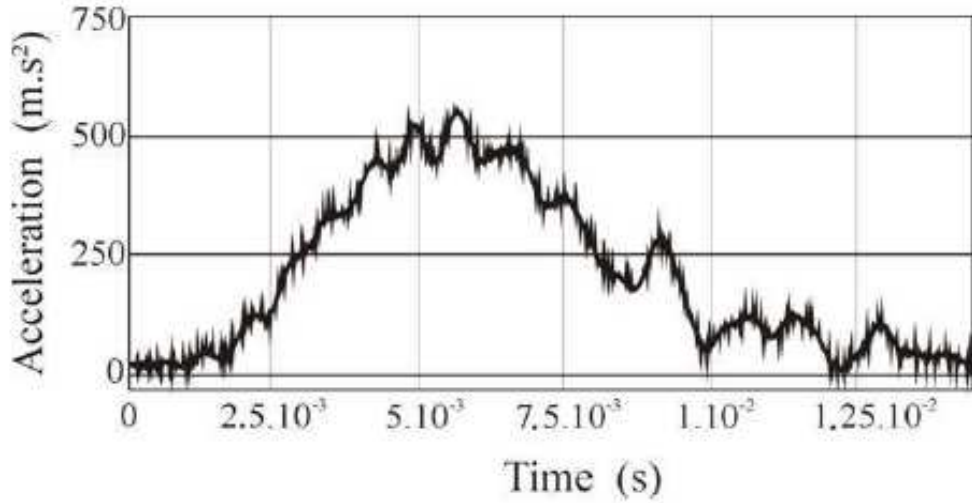


Figure 4. Accelerogram recorded by the high frequency accelerometer fixed to the falling mobile platform of the accelerator device shown in Figure 3.

The experimental procedure includes three stages. The first one consists of heating the model at a given boundary (ambient) temperature until a uniform temperature within the model is reached. The ambient temperature is automatically controlled (maintained) using a heating/cooling system. The time  $T_e$  of the model thermal equilibrium can be estimated as:

$$T_e = \frac{H^2}{\kappa} \quad (2)$$

where  $H$  is the model spatial scale ( $H \approx 40$  mm) and  $\kappa$  is the thermal diffusivity coefficient of  $Slope_1$  ( $\kappa = 2 \times 10^{-7}$  m<sup>2</sup>/s). It follows that  $T_e \approx 2$  hours. The model is maintained at constant boundary temperature two times longer to insure a uniform temperature within the model. Measurements of the temperature evolution within the model have been conducted by inserting micro thermocouples into the model at different depths. It confirmed that 4 hours is an optimal time for the model to reach thermal equilibrium. After the heating the model is subjected to a sequence of acceleration steps during which its surface deformation is observed and registered using a high resolution digital camera. After the experiment, the model is cooled to 5°C and then is cut, in order to study the internal deformation.

The loading of the model (acceleration cycling) is usually started at the maximum acceleration  $g_m$  and a relatively low temperature, at which gravity-induced stresses are lower

than those needed to initiate the model failure. Then the temperature is progressively increased until model rupture is initiated. The initiation of rupture means that gravity-induced stress has reached the model strength (the failure surface in the stress space). Keeping this temperature constant we repeat the acceleration cycles to observe the rupture propagation during “landslide” initiation and further evolution. Normally about  $n = 100$  acceleration steps are needed to obtain a clearly visible macro fracture at the model surface. According to the curves in Figure 1b and 1d, the model strain at this stage reaches values of about 0.01 (at this strain the strength is attained and the material undergoes failure). The strain rate during this stage can be estimated as  $\dot{\epsilon} = \epsilon / (n\Delta t_c) = 0.01 / 100 \times 10^{-2} = 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ , which is within the  $\dot{\epsilon}$  range shown in Figure 1d. The experiment can include several hundred steps if very large total strains are desired.

The presented “gravity” loading technique serves the same objective as traditional methods based on the use of a centrifuge. Our technique, however, possesses a number of advantages, as listed below:

- (1) Large models can be studied without large and “heavy” experimental equipment such as centrifuges where long arms (up to ~10 m) have to be used to reach a uniform acceleration of the model.
- (2) Unlike centrifuges, with our technique the model evolution can be observed directly in very small increments and in great detail. Modifications of the model structure and morphology can be made at each step to simulate processes such as erosion, alteration, strength degradation etc.
- (3) Model deformation can be abruptly stopped at any stage. This is especially important when studying unstable processes, which once initiated evolve very rapidly. With centrifuges such stops are impossible.

#### **4. Validity of the loading procedure**

The question naturally arises whether the presented cycling loading technique is equivalent to the static loading corresponding to a constant gravity field. In other words, can our technique be considered as quasistatic or is it dynamic? For the model to be loaded under quasistatic conditions, the frequency  $f_g$  of the acceleration (loading) input should be much smaller than the frequency  $f_d$  of the stress/strain state “update” within the model during loading. The update occurs with the elastic wave speed  $C$  and depends on the spatial scale  $H$  such that:

$$f_d = C / H \quad (3)$$

Vertical deceleration of the model generates  $p$ waves in the same direction. Hence  $C=C_p$ .  $C_p$  was measured for our model material to be between 100 and 200 m/s. Assuming  $H=6 \times 10^{-2}m$  and  $C_p=1.5 \times 10^{-2}m/s$ , we obtain:  $f_d=0.25 \times 10^{-4} s^{-1}$ . As stated above, the frequency of the loading input is  $f_g=0.5 \times 10^{-2} s^{-1}$ . Thus, as is required,  $f_g / f_d=2 \times 10^{-2} \ll 1$  and hence our loading technique can be considered quasistatic. The above ratio corresponds to the Strouhal number  $St$ :

$$St = \frac{f_g}{f_d} = \frac{H}{Vt} \quad (4)$$

( $t=2 \Delta t_c$ ;  $V=C$ ) widely used in hydrodynamics where it is usually a function of the Reynolds number. In our case, the condition  $St = const.$  is not a similarity criterion in the above dynamic sense. On the other hand, the condition  $H/(Vt) = const.$  is still a similarity criterion (see the first condition in equations (1)). However,  $V$  in this criterion is no longer the velocity of the elastic waves. It corresponds to the mean velocity value of nonelastic displacement of the model material. This criterion has a purely kinematic sense and simply means that the ratio of the characteristic scale  $H$  to the displacement  $\Delta l$  (along the forming fault, for example) should be the same in nature and in the model. This criterion therefore relates the time in nature and in the model at various stages of landsliding (of displacement  $\Delta l=Vt$ ).

Thus, our loading technique can be considered as quasistatic.

Now we have to insure that the model deformation on a loading cycle timescale (or frequency) is not dynamic either. For this we have to take care that the inertial force  $F_i$ , arising within the model during its deformation at this scale, be negligible compared to the force driving the process, i.e. the artificial gravity force  $F_g=\rho g_m$ . The inertial force is  $F_i=\rho a$ , where  $a$  is the acceleration of the model material relative to the platform of the accelerator.

This acceleration is:  $a = \frac{d^2 u_c}{dt^2}$ , where  $u_c$  is the displacement of the model material relative to the platform during one loading cycle. This acceleration can be estimated as:

$$a = U_c \Delta T^2 \quad (5)$$

where  $U_c$  is the total displacement during one cycle (it is the scale of  $u_c$ ), and  $\Delta T$  is the duration of the displacement. The displacement occurs when the artificial gravity acceleration reaches its near maximum value ( $g_m \approx 500 m/s^2$ ) and lasts, approximately, 0.1 times the loading cycle ( $\Delta t_c \approx 10^{-2} s$ ;  $\Delta T \approx 10^{-3} s$ ). During a loading cycle before the complete failure of

the material, the strain rate was estimated above to be  $\dot{\epsilon} \approx 10^{-2} s^{-1}$ . The corresponding displacement during one cycle is  $U_c = \dot{\epsilon} \Delta TH = 10^{-2} s^{-1} \times 10^{-3} s \times 6 \times 10^{-2} m \approx 10^{-6} m$ .

Therefore  $a/g_m \approx 10^{-3} \ll 1$  (see Equation (5)). After the failure, direct measurements of the residual displacement along the resultant faults yield  $U_c$  values of the order of 0.1 mm ( $10^{-4} m$ ) for which  $a/g_m \approx 10^{-1}$ , which is still acceptable (in any event, the post failure sliding is largely predefined by the fault network created during the failure).

## **5. Results**

A total of about 50 experiments have been conducted under various conditions. We report here the results of the three most representative trials. All experiments were carried out at the maximum acceleration:  $g_m = 500 m/s^2$ .

### *Experiment 1: Homogeneous model.*

As mentioned in section 3, to conduct the experiments we first determine a maximum (threshold) model material strength (or temperature  $T_m$ ) at which failure starts. At this temperature the nonelastic displacement within the model at each acceleration step is minimal and the viscous stresses are negligible. To determine  $T_m$  the model is thermally equilibrated at a progressively higher temperature  $T$  during 4 hours (as indicated in section 3) and is then subjected to acceleration cycling. The first signs of fracturing are observed at  $T_m = 23^\circ C$ , which  $\approx$  corresponds to  $\sigma_c = 3100 Pa$  (Figure 1b and 1d). Four fractures appear almost simultaneously at the model surface, all located on the long sides of the mountain (ridge) (Figure 5a). Both the lengths of the fractures and the displacement along them increase with further cycling resulting in subsidence of the mountain top and overall horizontal extension of the mountain, especially in the direction perpendicular to the crest (Figure 5b). Two fractures also appear at the toe of the large slopes (Figure 5b). The fractures observed at the surface correspond to the master normal and thrust faults within the model body shown in Figure 5c. It should be noted that although the blocks between the master faults look rigid, they undergo nonelastic strain and are commonly microfractured.

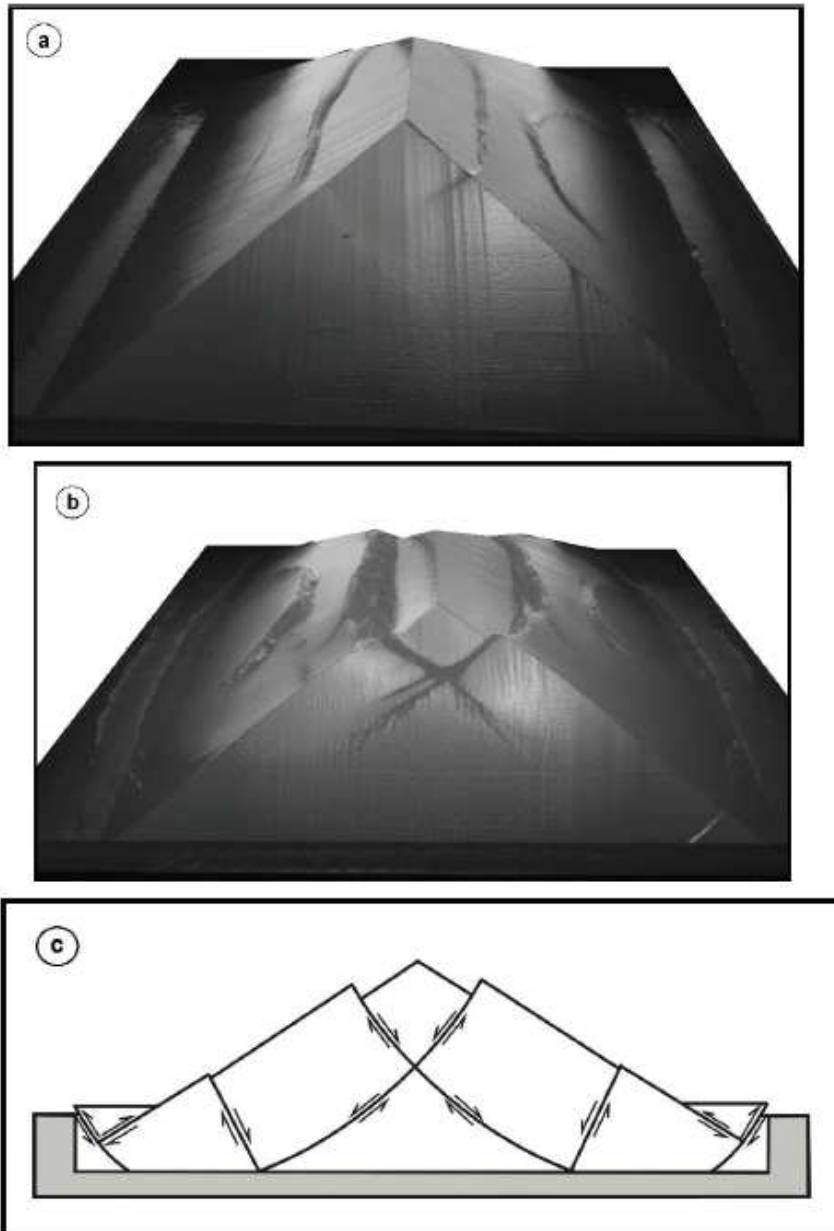


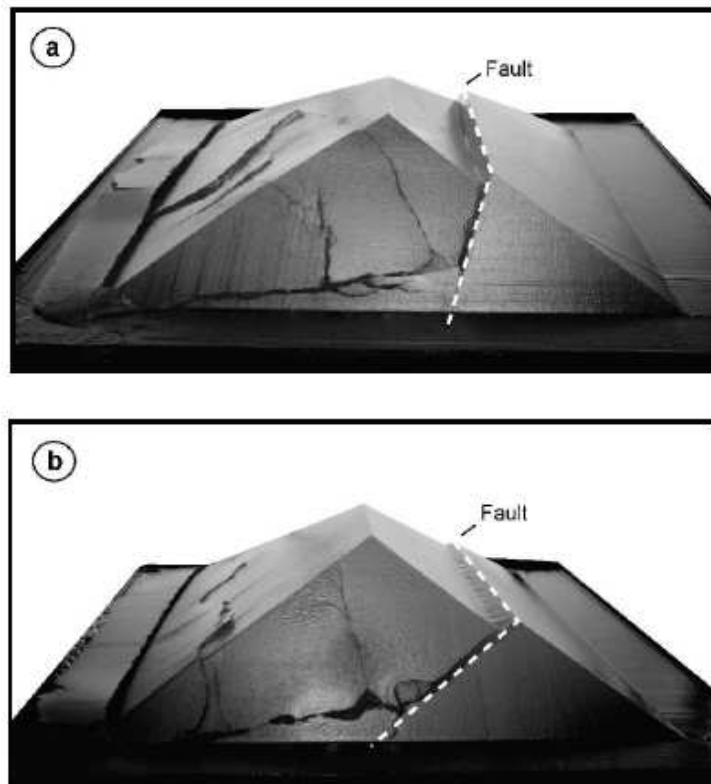
Figure 5. Experiment 1, homogeneous model,  $\sigma_c = 3100 \text{ Pa}$  ( $T=23^\circ\text{C}$ ) a) Model photo after 80 acceleration steps; b) The same after 100 acceleration steps. c) Scheme of the master faults formed within the model.

#### Experiment 2: Prefaulted model.

Before acceleration cycling, the whole model (from the surface to the bottom) is cut to simulate a preexisting inclined plane fault. Fracturing in this experiment starts at lower temperature (higher strength). With a preexisting fault dipping  $60^\circ$  (Figure 6a), the threshold strength is:  $\sigma_c = 4500 \text{ Pa}$  ( $T = 21.5^\circ\text{C}$ ). For a dip of  $30^\circ$  (Figure 6b)  $\sigma_c = 5300 \text{ Pa}$  ( $T = 21^\circ\text{C}$ ). In both cases the deformation starts with normal fault movement along the preexistent faults.



This displacement causes large strain and complex multiple fracturing of the sliding units, with a principal (master) fault forming close to the base of the model.



*Figure 6. Experiment 2. Photos of two similar experiments with preexisting faults (dashed lines) cutting the whole model from the surface to the bottom and dipping at an angle  $\alpha$ . a) Model after 100 acceleration steps,  $\alpha = 60^\circ$ , and  $\sigma_c = 4500$  Pa; b) Model after 100 acceleration steps,  $\alpha = 30^\circ$ , and  $\sigma_c = 5300$  Pa.*

### *Experiment 3: Model with a local shallow weak zone.*

A circular fault/weak zone parallel to the slope surface (Figure 7) is introduced at a shallow depth of 8 mm (for comparison, the mountain height is 40 mm). Fracturing starts at  $\sigma_c = 5300$  Pa in the weak zone and then propagates first parallel to this zone (to the slope surface) and then along curved trajectories towards the model surface (Figure 7a). The first fracture appears at the surface above the weak zone and then below it, outlining an elongated sliding unit. With further cycling this unit undergoes large deformation and fracturing (Figure 7b).

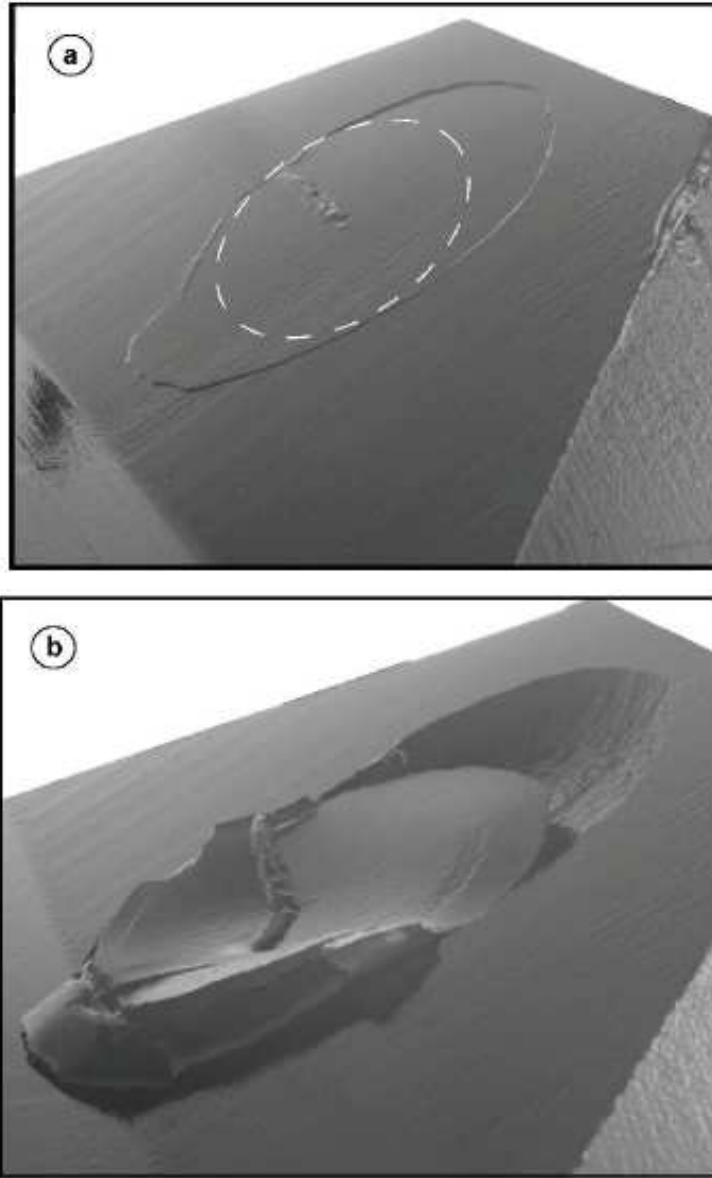


Figure 7. Experiment 3,  $\sigma_c = 4000$  Pa. Model with a local planar, circular, shallow (8 mm deep) weak zone parallel to the slope surface (white dashed line in Figure 9a represents projection of the cut contours on the surface). (a) After 80 acceleration steps; (b) after 100 acceleration steps.

## **6. Discussion**

A large amount of literature on the effective properties of geological scale discontinuous rock masses [e.g. Singh, 1973; Bieniawski, 1978; Goodman, 1980; Brady and Brown, 1985; Hoek and Brown, 1997, Amitrano, 2004] shows that the magnitudes of the effective elastic and strength parameters are generally reduced as spatial and time scales increase. Different approaches exist for addressing the scale problem. Our approach is to study the response

(deformation) of a mountain to a progressively increasing gravitational load or, equivalently, to the strength reduction at a constant acceleration due to gravity. We first consider an unfractured, homogeneous mountain and assess the maximum strength  $\sigma_c$ , required for the onset of deformation under the force of gravity. The obtained value  $\sigma_c = 3100$  Pa can be adjusted to the scale of natural mountains using the second similarity criterion in (1). Assuming that the mountain height in nature is  $H^o=2$  km,  $\rho^o = 2.5 \times 10^3$  kg/m<sup>3</sup> and considering that in the model  $H^m=4 \times 10^2$  m, and  $\rho^m = 0.86 \times 10^3$  kg/m<sup>3</sup>, we obtain  $\sigma_c^o \approx 10^7$  Pa. This is almost one order of magnitude lower than values measured in the laboratory on small samples, but corresponds well to the value proposed by Hoek and Brown (1997) for average quality rock masses. The sagging type deformation of a homogeneous experimental model (Figure 5) is often observed in nature and is known as *deep seated gravitational slope deformation* [Iovine and Tansi, 1998; Crosta and Zanchi, 2000; Agliardi et al., 2001, Kellogg, 2001]. It affects mountains that can be considered mechanically homogeneous [Kellogg, 2001], but this kind of deformation is also observed in massifs cut by a fault [Iovine and Tansi, 1998; Rizzo, 2002], as in experiments 2 and 3 (Figures 6 and 7). The introduction of faults and fractures into the model results in earlier (easier) destabilization of the mountain, i.e. sliding occurs at higher  $\sigma_c$  values. The difference with the homogeneous case is not, however, drastic and does not exceed on average a factor of two. In the presence of large scale (tectonic) faults, the mountain deformation is asymmetric, (Figure 6), but still involves nearly the whole mountain.

Experiments show that suitably orientated fractures, faults or other discontinuities (e.g. schistosity, bedding, strongly altered zones) can cause much shallower *deep seated landslides* as that in Figure 7. Considering that in the experiments the both types of gravity induced deformation, the *deep seated gravitational slope deformation* and the *deep seated landslides*, occur at similar strength  $\sigma_c$  values, they should coexist in the same mountain. In this paper we discuss the influence on the mountain/slope destabilization of only one parameter, the effective strength  $\sigma_c$ . Other mechanical parameters should also affect the phenomenon under study. The static elasticity modulus of the model  $E^m$  depends on the temperature (Figure 1b) and is between  $10^6$  Pa and  $2 \times 10^6$  Pa in the range of temperature we apply. The corresponding value in nature according to the last similarity criteria in (1) is ca.  $E^o = 6 \times 10^9$  Pa, which is several times lower than the elasticity modulus measured in the laboratory on intact rock samples [Turcotte and Schubert, 1982] and only two times lower than the deformation modulus of average quality rock mass [Hoek and Brown, 1997]. The real effective  $E^o$  value

representative of the mountain scale is unknown. The ratio  $\sigma_c/\sigma_t$ , along with the strain softening controls the material brittleness (hence, details of fracturing). These parameters were not investigated, but we have the possibility of varying them for the same material composition by varying the temperature (see Figure 1). Both parameters increase with temperature reduction, but the  $\sigma_c$  value increases as well, changing the ratio  $\sigma_c /(\rho gH$  (see equation (1)). To keep this ratio constant we simply have to increase the model size ( $H$ ), which is not a problem with our technique. It should be noted that considering strong temperature sensitivity of the model material strength, it is possible to introduce different strength variations within the model by its heterogeneous heating to mimic some real setting. The obtained effective strength of the mountain (ca.  $10^7$  Pa) is entirely cohesive, whereas in reality it has both cohesive and frictional components. Their respective contributions remain to be investigated. In order to do this, a new frictional material is being developed.

## **7. Conclusions**

The most usable technique in modeling landsliding is numerical simulation. This powerful tool is hampered, however, by difficulties in analyzing brittle failure, especially in three dimensions and when large nonelastic strains are involved. Therefore, the use of another modeling technique, physical modeling, is indispensable. To correctly apply this technique to gravity-induced deformation, an artificial increase in gravity is usually needed. The new technique presented here is an alternative to the traditional centrifuge method. It has a number of advantages such as the possibility of studying large models, directly observing and making necessary measurements at any stage during the deformation of the model, progressing the experiment by small time/deformation increments, and lowcost. The first results reported for simple models and a new analogue material demonstrate the potential of the proposed method for studying landslides and rock mass failure processes in general. These results are consistent with the available geological information and provide insights into mechanisms of initiation and evolution of landslides. This process can involve the whole mountain or only part of it (superficial part in particular) depending on the presence and distribution of the preexisting faults and fractures. Further experiments will be focused on the detailed study of the interplay between different scale processes. The preliminary experiments show that investigation of the behavior of a single mountain (ridge) is not sufficient, as it is affected by the largescale deformation of the neighboring mountains that should be integrated into the model. It is also

clear that in active mountain regions the crust is subjected to strong tectonic stresses that certainly affect states of stress and strain [Miller and Dunne, 1996; Molnar, 2004] and hence mountain destabilization.

### **Acknowledgments.**

We are grateful to F. Hutter, and two other anonymous reviewers and editors for the constructive suggestions and criticisms. We thank G. Buffet for the help in developing the loading device and C. Wibberley for improving the English. This work has been supported by the CNRS through the ACI “Prevention des Catastrophes Naturelles”.

### **References**

- Agliardi, F., G. Crosta, and A. Zanchi (2001), Structural constraints on deepseated slope deformations kinematics, *Eng. Geol.* 59, 83 – 102.
- Allison, R. J. (1992), Landslide types and processes, in *The Coastal Landforms of West Dorset*, Geologists' Association, Edited by R. J. Allison, pp. 35 – 49.
- Amitrano, D. (2004), Emergence de la complexite dans un modele simple de comportement mecanique des roches, *C. R. Geoscience* 336, 505512.
- Barla, G. and E. Chirioti (1995), Insights into the behaviour of the large deepseated gravitational slope deformation of Rosone, in the Piemonte region (Italy). *Felsbau* 13, 425 –432.
- Benko, B. (1997), Numerical modelling of complex slope deformations, *PhD Thesis*, 366 pp., Department of Geological Sciences, University of Saskatchewan, Canada.
- Bieniawski, Z. T. (1978), Determining Rock Mass Deformability: Experience from Case Histories. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, 15, 237247.
- Biot M.A., (1973), Non linear and semilinear rheology of porous solids, *J. Geophys. Res.*, 78: 49244927.
- Bjerrum, L (1967), The third Terzaghi lecture: Progressive failure in slopes of overconsolidated plastic clay and clay shale, *Journal of the soil mechanics and foundation division*, Proceedings of the American Society of Civil Engineers, 98, SM 5, 49pp. New York.
- Brady, B. H. G., and E. T. Brown (1985), *Rock Mechanics for Underground Mining*, edited by George Allen & Unwin, London.
- Broch, E., (1974), The influence of water on some rock properties. Proceedings 3rd Congress ISRM, 33–38, Denver.
- Bruckl, E. and M. Parotidis (2004), Prediction of slope instabilities due to deepseated gravitational creep, *Natural Hazards and Earth System Sciences* 5, 155172.
- Brueckl, E. and M. Parotidis (2001), Estimation of largescale mechanical properties of a large landslide on the basis of seismic results, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.* 38, 877 – 883.

- Chigira, M. (1985), Mass rock creep of crystalline schist: minor structures formed by mass rock creep. *J. Jap. Soc. Eng. Geol.* 26, 25 – 79.
- Crosta, G., and A. Zanchi (2000), Deep seated slope deformations. Huge, extraordinary, enigmatic phenomena, Proceeding of the 8th International Symposium on Landslides, pp. 126131, edited by E. Bromhead, Cardiff.
- Cruden, D.M. (2003), The shapes of cold, high mountains in sedimentary rocks. *Geomorphology*, 55, 549261.
- Davies, T.R., and M.J. Mc Saveney, (1999), Runout of dry granular avalanches. *Can. Geoth. J.* 36, 313 – 320.
- Donnadieu, F. and O. Merle (1998), Experiments on the indentation process during cryptodome intrusion: new insights into Mount St Helens deformations. *Geology* 26, 79 – 82.
- Eberhardt E., D. Stead, and J. Coggan, (2004), Numerical analysis of initiation and progressive failure in natural rock slopes – the 1991 Randa Rockslide. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.* 41, 69 – 87.
- Forcella, F. (1984), The sackung between Mount Padrio and Mount Varadega, central alps, Italy: A remarkable example of slope gravitational tectonics. *Mediterrané* 51, 81 – 92.
- Goodman, R. E. (1980), Introduction to Rock Mechanics, edited John Wiley and Sons, New York.
- Hajiabdolmajid, V. and P.K Kaiser, (2002), Slope stability assessment in strainsensitive rocks. in *EUROCK 2002*, Proceedings of the ISRM International Symposium on Rock Engineering for mountainous regions, pp. 237 – 244, Funchal, Madeira.
- Hall, K., and M.F. Andre, (2001), New insights into rock weathering from highfrequency rock temperature data: an Antarctic study of weathering by thermal stress, *Geomorphology* 41, 23 – 35.
- Hencher, S. R., Q.H. Liao and B.G. Monaghan, (1996), Modelling slope behaviour for open pits, *Trans I.M.M. Sect. A* 105, 37 – 47.
- Hoek, E. and E.T. Brown, (1997), Practical estimates of rock mass strength. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.* 8, 1165 – 1186.
- Iovine, G. and C. Tansi, (1998), Gravityaccomodated ‘structural wedges’ along thrust ramps: a kinematic scheme of gravitational evolution, *Natural Hazards* 17, 195224.
- Issen K A and J W. Rudnicki (2000), Conditions for compaction bands in porous rock [ J ]. *J. Geophys. Res.*, 105(B9): 2152921536.
- Jaeger, C. (1972), Rock mechanics and engineering, edited by Cambridge university press, London.
- Kaneko, K., J. Otani, Y. Noguchi, and N. Togashiki, (1997), Rock fracture mechanics analysis of slope failure, in *Deformation and Progressive Failure in Geomechanics*, pp. 671–676, Nagoya, Japan.
- Kato, J. and S. Hada, (1980), Landslide of the YoshinoGawa water system and its geological aspects. Research Reports of Kochi University, *Natural Science* 28, 127 – 140.
- Kellogg, K.S. (2001), Tectonic control on large landslide complex: Williams Fork Mountain near Dillon, Colorado, *Geomorphology* 41, 355368.
- Matsukura, Y. (1996), The role of the degree of weathering and groundwater fluctuation in landslide movement in a colluvium of weathered hornblendegabbro. *Catena*, 27, 6378.
- Miller, D.J. and T. Dunne, (1996), Topographic perturbations of regional stresses and consequent bedrock fracturing, *J. Geophys. Res.*, 101 (B11), 2552325536.
- Molnar, P. (2004), Interactions among topographically induced elastic stress, static fatigue and valley incision, *J. Geophys. Res.*, 109, F02010, doi: 10/2003JF000097.

- Petley, D. (1996), The mechanics and landforms of deepseated landslides, in *Advances in Hillslope Processes*, Edited by M.G. Anderson and S.M. Brooks, John Wiley & Sons Ltd, pp.823834.
- Ranalli, G. (1996), Rheology of the earth, Edited by Allen & Unwin, Boston.
- Rizzo, V. (2002), GPS monitoring and new data on slope movements in the Maratea Valley (Potenza, Basilicata), *Physics and Chemistry of the Earth* 27, 15351544.
- Scavia, C. (1990), Fracture mechanics approach to stability analysis of rock slopes, *Eng. Fracture Mech.* 35, 899 – 910.
- Scavia, C. (1995), A method for the study of crack propagation in rock structures, *Géotechnique* 45, 447 463.
- Singh, B. (1973), Continuum Characterization of Jointed Rock Masses: Part I—The Constitutive Equations, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 10, 311335.
- Shemenda, A. I. (1994), Subduction : Insights from physical modeling, Kluwer Academic Publishers, Modern Approaches in Geophysics, pp. 215, Netherlands.
- Stead, D. and E. Eberhardt, (1997), Developements in the analysis of footwall slopes on surface coal mining. *Eng. Geol.* 46, 4161.
- Terzagi, K. (1950), Mechanisms of landslides, in Engineering geology volume, edited by Geological Society of America, Berkley.
- Turcotte, D.L., and G. Schubert, (1982), Geodynamics: Applications of Continuum Physics to Geological Problems, pp. 235237, edited by John Wiley, New York.
- Vidal, N. and O. Merle, (2000), Reactivation of basement faults beneath volcanoes: a new model of flank collapse. *J. Volcanol. Geother. Res.* 99, 9 – 26.
- Voight, B., (2000), Structural stability of andesite lava domes, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, 358, 16631703.







## Annexe 2: Stéréophotogrammétrie

Une nouvelle technique de stéréophotogrammétrie est également disponible depuis quelques semaines (Huguet, 2009). Cette technique permettra dans le futur de pouvoir suivre l'évolution de la déformation à la surface du modèle au cours du temps de manière continue et non plus ponctuelle. Le but étant une restitution du relief sous forme de modèles numériques de terrain, permettant ainsi de fournir des cartes de déformation tridimensionnelles et de localiser les fractures néoformées et de suivre l'évolution en continue de fractures préexistantes. Un dispositif d'acquisition d'images stéréoscopiques composées de deux capteurs optiques haute résolution acquièrent en un même instant des couples de photographies stéréoscopiques. La précision nécessaire à la comparaison des modèles numériques de terrain réalisés à des stades d'avancement différents est obtenue grâce à un système de calage à la fois des capteurs optiques et du modèle (Figure A2-1).

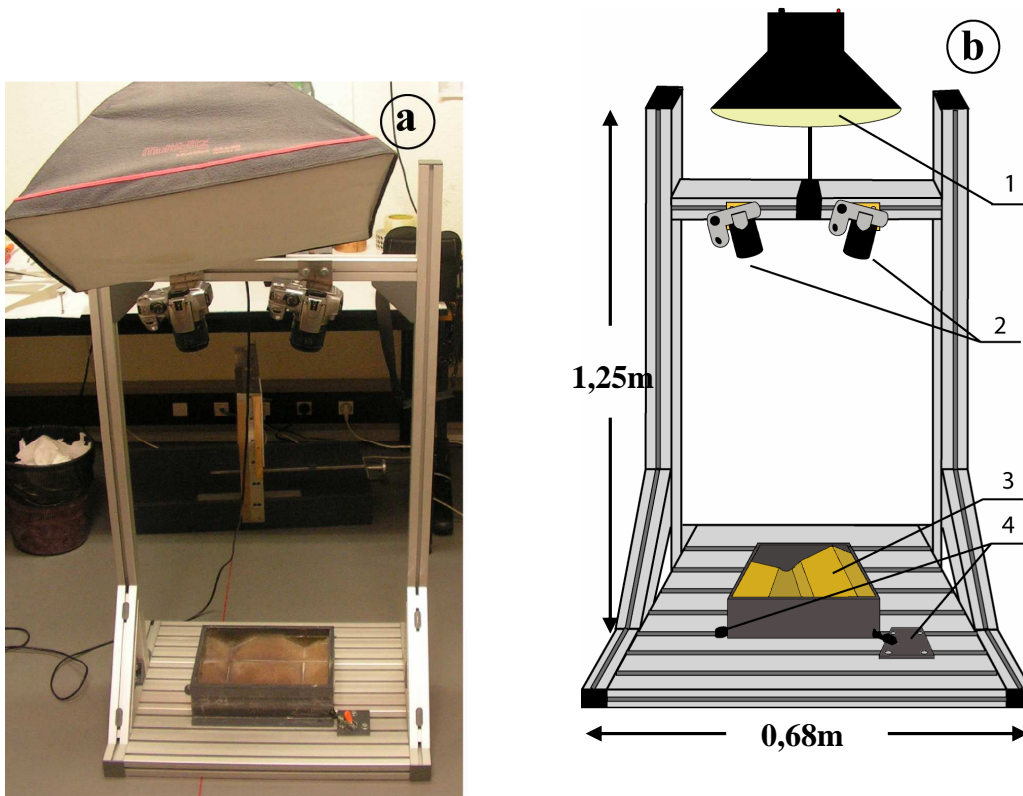
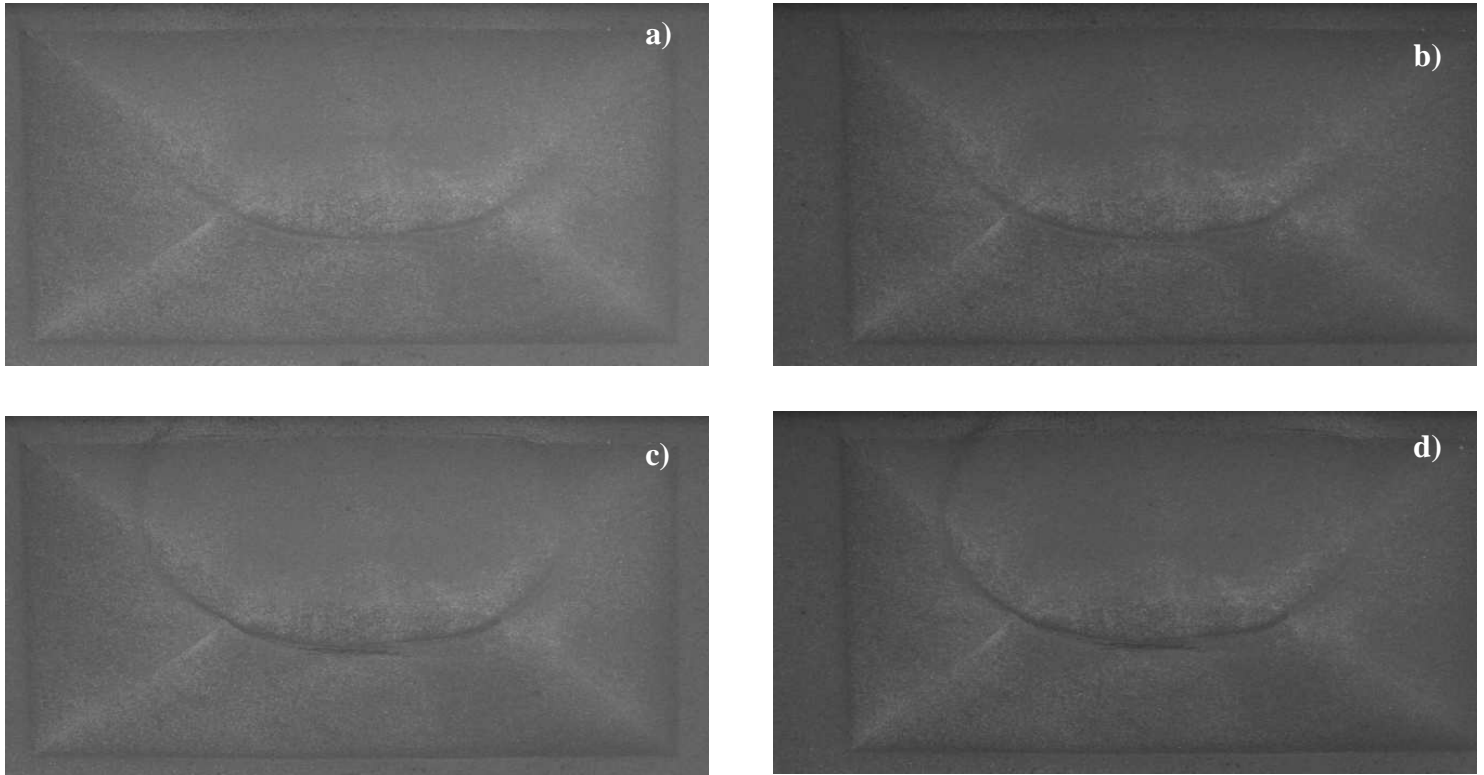


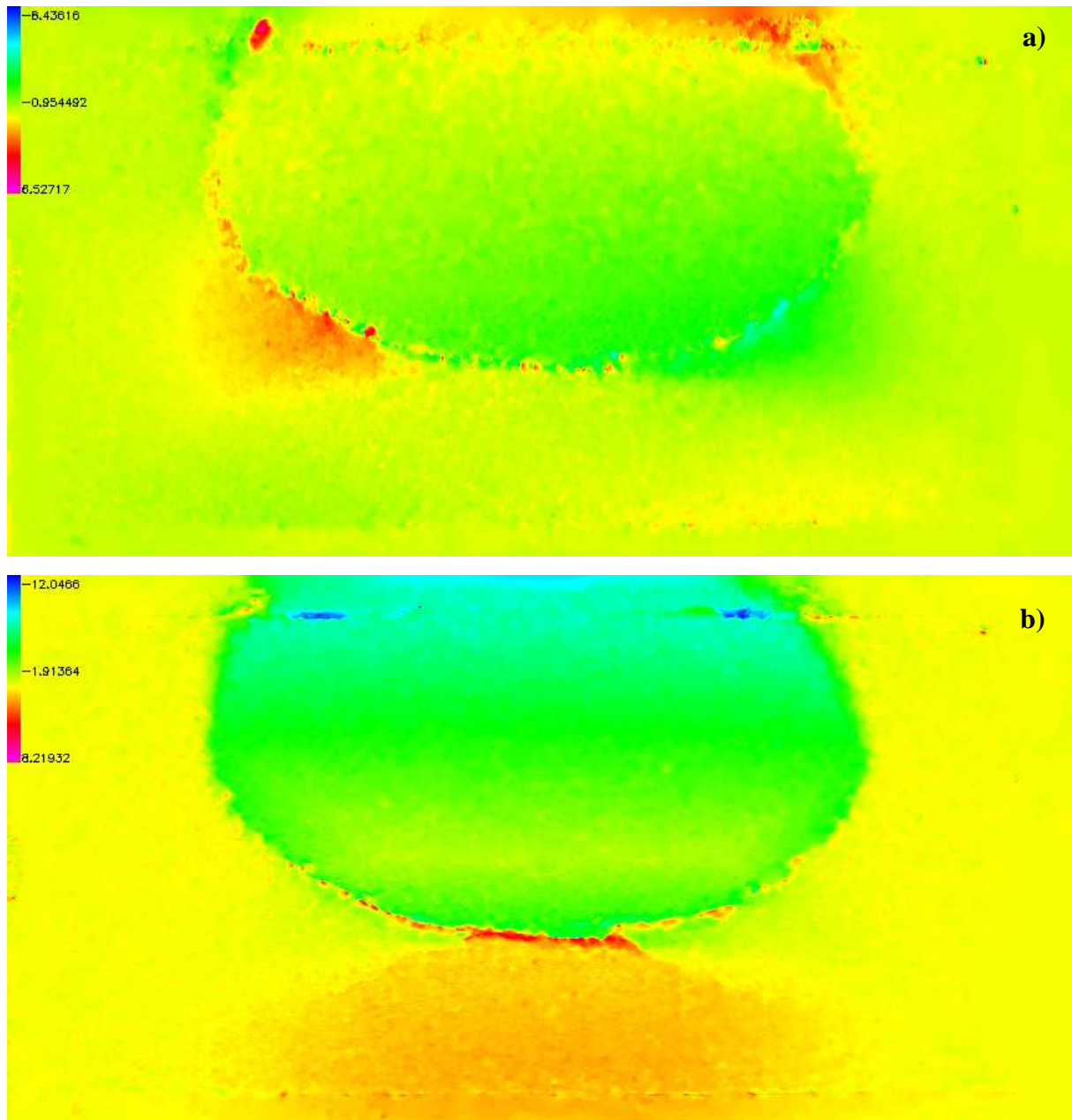
Figure A2-1 : (a) Photographie du dispositif de calage permettant la réalisation de couples de clichés stéréoscopiques et (b) schéma du dispositif. (1) source de lumière ; (2) capteurs optiques haute définition ; (3) modèle ; (4) plots de calage.

Les images ainsi acquises sont traitées informatiquement grâce à un algorithme spécifique qui a été développé dans le cadre de la thèse de Frédéric Huguet. L'objectif est de pouvoir reconstruire le déplacement de la surface initiale à chaque instant. Cet algorithme détecte les ruptures à la surface du modèle. Par la suite l'algorithme n'interpole pas des points situés de part et d'autre d'une fracture. A partir des couples d'images stéréoscopiques prises à deux stades de déformation différents (Figure A2-2).



*Figure A2-2 : Couples d'images stéréoscopiques d'un modèle de forme prismatique pour deux stades de déformation différents. a) photographie prise par l'appareil gauche pour un stade de déformation peu avancé. b) photographie prise par l'appareil droit pour un stade de déformation peu avancé. c) photographie prise par l'appareil gauche pour un stade de déformation plus avancé. d) photographie prise par l'appareil droit pour un stade de déformation peu avancé. La résolution des images est de 2676 x 1584 pixels et la taille du modèle est de 240 x 150 mm.*

Il est ainsi possible de remonter aux composantes horizontales et verticales du vecteur déplacement en surface entre les deux stades de déformation (Figure A2-3).



*Figure A2-3 : Composantes a) horizontale et b) verticale du vecteur déplacement en surface entre les deux stades de déformation. Les déplacements sont exprimés en pixels. Dans notre cas 1 pixel correspond à 0,09 mm.*





## **Etude du Rôle des Hétérogénéités Structurales et de l'Altération sur la Déstabilisation des Massifs Rocheux par une Approche Couplée de Modélisation Physique et Numérique.**

### Résumé.

Les déformations et ruptures gravitaires sont des phénomènes communs à tout massif rocheux, et se produisant à différentes échelles.

Il est largement accepté que ces processus sont influencés par différents facteurs parmi lesquels les hétérogénéités structurales préexistantes (hérités de l'histoire géologique du massif) et les processus d'altération physico-chimique sont de premier ordre. Cependant, l'influence respective de ces paramètres reste floue. Pour avancer dans ce domaine, nous avons utilisé une approche couplée de modélisation physique et numérique en deux et trois dimensions, en se basant sur deux analogues de terrain bien documentés que sont le glissement de La Clapière (Alpes Maritimes, France) et les écroulements de Randa (canton du Valais, Suisse).

Le premier objectif de cette thèse a été l'amélioration de la technique de modélisation physique existante afin de pouvoir d'une part introduire un grand nombre de discontinuités (fractures et failles) dans des modèles physiques, et d'autre part afin de produire des modèles en trois dimensions présentant une topographie réaliste issue de modèles numériques de terrain.

Un protocole expérimentale de modélisation numérique a ensuite été développé afin d'étudier l'effet de l'altération physico-chimique sur la perte de stabilité des versants rocheux et ce, à grande échelle.

Les résultats ont montré, au travers de l'application de la méthode couplée de modélisation physique et numérique (en deux et trois dimensions) que les failles et fractures affectant un massif rocheux (et héritées de son histoire géologique) sont des structures influençant fortement la cinématique des déstabilisations gravitaires et notamment au travers des paramètres propres de ces structures (géométrie, persistance et densité). Il a également été montré que la topographie tridimensionnelle (de premier et de second ordre) ainsi que les propriétés mécaniques à grande échelle (incluant l'altération) ont une grande influence sur le volume mobilisé lors des déstabilisations de versant.

Mots clés : Mouvements gravitaires, hétérogénéités structurales, altération physico-chimique, modélisation.

### **Study of the influence of inherited structural heterogeneities and alteration on gravitational slope failure, using a coupled 2-D and 3-D physical and numerical modelling approach.**

#### Abstract.

Gravitational slope failures are common phenomena involving all rock slopes, at various scales.

It is widely accepted that different factors exert an influence on those gravitational process. Among these, structural heterogeneities (inherited from the geological story of the massif) and alteration/weathering process are of first order. However, the relative influence of those parameters is still poorly constraint.

To tackle this question, a coupled physical and numerical modelling approach has been developed, considering both two and three dimensional models based on two natural examples : The La Clapière landslide (Alpes Maritimes, France) and the 1991 Randa rockslides (Valais, Switzerland).

The first goal of this PhD Thesis was to improve the existing physical modelling technique. On the one hand in order to introduce a wide/realistic number of discontinuities in physical models, and on the other hand to performed 3-D physical models based on realistic topographies (using DTM data).

Then a numerical experimental process has been carried out in order to study the influence of large scale alteration on gravitational slope failure.

Results have shown that faults and joints, affecting rock structures, have a strong influence on gravitational failure kinematics and especially through their geometry, persistence and density. It has also been shown that 3-D topography (of first and second order), and large scale mechanical properties (including alteration process) have a great influence on mobilized volume during slope destabilisation.

Key words: Gravitational movements, structural heterogeneities, alteration, physical and numerical modelling approach.