Variation de la vitesse des ondes de cisaillement lors de la transition solide-liquide au sein des argiles. Application aux glissements de terrain

Guenolé Mainsant

▶ **To cite this version:**

Guenolé Mainsant. Variation de la vitesse des ondes de cisaillement lors de la transition solide-liquide au sein des argiles. Application aux glissements de terrain. Sciences de la Terre. Université de Grenoble, 2013. Français. NNT : 2013GRENU005 . tel-00934433

HAL Id: tel-00934433

https://theses.hal.science/tel-00934433

Submitted on 22 Jan 2014

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.

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Sciences de la Terre, de l'Univers et de l'Envrionnement**

Arrêté ministérial : 2013

Présentée par

Mainsant Guénolé

Thèse dirigée par **Denis Jongmans**
et codirigée par **Guillaume Chambon, Eric Larose et Laurent Baillet**

préparée au sein **du laboratoire ISTerre**
et de **l'Ecole Doctorale Terre, Univers, Environnement**

Variation de la vitesse des ondes de cisaillement lors de la transition solide-liquide au sein des argiles. Application aux glissements de terrain.

Thèse soutenue publiquement le **17 avril 2013**,
devant le jury composé de :

M, Jacques Desrues
Directeur de recherche, Lab. 3SR, Président
M, Theo W.J. Van Asch
Professeur, Utrecht University, Rapporteur
M, Guillaume Ovarlez
Chargé de recherche, CNRS, Lab. Navier, Rapporteur
M, Jérome Vergne
Physicien-Adjoint, EOST, UMR 7516, Examinateur
M, Denis Jongmans
Professeur, ISTerre, UMR 5275, Directeur de thèse
M, Guillaume Chambon
Chargé de recherche, IRSTEA, Co-Directeur de thèse
M, Eric Larose
Chargé de recherche, CNRS, ISTerre, Invité

Résumé

Les glissements de terrain argileux affectent de nombreux versants à travers le monde et menacent régulièrement les activités humaines dans les zones urbanisées montagneuses. Ces glissements sont caractérisés par des cinématiques souvent lentes mais ils peuvent brutalement se liquéfier et accélérer de manière imprévisible. Cette transition solide-liquide a été étudiée sur les argiles de la région du Trièves (Alpes Françaises) à l'aide d'études rhéologiques. Elles ont montré le caractère de fluide à seuil thixotrope avec une bifurcation de viscosité importante lors de la fluidification pouvant expliquer le caractère catastrophique de l'accélération observée sur le terrain. Cette perte de rigidité du matériau peut être observée par une chute de la vitesse des ondes de cisaillement (Vs). Des études réalisées en parallèle à la fois sur un modèle analogique de plan incliné et sur le terrain (glissement de Pont-Bourquin, Suisse) ont permis d'observer une chute de Vs précédent à cette fluidification montrant ainsi que Vs pourrait être un bon proxy pour la surveillance des instabilités de terrain argileux.

Abstract

Landslides affect many clay slopes in the world and regularly threaten people in urban areas mountainous. These landslides are characterized by a slow velocity but they may suddenly liquefy and accelerate unexpectedly. The solid-liquid transition on the clay has been studied of Trièves region (French Alps) using rheological experiments. They have shown the yield stress thixotropic behavior with a viscosity bifurcation which can explain the catastrophic fluidization observed in the field. This loss of material stiffness can be followed by a drop in the shear wave velocity (Vs). Inclined plane test and field experiments (Pont-Bourquin landslides in Switzerland) have both shown a precursor drop of Vs indicating that it could be a good proxy for monitoring unstable clay slope.

Remerciements

- *Ça t'interesse une thèse ?* me lança Gilles au dernier jour de mon stage de master 2.

Après 6 mois à Orléans, malgré la très bonne ambiance et atmosphère de travail au sein du BRGM et malgré le plaisir soudain d'une telle opportunité, cette simple phrase me fit me sentir comme un prisonnier à qui l'on vient de refuser sa conditionnelle.

- *A Orléans ?* murmurais je d'un ton qui devait trahir mon insensibilité pour cette ville.

- *Ha non, à Grenoble.* répondit il en omettant un bien inutile « ne t'inquietes pas »

Pas une, ni deux mais déjà au téléphone avec Denis qui me parlais sans trève ni introduction d'ondes S, de rhéologie, d'argiles et de fonction de Green.

- *Oui oui*, répondis-je confusément à chacune des questions trahissant, deux fois est sans doute coutume, mon incompréhension sur ces sujets avec cependant une pointe de motivation suffisamment importante pour décrocher un entretien.

Pour un jussieuien (caste à part des étudiants parisiens), un campus se doit de mélanger les aspects du HLM de province et du labyrinthe de Dédale, bien que censé être dicté par les lois cartésiennes simples. Quelle surpise alors de voir qu'il existe des campus avec des arbres et de vrais plantes : un village de vacances considérant que toutes vues sur une montagne fera inéluctablement penser aux vacances pour un parisien. Et je voyais déjà, après avoir succinctement maudit ces montagnes de déformer le ciel de mes habitudes, le ski, les randos et les visites folkloriques de breuvages bucoliques (et réciproquement).

Après un entretien avec Laurent et Denis, ce dernier me fit une visite guidée de ces locaux. Le LGIT (Laboratoire de Géophysique Interne et de Tectonophysique, qui allait sans plus tarder se métamorphoser en ISTerre) présente une architecture en croix qui en plus de faire passer tous les autres bâtiments d'une inoriginalité compréhensible, facilite les rencontres infortuites, chaleureuses à toute heure de la journée. A l'époque du LGIT les thésards étaient placés dans des bureaux aux murs et aux portes translucides, les faisant ressembler à des vivariums. Le silence lorsque la porte de l'un d'entre eux s'ouvrit pour la première fois, suivi d'un mouvement de tête rapide et sans transition typiquement reptilien de ces locataires et futurs congénères, finissaient par me convaincre du tétrapodisme ambiant. Entre la nage et la marche, tout en évitant de se noyer, le thésard n'a de cesse de réfléchir et se poser toutes sortes de questions énigmato-ésotériques que j'eusse appris plus tard : -Quel est le mot de passe de mon PC ? -Café ou thé ? -Pourquoi mon programme marchait hier soir et ne marche plus ce matin ? -EGU ou AGU ? -Une forme de vie est elle possible à O Hz ? -Poster ou oral ? et certaine plus personnelle : -L'argile pourrait elle être le 6ème élément ?

- *ils ont beaucoup de travail*, semblait s'escuser mon guide tout en refermant la porte délicatement afin de ne pas plus pertuber la tranquilité de cet écosystème (ou éviter qu'ils ne s'échappent).

Après quelques temps entre ces murs, on est sûr d'au moins une chose : si on arrive au bout de la thèse, la page de remerciements sera longue... et forcément incomplète.

Un grand merci à Denis Jongmans pour m'avoir proposé cette thèse sur un sujet aussi intéréssant de par sa multidisciplinarité que collant par le matériau d'étude. De m'avoir fait plus confiance que moi-même et de sa disponibilité appréciable. J'espère avoir été -un peu- contaminé de sa rigueur scientifique durant ces 3 années et demi.

Merci à Eric Larose de m'avoir extirpé de l'obscurité des premiers articles pour me permettre de jouer avec les dispositifs accoustiques et de ses conseils, brefs mais souvent efficaces.

Merci à Guillaume Chambon pour sa patience, ses discussions instructives en rhéologie malgré ma compréhension qui suivait une loi de série de type $N = N - 1$: comprendre lors d'une nouvelle discussion l'exactitude de ce qui avait été dit lors de la précédente.

Merci à Laurent Baillet, dont l'encadrement fut restreint par l'abandon, faute de temps, de toute la partie modélisation numérique.

Merci aux membres du Jury : à Guillaume Ovarlez et Theo Van Asch qui ont bien souhaités lire et rapporter ce manuscrit ainsi qu'à Jacques Desrues et Jérome Vergne d'avoir acceptés le rôle d'éxaminateur. En plus de leur remarques constructives (provenant des omissions nées du diktat de la conjoncture scientifique), ce fut un réel plaisir de finir ce travail avec un jury aussi sympathique.

Merci aux membres de l'ANR SISCA et particulièrement à Jean-Philippe Malet (EOST) et Olivier Maquaire (Univ. de Caen).

Ensuite viennent les congénères, ceux qui de près de loin et de côtés ont su consciemment ou non rendre ces trois années et demi fortes agréables, par ordre d'apparition approximative :

Clara Levy, Rémi Bétoux (confrère éphémère de bureau), Thomas Gallot (Vendéen sans compromis), Aurélien Roques (*matlab exchange*), Diane Rivet (Vallon de la Pra *certified*), Gregory Bièvre (a aussi connu Verdun), Lauris Chaumond (copilote de fou rire), Thomas Planès (gagnant de la course à la rédaction), Vincent Lebrouc (Zook et accessoirement tutélaire de l'EGU 2011), Aurore Laurendeau (jumelle astrale), Matthieu Perrault (charcutier hors pair mais normand), Dimitri Zigone, Agathe Schmid, Lucile Tatard, Yann Largeron (objecteur de croissance), Alaa Hamzee (et ses plats libanais), Matthieu Causse, Elodie Boucher, Olivia Collet, Héloïse Cadet, Jebril Hadi, Violaine Vignon, Céline Hadziioannou, Emmanuelle Frery, Romain Jolivet (au Hasard), Gwenaëlle Salaun, Bastien Dupuy (et Sandrine Pic), Christian Marandet, Soumaya Latour, Benoît de Cacqueray, Guillaume Bacques (défenseur de CB500), Catherine Pham, Mathilde Didier, Florent Gimbert (et Anne-Sophie Drouet), Anne Obermann (qui essaye vainement de se faire passer pour une allemande), Sophie Beauprêtre (et Stéphane Pivin), Virginie Durand, Romain Lainé, Pierre Bottelin (ça tombera...), Pierre Boué (ça calculera...), Jean Letort (efficace

sur tout terrain, même en quad), Boumédiène Derras (et ses dattes), Fanny Ponton, Marie Macquet, Ainhoa Lincot, Jonathan Mercier (et ses bons whiskys), Matthieu Rupin (supporter du stade rennais et pirate de haut vol), Nancy Salloum, Amir Asnaashari, Jing He, Lise Ritalleau, Romain Lafay, Gabrielle Hellio (fomenteuse de rumeurs populaires sur un gros noyau liquide de fer), Rachel Abrahami (sur un air de salsa), Mélanie Noury, Simon Cabanes (navigue entre la thermohydromagnétique et l'accordéon), Baptiste Dazas, Christelle Marchica, Piero Poli, Johanes Chandra, Isabella Masoni, Lauren Ducret, Julie Richard, Julie d'Amato, Cécile Pringent et tous les autres. J'ai également une pensée pour Pierre Zangelmi, stagiaire à ISTerre, qui est décédé dans un accident de moto peu de temps avant la présentation de ce travail. On gardera, pour tous ceux qui l'ont cotoyés et même que quelque fois (comme moi), l'image d'un mec respirant et dégageant une sympathie et une bonne humeur contagieuse.

Un merci à ceux qui n'ont pas hésité à me donner un coup de main sur le glissement du Pont-Bourquin : Pierre Bottelin, Guillaume Bacques, Lauris Chaumond, Jean Letort, Vincent Lebrouc, Thomas Planès, Anne Obermann, Lionel Darras et Armand Mariscal pour Isterre. Clément Michoud, Pierrick Nicolet, Dario Carrea, Marc Choffet, Cornelia Brönnimann et Michel Jaboyedoff pour l'UNIL (Université de Lausanne). Merci à Greg de m'avoir (re)lancé dans la géophysique active sur son site d'Avignonet et de son aide pour les expéditions dans la ravine.

Un merci particulier à Julien Turpin qui m'a épargné la solitude (et du temps) de l'apprentissage qui s'envisageait fatalement pour la manipulation du moteur du plan incliné et autres.

Merci à tous les autres permanents et en particulier à Cécile Crétin pour son accueil constant malgré les dérangements intempestifs d'après midi ; Jean-Paul Masson de m'avoir fait découvrir la salle méca ; Patrick Fulconis, Rodolphe Pinon et Hafid Bouchafa pour leurs aides et conseils en informatique ; Adeline Richard et Glenn Cougoulat pour leurs aides en électronique ; Jean-Marc Nicole pour ses barbecues ; Christine Bigot pour la partie administrative doctoriale loin d'être une sinécure ainsi que Jean Braun ; Isabelle Douste-Bacqué, Karine De Palo, France Blanc, Pascale Talour, Jacques Pellet, Anne-Marie Boullier, Etienne Jaillard, Xavier Briand, Pascal Lacroix, Laurent Oxarango, Stéphane Guédron, Pascal Vaudey, Benjamin Vial pour leurs aides, leurs sympathies et leurs conseils.

Un merci à Christian Eymond-Gris et Frederic Ousset d'IRSTEA pour leurs aides et leurs bonnes humeurs qui ont permis de faire passer ces longues journées de manip de manière agréable, ainsi qu'aux autres thésards (Pauline Leduc etc.) et permanent d'IRSTEA (Hervé Bellot etc.).

Un grand merci à Gabrielle Hellio, Pierre Bottelin, Matthieu Perrault et Romain Talon qui ont relevés l'incroyable tâche de corriger le florilège des fautes de français qui parsemaient ce manuscrit. Un second merci à Pierre Bottelin pour le temps qu'il m'a accordé au paufinage de ma soutenance.

Merci à Gab d'avoir su apprécier le son du pianottement intempestif du clavier de 4h du mat.

Je passe les limites d'ISterre et d'IRSTEA pour dire un nouveau merci à Romain Talon et

son balcon rue Thiers qui restera un point névralgique d'une nostalgie grenobloise (pas bien compris sa thèse mais les figures sont très belles). Merci également à Marine Peyret-Guzzon à qui je dois mon cadre de vie à Grenoble - à comprendre mon appartement - et que j'encourage par la même occasion pour la fin de son propre chemin de croix. Un grand merci aux gardiens de la capitale : Laurent Mendy (et Anna), Fanny Jaulmes (et Sami), Philippe Brandon, Laurence Féraud, Kristina Bertuletti, Matthieu Dartois (et Anicée), Vianney D'Araquy, Ali Vasy. C'est en parti grâce à eux que je n'ai pas complètement fini de me provincialiser, par leurs acceuils sur la capitale ainsi qu'à leurs débarquements salutaires. De la même manière je remercie mes ami(e)s de Fac (ou assimilé) : Julie Catherinot, Simon Leder (et Chloé), Richard Tassin, Marine Salaun, Flore Barat entre autres.

Et parce que y'a aussi des gens bien dans d'autres disciplines que les sciences de la Terre, un grand merci aux biologico-physicien(ne)s IBSien(ne)s, CEAien(ne)s et autres grenoblois : Sarah - Saroule - Ancelet (*double pousse*), Alexandre Appolaire (philosophe, à qui l'on doit le renouveau de la fameuse litote rhétorique : *quelle drôle d'idée*), Thomas Cutuil (votez pour lui mais il ne vous fera pas sauter vos PVs), Guillaume Monin (réalisateur de génie à ses heures perdues), Solenn Fôret (danseuse étoile, option swing lindy), Clovis Chabert (barbecuteur de rats), Baptiste (sur un air de musette), Paulette (sur un air de piano), Sandy Perais, Alex Regnault.

Un merci de loin à ceux qui à travers leurs expériences et leurs rhétoriques ont su m'inculquer les connaissances et le plaisir des géosciences : Martine Simoes, Laurie Barrier, Yves Gaudemer, Jean-Pascal Cogné, Paul Tapponnier et moins directement : Vincent Courtillot et André Brahic pour l'IPGP et Paris 7 ; un merci identique à Séverine Bernardie et François Lebert pour le BRGM ainsi qu'à Gilles Grandjean pour m'avoir fait part de la proposition de thèse.

Merci aux urgences de la Tronche, qui ont su nous accueillir et nous divertir les samedis soirs.

Pour finir un grand merci à mon frère pour sa participation du pôt de thèse et que j'encourage pour son propre chemin de croix également (rien de spirituel, que de spiritueux), et à ma mère pour les dernières corrections de ce manuscrit.

Je finirais par deux citations, puisqu'il est coutume : une première en rapport avec le sujet de ce travail et une plus générale qu'il est nécéssaire de se rappeller lors de l'écriture d'un manuscrit, bien que discutable.

« Tout s'écoule ... à une contrainte critique donnée » modifiée d'après Heraclite (-550)

« Ce n'est pas le temps qui est réel, mais ce que nous y mettons, ce qu'il contient. Il n'est pas notre maître ; nous sommes le sien. » Jean Zay (1943)

Table des matières

Introduction **1**

I État de l'art et méthodologie **9**

1 Caractéristiques et comportement des argiles **11**
1.1 Les Argiles . . . 12
1.1.1 L'argile : une roche . . . 13
1.1.2 L'argile : des minéraux . . . 13
1.1.3 Les interactions argileuses en suspension . . . 17
1.1.4 Caractérisations géotechniques des argiles . . . 18
1.2 Rhéologie des fluides complexes, cas de l'argile . . . 20
1.2.1 Cisaillement simple et viscosité . . . 20
1.2.2 Comportements des fluides non-newtoniens . . . 24
1.2.3 Cisaillement oscillatoire et viscoélasticité . . . 27
1.2.4 Rhéologie des fluides réels . . . 32
1.2.5 Synthèse des essais rhéomètriques sur les argiles (figure 1.16) . . . 37
1.3 Caractéristiques des argiles du Trièves . . . 39
1.3.1 Histoire du Trièves . . . 39
1.3.2 Granulométrie et minéralogie des argiles du Trièves . . . 41
1.3.3 Caractéristiques géotechniques et rhéologiques des argiles du Trièves . . . 42
1.4 Conclusion sur la rhéologie des argiles . . . 43

2 Glissements de terrain argileux **46**
2.1 Classification des mouvements de terrain . . . 47
2.2 Les glissements-coulées et leur rhéologie . . . 49
2.2.1 Modèle viscoplastique et théorie de Coulomb . . . 52
2.2.2 Exemples de glissement-coulées . . . 55
2.3 Méthodes de reconnaissance . . . 59
2.3.1 Propriétes du sol et méthodes géophysiques . . . 59
2.3.2 Tomographie electrique . . . 61
2.3.3 Vitesse des ondes sismiques . . . 65

3 Vs : Vs(z) et suivi temporel **68**
3.1 Utilisation des ondes de volume . . . 69
3.1.1 Méthodes et exemples . . . 69
3.2 Inversion des ondes de surface . . . 72
3.2.1 Caractéristiques des ondes de Rayleigh . . . 72
3.2.2 Rappel historique . . . 73
3.2.3 Des ondes de Rayleigh au modèle Vs(z) . . . 74

3.2.4 Méthode passive . . . 76
3.2.5 Vs et dégradation d'un glissement de terrain . . . 78
3.3 Inversion de la fonction de Green . . . 78
3.3.1 Définition d'un champ d'ondes diffus . . . 78
3.3.2 Analogie avec le retournement temporel . . . 80
3.3.3 Influence de la localisation des sources . . . 83
3.3.4 Historique : illustration pour la tomographie passive . . . 83
3.4 Suivi temporel . . . 85
3.4.1 Méthodes . . . 85
3.4.2 Exemple . . . 87

II Caractérisations rhéologiques et géophysiques de l'argile du Trièves 91

4 Transition solide-liquide de l'argile du Trièves 93
4.1 Identifications géotechniques . . . 94
4.1.1 Granulométrie . . . 94
4.1.2 Analyses minéralogiques . . . 94
4.1.3 Limites d'Atterberg . . . 96
4.2 Comportements rhéologiques . . . 99
4.2.1 Dispositif et préparation des argiles . . . 99
4.2.2 Courbes d'écoulement . . . 99
4.2.3 Tests de fluage . . . 102
4.2.4 Dynamique oscillatoire : mesure du module élastique de cisaillement . . . 105
4.2.5 Evolution du module élastique lors de tests de fluage . . . 108
4.3 Caractéristiques géophysiques des argiles du Trièves . . . 111
4.3.1 Mesures de Vs avec dispositif accélérométrique (figure 4.13a) . . . 113
4.3.2 Mesures de Vs avec dispositif vibrométrique laser (figure 4.13b) . . . 114
4.3.3 Discussion et incertitude . . . 114
4.4 Shear-wave velocity as an indicator for rheological changes in clay materials : lessons from laboratory experiments . . . 116
4.4.1 Introduction . . . 117
4.4.2 Rheometric tests . . . 118
4.4.3 Acoustic surface wave tests . . . 121
4.4.4 Discussion . . . 122
4.4.5 Conclusions . . . 126

5 Modélisation analogique (plan incliné) 127
5.1 Installation et préparation des essais de plan incliné . . . 128
5.1.1 Mesure des déplacements et des inclinaisons . . . 130
5.1.2 Mesure de Vs . . . 131
5.1.3 Dispositifs d'acquisition d'ondes de surface . . . 133
5.2 Mesures préliminaires . . . 135
5.2.1 Suivi des déplacements . . . 135

5.2.2 Dispositif statique . . . 137
5.2.3 Dispositif de source-récepteurs mobile . . . 139
5.2.4 Variation de Vs à inclinaison nulle . . . 141
5.3 Essais en configuration mobile . . . 141
5.3.1 Teneur en eau w =0,57 (figure 5.9) . . . 144
5.3.2 Teneur en eau w =0,58 (figure 5.10) . . . 145
5.3.3 Teneur en eau w =0,68 (figure 5.11) . . . 145
5.3.4 Conclusion . . . 149
5.3.5 Vs au repos . . . 149

III Surveillance sismique du glissement du Pont-Bourquin (Suisse) 155

6 Introduction 157
6.1 Présentation et historique du glissement du Pont-Bourquin . . . 158
6.2 Caractérisation géométrique du glissement par études géophysiques . . . 160
6.3 Processus du glissement-coulée de l'été 2010 . . . 162
6.3.1 Déplacement en surface . . . 162
6.3.2 Schéma interprétatif du glissement-coulée (figure 6.5) . . . 163
6.3.3 Illustration de l'état et des phénomènes morphologiques du glissement avant et après la coulée . . . 163
6.4 Mise en place de la surveillance passive et active (figure 6.8) . . . 164

7 Surveillance sismique passive 169
7.1 Profils géophysiques entre les deux capteurs passifs (figure 7.1) . . . 170
7.2 Ambient seismic noise monitoring of a clay landslide : Toward failure prediction . 172
7.2.1 Introduction . . . 173
7.2.2 The Pont Bourquin Landslide History and Geology . . . 174
7.2.3 Displacement Monitoring . . . 179
7.2.4 Ambient Noise Monitoring . . . 182
7.2.5 Discussion and Conclusions . . . 190
7.2.6 Acknowledgments . . . 191

8 Surveillance sismique active 193
8.1 Traitement préliminaire des signaux . . . 194
8.1.1 Incertitude du système d'acquisition . . . 194
8.1.2 Tri des stacks . . . 195
8.2 Variations relatives de vitesse par méthode d'étirement (*stretching*) . . . 196
8.2.1 Observations des variations de vitesse à 12 Hz (figure 8.4) . . . 198
8.2.2 Observations de l'influence de la fréquence sur la vitesse (figure 8.5) . . . 198
8.2.3 Zonage du glissement et moyennage des variations de vitesse à 12 Hz (figure 8.6) . . . 198
8.3 Comparaison avec la sismique passive et conclusion . . . 199

9 Conclusion et perspective 204

Conclusions et perspectives **207**

Table des figures

1 Carte globale de localisation de l'aléa des mouvements de terrain et relation entre le taux de précipitation et les glissements observés (données de la NASA) 2
2 Deux champs de recherche : la rhéologie des argiles et l'étude de vitesse des ondes S : cas de la peinture et du glissement de terrain d'Avignonet. 4

1.1 Exemples de roches argileuses 14
1.2 MET et shémas représentatifs des argiles 15
1.3 Modèle de double-couche, force de Van der Waals et modèles DLVO 18
1.4 Appareillage pour les techniques de mesure des limites d'Atterberg 19
1.5 Diagramme de Casagrande (Ip en fonction de LL) et variation de la limite de liquidité en fonction de la concentration en sel et de la température 21
1.6 Schéma du profil de vitesse du cisaillement simple 22
1.7 Appareillage de rhéologie classique 25
1.8 Courbes d'écoulement des fluides non-newtoniens et régime viscoélastique 28
1.9 Oscillations dynamiques : élastiques ou visqueux 29
1.10 Modèles de Maxwell et de Voight 30
1.11 Variation des modules élastiques et visqueux 32
1.12 Diagrammes de phases pour les systèmes granulaires et les particules colloïdales . 34
1.13 Tests de fluage et bifurcation de viscosité 35
1.14 Bande de cisaillement 36
1.15 Dynamique lente d'un gel colloïdal 37
1.16 Panel de résultats rhéologiques sur les argiles 40
1.17 Localisation du Trièves et histoire 41
1.18 Diagramme de Casagrande et propriétés mécaniques des argiles du Trièves 43
1.19 Courbe d'écoulement argiles du Trièves et variation de la contrainte seuil pour divers matériaux 44

2.1 Classification des mouvements de terrain par la *British Geological Survey* 48
2.2 Composition granulométrique et classification des glissements de type écoulement 50
2.3 Glissement-coulée : morphologie 51
2.4 Schéma de rupture de glissement suivant les critères de Mohr-Coulomb 53
2.5 Courbes d'écoulement et contraintes seuils en fonction du temps de repos 54
2.6 Diagramme des régimes d'écoulement en fonction de la concentration solide et du gradient de vitesse 56
2.7 Glissement de Super-Sauze : MNT et photos 57
2.8 Glissement d'Harmalière et d'Avignonet : MNT et photos 58
2.9 Tomographie électrique : principe et exemple méthode Wenner 63
2.10 Tomographie électrique : sensibilité et exemple 64

2.11 Différents types d'ondes 66

3.1 Principe de la sismique réflexion et réfraction 70
3.2 Exemple de profil réfraction et réflection sur des glissements de terrain 71
3.3 Ondes de Rayleigh, de Love et dispersion 73
3.4 Schéma représentatif de la non unicité de l'inversion 76
3.5 Exemple d'inversion de la courbe de dispersion (Avignonet) 77
3.6 Déplacement du glissement d'Avignonet et mesure de Vs 79
3.7 Exemple de bruit et coda 81
3.8 Retournement temporelle et corrélation : d'un champs d'onde à la fonction de Green 82
3.9 Influence de la disposition des sources 84
3.10 Tomographie à l'aide du bruit de fond ou coda 86
3.11 Suivi temporel : stretching et méthode des doublets 88
3.12 Surveillance passive du volcan de Mérapi et de la faille de San Andreas : interpréations 89
3.13 Surveillance passive du glissement d'Avignonet sur 4 ans 90

4.1 Localisation des zones de prélèvement des 3 échantillons d'argiles du Trièves étudiées 95
4.2 Granulométrie et minéralogie des Argiles du Trièves 96
4.3 Diagramme de Casagrande pour les 3 échantillons prélevés dans le secteur Avignonet-Harmalière 97
4.4 Illustration de la mesure de la teneur en eau gravimétrique et variation de celle-ci en fonction de la densité 98
4.5 Préparation et mise en place des échantillons argileux pour les analyses rhéométriques 100
4.6 Courbes d'écoulement aller-retour par rampes de taux de cisaillement pour 2 teneurs en eau (w =0,55 et w =0,72) 101
4.7 Courbes d'écoulement des argiles du Trièves et contrainte seuil en fonction de la teneur en eau 102
4.8 Deux tests de fluages pour deux teneurs en eau différentes (w =0,68 et 0,55) et courbes de la contrainte seuil en fonction de la teneur en eau correspondant à tous les tests de fluages réalisés 104
4.9 Module élastique de conservation G' à contrainte nulle et modélisation pour un double modèle de Maxwell 107
4.10 Module élastique de conservation G' à contraintes variables pour un échantillon d'argiles à teneur en eau w =0,58 109
4.11 Module élastique et Vs correspondant en fonction de la contrainte moyenne appliquée pour des argiles à 4 teneurs en eau différentes : w =0,54, 0,58, 0,64 et 0,69 110
4.12 Module élastique de conservation G' en fonction du temps à contraintes fixes pour 3 teneurs en eau différentes 112
4.13 Système d'acquisition de propagation d'ondes acoustiques et résultats 115
4.14 Tests de fluages et bifurcation de viscosité des argiles du Trièves 119

4.15 Module élastique *G'* en fonction de la fréquence (modèle de Maxwell généralisé) et comparaison entre Vs et le taux de déformation à différentes contraintes . . . 120
4.16 Protocole et résultats des expériences de propagation d'ondes accoustiques 123
4.17 Vitesse des ondes S et contrainte seuil en fonction de la teneur en eau 125

5.1 Plan incliné : appareillage 129
5.2 Distorsion de la caméra et préparation de l'argile du Trièves 130
5.3 Reconstruction de l'onde de surface par corrélation suivant différentes sources piézo-électriques 134
5.4 Deux principaux dispositifs de mesures acoustiques (source-récepteurs) 136
5.5 Mécanique qualitative de la masse argileuse lors d'un écoulement 138
5.6 Expérience de plan incliné avec un dispositif source-capteurs fixe 140
5.7 Exemple de résultats de plan incliné en configuration mobile 142
5.8 Variation des vitesses d'ondes S de la masse argileuse au repos 143
5.9 Variation de Vs pour une masse argileuse de teneur à eau w =0,57 146
5.10 Essai sur plan incliné pour une masse argileuse de teneur à eau w =0,58 (Tests de reproductibilité) 147
5.11 Variation de Vs pour une masse argileuse de teneur à eau w =0,68 150
5.12 Figure de conclusion de essais de plan incliné pour deux teneurs en eau (w =0,57 et w =0,68) 151
5.13 Variations de Vs d'une masse argileuse au repos w =0,58 154

6.1 Localisation globale et schéma géomorphologique et géologique du glissement de Pont-Bourquin 158
6.2 Photos aériennes orthoréférencées illustrant l'initiation du glissement de Pont-Bourquin 160
6.3 Photos du glissement de Pont-Bourquin au début de l'année 2010 161
6.4 Carte lithologique et profils géophysiques du glissement de Pont-Bourquin 162
6.5 Représentation du processus du glissement coulée d'août 2010 164
6.6 Photos du glissement du Pont-Bourquin le 17 août 2010 165
6.7 Photos du glissement du Pont-Bourquin prises après la coulée (le 19 et 25 août 2010) 166
6.8 Photos des installations de la surveillance sismique passive et active 168

7.1 Résultats des études géophysiques entre les deux capteurs de la surveillance passive 171
7.2 Photos aériennes du glissement de Pont-Bourquin en juin 2009 et localisation des profils géophysiques 175
7.3 Tomographie électrique et interprétation géologique du Pont-Bourquin 176
7.4 Signaux, courbe de disperion et modèle Vs(z) de la zone du glissement entre les deux capteurs de mesures passives 178
7.5 Vitesse moyenne de 12 cibles placées que le glissement du Pont-Bourquin 180
7.6 Mesure différentiel du 19 mai et du 20 juillet 2010 des déplacements du haut du glissement du Pont-Bourquin par *TLS* 181

7.7 Corrélogramme du bruit ambiant de la période d'enregistrement et signal de référence . . . 183
7.8 Variation de vitesse des ondes de Rayleigh, niveau d'eau et précipitation . . . 186
7.9 Variations de vitesse en fonction de la fréquence et modèle Vs(z) précédent la coulée 188
7.10 Mesures inclinométriques et modélisation d'un loi viscoplastique de type Herschel-Buckley pour le glissement du Pont-Bourquin . . . 189

8.1 Etats de la surveillance active en fonction du temps . . . 195
8.2 Exemple de signaux filtrés large-bande 2−100Hz, spectre associé et visualisation du décalage . . . 196
8.3 Exemples de stakcs (des 11 voies tirés du plot 4 pour toutes les missions) . . . 197
8.4 Variations de vitesse (± 10%) par stretching à 12 Hz . . . 201
8.5 Variations de vitesse (< 10%) par stretching à différentes fréquences . . . 202
8.6 Zonage et moyenne des variations de vitesses . . . 203

9.1 Photos des nouvelles installations du Pont-Bourquin (perspective) . . . 206
9.2 Figure de conclusion finale : retour sur les résultats importants . . . 210

Liste des tableaux

1.1 Composition minéralogique des argiles litées du Trièves (*Giraud et al.* (1980) ; *Giraud et al.* (1991)) de 3 différents secteurs ; * valeurs pour une strate sombre (argileuse), ** valeurs pour une strate claire (silto-argileuse) . . . 42

2.1 Tableau des propriétés physiques et de leurs valeurs respectives pour différents matériaux naturels. . . . 61

4.1 Tableau comparatif entre les contraintes seuils définies par les tests de fluage de viscosité τ_c et celles définies par les tests de fluage du module élastique de conservation (G') τ_c'. . . . 111

Introduction

Les risques naturels subis par l'Homme sont, pour la grande majorité, liés aux mouvements tectoniques comme les séismes et les volcans ou aux perturbations climatiques comme les tempêtes et les cyclones. Les mouvements gravitaires sont le résultat du forçage de ces deux paramètres sur le milieu naturel. Ils sont pour la plupart d'entre eux localisés dans les régions post ou syn tectoniques (figure 1a) et déclenchés par des variations climatiques (précipitations ; figure 1b) qui déstabilisent les reliefs. Les mouvements de terrain menacent les populations partout à travers le monde et particulièrement dans les zones tropicales montagneuses où les précipitations sont les plus importantes. Ils varient suivant la nature du matériau mis en cause (roche, sol meuble) et celle du type du mouvement (éboulement, fauchage, glissement de terrain, etc.).

Parmi les mouvements de terrain, les glissements de type écoulement sont les plus fréquents et les plus dévastateurs (*Bièvre* (2010)). Le développement de l'urbanisation dans des zones exposées à cet aléa augmente la vulnérabilité des personnes, et donc le niveau de risque. La plus grande catastrophe récente a eu lieu le 17 février 2006 aux Philippines où, après une semaine d'intenses précipitations, un glissement de terrain a recouvert entièrement le village de *Guinsaugon*, tuant près de la moitié des habitants. La France n'est pas épargnée par ces catastrophes. Dans la région du Trièves composée essentiellement d'argiles litées, le glissement-coulée de la Salle-en-Beaumont en janvier 1994 a coûté la vie à quatre personnes. Des précipitations abondantes et ininterrompues avaient également eu lieu pendant les trois jours précédant le glissement.

Ces glissements dans les terrains argileux sont caractérisés par des épisodes catastrophiques et imprévisibles de liquéfaction et d'accélération.

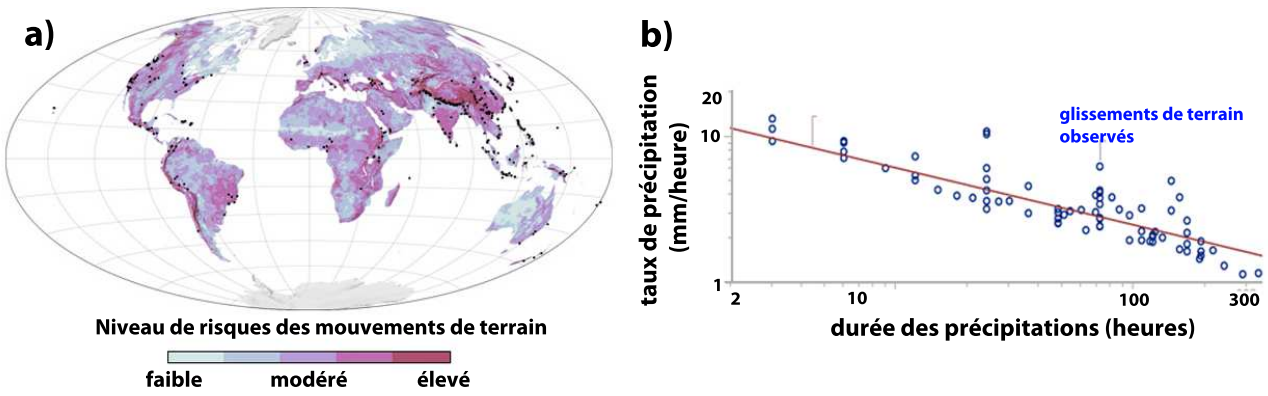


FIGURE 1 – a) Localisation des zones exposées à l'aléa des mouvements de terrain au niveau mondial (points noirs : recensement des zones de glissements de terrain entre 2003 et 2006). b) Lien entre l'occurrence des glissements de terrain et les précipitations (taux et durée). (*http ://earthobservatory.nasa.gov*)

Les études scientifiques sur les glissements de terrain ont débuté dans les années 1950 et se sont accrues de façon exponentielle depuis la fin des années 70 (*Gokceoglu and Sezer* (2009)),

en lien avec les évolutions technologiques des appareils de reconnaissances et de mesures. Parmi elles, les méthodes de reconnaissances géophysiques permettent de mesurer des paramètres physique du sol tels que la vitesse des ondes, la résistivité etc., eux-mêmes reliés aux paramètres structuraux géologiques et mécaniques du milieu analysé. En parallèle, les études géotechniques permettent de déterminer les lois rhéologiques qui établissent les relations entre contraintes et déformations.

Ces glissements de type écoulement se développent dans les sols à matrice argileuse, ce qui leur confère des propriétés particulières. Ces dernières sont illustrées sur la figure 2a par l'étalement de deux peintures sur un mur dont une contient de l'argile (bentonite). L'ajout de minéraux argileux dans la peinture empêche son écoulement dans des conditions de contrainte (déterminée par l'inclinaison du mur) et selon l'épaisseur de la couche (déterminée par la quantité de peinture étalée) (*Jones* (1983)). A plus grandes échelles, ces caractéristiques spécifiques de certaines argiles influencent le comportement des glissements de terrain argileux. Des études rhéologiques sont usuellement réalisées pour étudier le comportement de tels matériaux, dits "visqueux", en particulier lors de la transition solide-liquide.

La transition solide-liquide est caractérisée par une perte de rigidité de la structure du matériau susceptible d'être évaluée par les méthodes de reconnaissance géophysiques. Les études sismiques conduites sur les glissements de terrain argileux montrent que la vitesse des ondes de cisaillement (Vs) est sensible à l'état structurel du matériau. La figure 2 représente les vitesses de déplacement en surface du glissement d'Avignonet (Trièves) et elles sont comparées aux valeurs de Vs mesurées à 5 m de profondeur. Une diminution de Vs est corrélée à une augmentation de la vitesse des déplacements en surface, confirmant l'intérêt de Vs comme proxy à la déstructuration des terrains (*Jongmans et al.* (2009)). En outre, le développement des méthodes de suivi temporel relativement récent par sismique passive (*Wegler and Sens-Schönfelder* (2007) ; *Brenguier et al.* (2008a)) ouvre un large champ de recherche dans la surveillance en continu des mouvements de terrain.

Objectifs principaux

L'objectif de ce travail est d'étudier le comportement des argiles, avec une focalisation sur celles de la région du Trièves (Alpes françaises) en mesurant la variation de rigidité par l'intermédiaire des vitesses des ondes de cisaillement (Vs), avec deux questions clés principales :

(1) Comment la transition solide-liquide se produit-elle dans les argiles du Trièves, et peut-elle être observée par le suivi de Vs ?

(2) Si Vs permet de caractériser l'état structurel des argiles, sa variation peut-elle être utilisée comme paramètre précurseur aux glissements de terrains ?

Afin de répondre à ces questions, deux types d'études ont été réalisées :

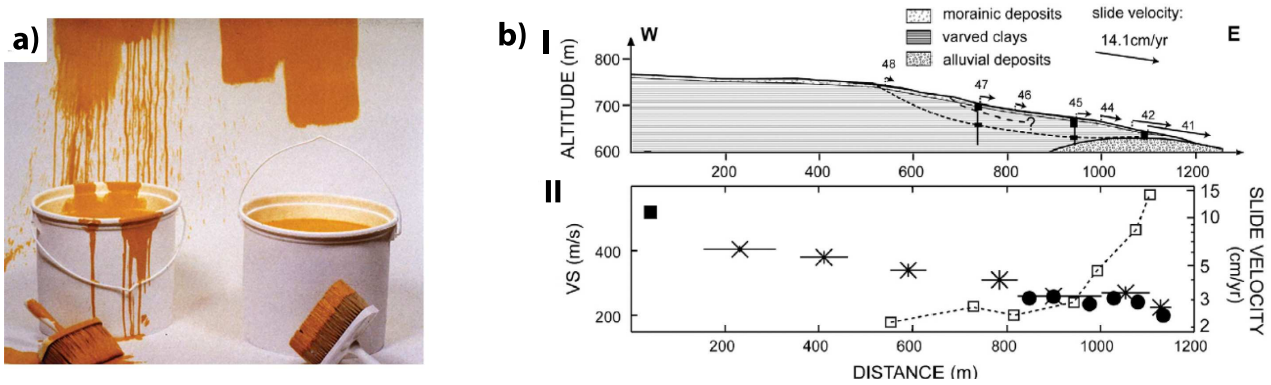


FIGURE 2 – Deux champs de recherche : la rhéologie des argiles et l'étude de la vitesse des ondes S. a) Changement de comportement rhéologique d'une peinture par l'ajout d'un agent argileux thixotrope (bentonite) (*Lagaly et al.* (1997)). b) (I) Profil géotechnique et vitesses de déplacement surfaciques du glissement argileux d'Avignonet. (II) Vitesse des ondes de cisaillement et déplacements de surface (*Jongmans et al.* (2009)).

Des études en laboratoire : des mesures rhéologiques ainsi que des mesures sismiques (Vs) ont été accomplies sur des échantillons d'argiles du Trièves à différentes teneurs en eau. Un test de plan incliné a également été conçu puis utilisé pour mesurer Vs au sein d'une masse argileuse pendant l'augmentation des contraintes appliquées (par augmentation de la pente).

Une étude de terrain : le glissement du Pont-Bourquin (Suisse) a été surveillé par deux méthodes sismiques - passives et actives - durant l'année 2010. Ce glissement a été choisi en raison de son activité importante et de sa taille relativement petite, propice à l'installation des dispositifs de surveillance de mesures sismiques.

Dans un cadre plus global, cette thèse s'inscrit dans un travail de développement méthodologique de dispositif sismique de prévention des glissements de type écoulement au sein des massifs argileux.

Organisation du manuscrit

Ce manuscrit se divise en 3 parties. La première partie est consacrée à la présentation de l'état des connaissances dans les domaines (1) des argiles et leurs caractéristiques particulières, (2) des glissements argileux type glissement-coulée et (3) des méthodes de mesure de Vs. La deuxième partie présente l'ensemble des travaux rhéologiques et les mesures sismiques réalisés en laboratoire. La dernière partie est consacrée à l'étude de la surveillance sismique du glissement du Pont-Bourquin (Suisse).

Partie I : Etat de l'art et méthodologie

Le chapitre 1 décrit les propriétés des argiles, caractérise leur composition minéralogique, ainsi que les méthodes de reconnaissance. Les méthodes géotechniques caractérisant les limites d'Atterberg sont passées en revue et illustrées pour différents types d'argiles, en fonction de la nature électrolytique de l'eau porale et de la température. Une partie importante du chapitre est ensuite consacrée à l'introduction des méthodes rhéologiques en théorie et en pratique, ainsi qu'à la description des comportements rhéologiques communément rencontrés. La transition solide-liquide est ensuite abordée plus en détail. Une synthèse du comportement rhéologique des argiles définis comme des fluides à seuil thixotropes à caractère viscoplastique est présentée. Un résumé des études antérieures sur les argiles du Trièves conclut le chapitre.

Le chapitre 2 présente les études des glissements de terrain et particulièrement les glissement-coulées. La proportion de concentration solide de grains fins telles que les argiles semblent discriminer deux comportements régis par les lois de Coulomb ou les lois viscoplastiques, suivant que les matériaux sont considérés comme biphasiques (fluide interstitielle dissociable des grains) ou monophasiques (masse de matériau homogène). Enfin, les méthodes de reconnaissance géophysiques in-situ sont inventoriées et la méthode de tomographie électrique détaillée.

Suite aux méthodes de géophysique appréhendées dans le chapitre 2, **le chapitre 3** est consacré uniquement aux méthodes sismiques et plus particulièrement à l'étude de la vitesse des ondes de cisaillement (Vs) en fonction de la profondeur. Après avoir développé la méthode active d'inversion des ondes de surface, celle des ondes de Rayleigh en particulier, la méthode passive par inversion de la fonction de Green utilisant le bruit du fond sismique est expliquée puis illustrée par des exemples sur les glissements de terrain. Deux méthodes de suivi temporel des variations de vitesse relative des ondes sont détaillées : la méthode de stretching et la méthode des doublets.

Partie II : Caractérisations rhéologiques et géophysiques de l'argile du Trièves, études en laboratoire

Le chapitre 4 présente les deux types d'études réalisées en laboratoire pour étudier la transition solide-liquide dans les argiles du Trièves :

Des études géotechniques ont permis de définir la limite de liquidité LL c'est à dire la valeur de la teneur en eau gravimétrique w qui sépare l'état plastique de l'état fluide. Des essais rhéologiques réalisés sur des échantillons de fluides argileux ont permis de les définir comme des fluides à seuil modélisables par des lois de type Herschel-Buckley. Leur thixotropie a été mise en évidence ainsi que leur bifurcation de viscosité lorsqu'ils sont soumis à des contraintes proches de leur contrainte seuil. Autour de cette limite, la mesure des modules élastiques montre une diminution marquée, impliquant une décroissance de Vs lors de la fluidification des argiles.

Des études sismiques au sein d'un volume argileux ont été réalisées dans le domaine liquide ainsi que dans le domaine plastique à l'aide d'une source piézo-électrique et de récepteurs accélérométriques (pour le domaine plastique) et d'un vibromètre laser (pour le domaine liquide).

La vitesse des ondes S en fonction de la teneur en eau est évaluée par deux relations linéaires de pentes décroissantes avec une rupture de pente aux environs de la limite de liquidité géotechnique LL.

Ces résultats sont regroupés et confrontés dans la dernière partie correspondant à un article publié dans *Geophysical Research Letters* en 2012 intitulé *Shear-wave velocity as an indicator for rheological changes in clay materials : Lessons from laboratory experiments.*

Le chapitre 5 présente les tests de plan incliné où l'écoulement d'une masse argileuse a été suivi quasi-continuellement par les mesures de Vs à l'aide du dispositif constitué d'une source piézo-électrique et de récepteurs accélérométriques. Ce chapitre présente, de manière chronologique les différentes étapes d'amélioration du dispositif du plan incliné en fonction des résultats obtenus. Finalement les résultats de trois tests à différentes valeurs de teneur en eau montrent une diminution de Vs avant le déplacement de la surface de la masse argileuse. Les angles mesurés de départ de l'écoulement prouvent le caractère du fluide à seuil et sont en bon accord avec les modèles théoriques. Ces observations soutiennent l'idée que Vs s'avère un bon proxy de la déformation rhéologique et précurseur des écoulements argileux.

Partie III : Surveillance sismique du glissement du Pont-Bourquin (Suisse), étude *in-situ*

Le chapitre 6 est consacré à la présentation du glissement du Pont-Bourquin et des prospections géophysiques réalisées préalablement à ce travail. Ce glissement argileux est un glissement-coulée de taille limitée mais actif, qui à connu une accélération brutale le 17/18 août 2010 avec un volume en mouvement d'environ 3000-6000 m^3. Les études de terrains ont permis de définir ce glissement comme un glissement-coulée caractérisé par un mouvement lent en amont qui transporte les matériaux vers une zone d'accumulation en aval. Lorsque les contraintes internes dans la zone d'accumulation atteint le seuil de contrainte, le glissement-coulée se déclenche. Ce chapitre présente succinctement l'installation de la surveillance active et passive réalisée au cours de ce travail.

Le chapitre 7 présente les résultats de la surveillance passive réalisée du mois d'avril au mois d'août 2010. Deux vélocimètres à trois composantes ont été installés de part et d'autre de la zone d'accumulation du glissement-coulée et ont enregistré le bruit de fond ambiant. La propagation des ondes de surface est reconstruite grâce à la technique d'intercorrélation des signaux enregistrés. Les mesures des variations de vitesse des ondes de surface obtenues, montrent une chute avant le départ en coulée. À partir d'une analyse spectrale de la diminution de la vitesse, il a été possible de localiser le changement rhéologique à la base de la couche du glissement. Ces résultats renforcent l'intérêt de Vs comme paramètre précurseur aux déclenchements de coulées et leur capacité à localiser les déformations en profondeur. Les travaux réalisés en partenariat avec l'UNIL ont fait l'objet d'un article publié dans la revue *Journal of Geophysical Research* en 2012, intitulé : *Ambient seismic noise monitoring of a clay landslide : Toward failure prediction.*

Le chapitre 8 correspond aux résultats de la surveillance active réalisée du mois de février

au mois de décembre 2010. Quatre plots en béton ont été installés le long du bord droit du glissement (servant de support de choc des coups de marteau) en regard à une ligne de 11 géophones installés le long du bord opposé. Douze missions d'acquisition de signaux actifs ont été réalisées sur toute l'année 2010. Les variations de vitesse des ondes de surface mesurées sont difficilement interprétables.

Le chapitre 9 dresse les conclusions et présente les perspectives de la surveillance active et passive du glissement de terrain du Pont-Bourquin. Le glissement est maintenant surveillé avec huit vélocimètres à une composante (quatre à chaque bord du glissement, entourant la zone d'accumulation).

Première partie

État de l'art et méthodologie

Chapitre 1

Caractéristiques et comportement des argiles

1.1 Les Argiles

Peu de roches comme les argiles ont suscité autant d'intérêt dans l'histoire humaine en raison de leurs propriétés singulières et leur omniprésence sur la Terre. Aucun autre groupe de matériaux inorganiques n'a autant de formes diverses, de spécifications, de propensions à la modification avec un tel éventail de réactivités. Bien qu'elles soient essentiellement réputées pour la conception d'objets d'arts historiques (sculpture) ou pratiques (céramique, poterie) ou encore d'éléments d'infrastructures (briques, tuiles), elles sont l'ingrédient indispensable de nombreux processus essentiels tels que le développement de la vie sur Terre du fait de leur implication dans la synthèse des biomolécules prébiotiques (*Bergaya et al.* (2006)). Utilisées la première fois par l'Homme pour la conception de briques, de poteries chez les Summériens, les argiles ont également permis le développement de l'écriture il y a plus de 7000 ans (*Kramer et al.* (1957)) dont les symboles cunéiformes étaient gravés sur des tablettes d'argiles. Dans la Grèce antique, elles servaient également de cicatrisants et d'antiseptiques. Elles sont aujourd'hui des constituants essentiels de plastiques, produits cosmétiques, papiers, peintures ainsi que des nanocomposites polymériques (*Khan et al.* (2009)). De plus les argiles ouvrent également des perspectives dans la dépollution des sols et la protection de l'environnement (*Churchman et al.* (2006)). Les sciences autour des argiles sont aussi vastes et multidisciplinaires que leurs diversités stucturales et comportementales le laissent imaginer. On les retrouve dans des études de géologie, cristallographie, minéralogie, géotechnique et de rhéologie mais également en chimie organique, en physique et chimie colloïdale avec un néo-développement récent dans toutes les sciences biologiques et médicales (*Bergaya et al.* (2006)).

Leur présence dans les glissements de terrain est bien le seul cas où les argiles dénigrent cette bonne alliance. La complexité comportementale due à ses propriétés spécifiques fait de l'étude des glissements de terrain argileux un véritable défi pour leur compréhension cinématique et leur prévision.

La première formulation du terme Argile nous vient vraisemblalement de Georgius Agricola, un des pères de la Géologie de la première moitié du XVIème siècle (*Guggenheim and Martin* (1995)). De nos jours, la définition de l'argile reste très qualitative en regroupant trois caractéristiques bien différentes : (1) la granulométrie, (2) la plasticité et (3) la composition minérale. L'AIPEA (L'Association Internationale pour l'Etude des Argiles) et la CMS (Clay Minerals Society) ont défini les argiles comme des *'matériaux naturels composés principalement de minéraux à grains fins, généralement plastique sous certaines conditions de teneur en eau mais se durcissent en séchant ou cuisant'*(*Guggenheim and Martin* (1995)).

Bien qu'elles puissent résulter de processus d'altération des roches cristallines, les argiles sont avant tout perçues comme des roches sédimentaires. Mais elles sont également définies par leurs caractéristiques minérales, on parlera alors de minéraux argileux et non d'argiles (la confusion et l'emploi de ces deux termes : 'argiles' et 'minéraux argileux' fait encore débat dans la communauté scientifique (*Bergaya et al.* (2006)).

1.1.1 L'argile : une roche

La grande majorité des argiles sont d'origine sédimentaire provenant de la dégradation de roches mères silicatées. Dans une moindre mesure elles peuvent venir de processus d'altération ou hydrothermaux (dans les rides médio océaniques). Les argiles elles-mêmes peuvent se différencier en d'autres argiles si les conditions du milieu évoluent. De manière beaucoup plus rare, les argiles peuvent venir d'une néoformation (généralement le cas des argiles fibreuses).

Dans les milieux naturels les argiles se présentent souvent sous forme d'argilite, c'est à dire des argiles consolidées parmis lesquelles on distingue les **argiles litées** si le dépôt argileux s'est fait par couches successives (ou **varvées** lorsqu'un double cycle périodique annuel est observé) (figure 1.1a) ou les **argiles schisteuses** si elles présentent une schistosité due à un métamorphisme (figure 1.1b). Les marnes sont des argiles carbonatées (figure 1.1c), dont le nom peut être extrapolé avec d'autres roches plus spécifiques qui les composent : les marnes à dolomites ou marnes à gypse par exemple.

La taille des particules est un paramètre déterminant de la définition des argiles. Cependant il n'existe là encore aucune valeur limite précise. En géoscience (en géotechnique en particulier) l'échelle de Wentworth est souvent utilisée avec une taille définie de particules inférieures à 4μm bien que la plupart des échelles définissent comme argiles les particules inférieures à 2μm (comme l'échelle SCCS : Système canadien de classification des sols, USDA : *United States Department of Agriculture* ou encore USCS : *Unified Soil Classification System*). Dans les sciences des colloïdes, les argiles sont souvent limitées à des particules inférieures à 1μm (*Bergaya et al.* (2006)).

La deuxième particularité importante des argiles est leur propriété plastique (pour une certaine teneur en eau) c'est à dire leur capacité à se déformer sans rupture si une contrainte leur est appliquée et de conserver leur forme lorsque la contrainte est arrêtée.

Les argiles sont également reconnues pour leur grande capacité d'absorption aqueuse (de même qu'une grande imperméabilité) grâce à leurs structures minérales. Il est donc nécessaire d'étudier les argiles en tant que minéraux.

1.1.2 L'argile : des minéraux

Les minéraux argileux sont organisés en deux types de couches moléculaires : une couche tétraédrique (**T**) silicium-oxygène (SiO4) et une couche octaédrique (**O**) aluminium-hydroxyde (Al(OH)6) avec des substitutions isomorphiques d'atomes fréquentes du silicium et de l'aluminium par le magnésium (Mg) et le fer (Fe) principalement. Ces deux couches s'attachent par la mise en commun d'atomes d'oxygène et d'hydroxydes formant ainsi des feuillets, eux-mêmes séparés par un espace dit interfoliaire. On distingue deux types de structures principales de feuillets : une couche tétraédrique superposée à une couche octaédrique (**TO** ou 1 :1 ; figure 1.2a, c), ou deux couches tétraédriques recouvrant une couche octaédrique (**TOT** ou 2 :1 ; figure 1.2b, d). Le déficit de charge positive lors des substitutions partielles du silicium, de l'aluminium ou du magnésium est compensé par l'insertion de cations dans les espaces interfoliaires. Cette organisation structurale donne à certaines argiles des propriétés de gonflement par l'agrandissement

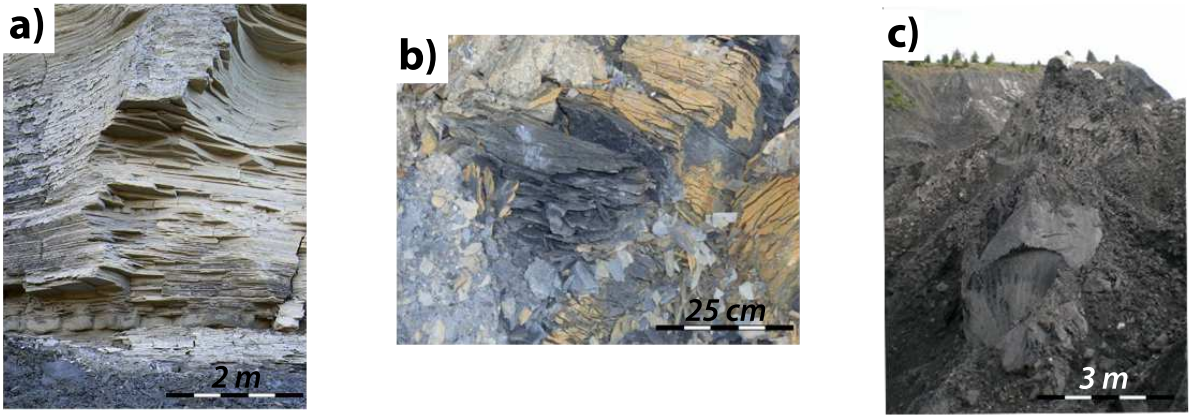


FIGURE 1.1 – Photos de différents faciès argileux. a) Argiles litées du Trièves (France) b) Argiles schisteuses de Pont-Bourquin (Suisse, *Jaboyedoff et al.* (2009)). c) Marnes noires de Super-Sauze (France, *Travelletti* (2011))

de ces espaces grâce à l'incorporation de ces cations hydratés (Na^+, Ca^{2+}, K^+, etc.). La capacité à adsorber un nombre important de cations est également liée à la surface spécifique que possèdent les argiles (*Leroy et al.* (2007)). Cette surface spécifique est liée à l'ordonnancement des feuillets du réseau cristallin.

La propension des argiles à adsorber des cations est donc principalement déterminée par le couplage de (1) leur surface spécifique totale (exprimée en m^2/g) et (2) de leur CEC (capacité d'échange cationique, exprimée en cmol/kg représente la concentration molaire de cations de substitution nécessaire pour 'neutraliser' 1kg d'argile).

Les familles d'argiles célèbres

Les argiles sont de natures diverses, les familles ou groupes les plus répandus sont les suivants :

- **La kaolinite** (étymologiquement du Chinois signifiant Hautes collines) est une argile à feuillets neutres de type TO (figure 1.2c). Elle se forme dans les zones tropicales où les sols sont bien drainés au pH acide. Les feuillets sont généralement bien ordonnés dans le réseau cristallin (figure 1.2a).

- **Les illites** (découvertes en 1937 dans l'Etat de l'Illinois, USA) de structure TOT, sont assez proches des micas et d'autres silicates dont elles sont issues. Il y a quelques substitutions de Si par Al dans la structure tétraèdrique (atome X dans la figure 1.2) mais également de Al par Mg ou Fe dans la structure octaédrique (atome Y).

- **Les smectites** dont fait partie **la montmorillonite** (étymologiquement vient de Mont-

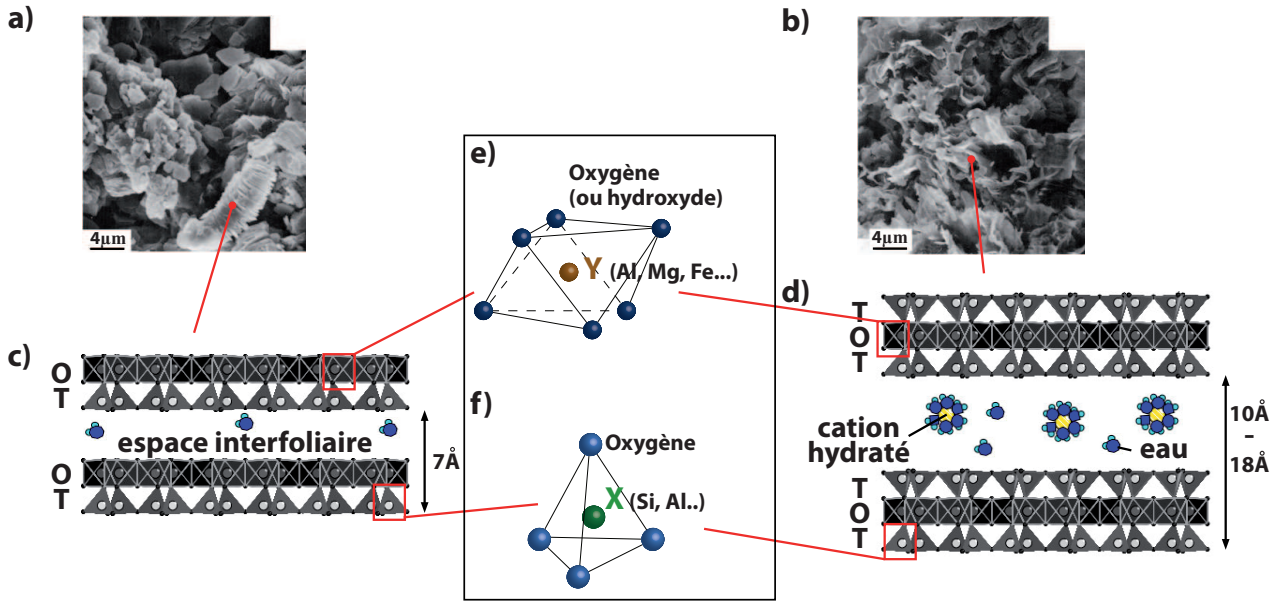


FIGURE 1.2 – a) Images MET (Microscopie Electronique en Transmission) d'une kaolinite et b) d'une smectite de Sasso (Italie) (*Lombardi et al.* (1987)). c) Représentatin schématique de la structure de Kaolinite et d) d'une montmorillonite (smectite) (modifié d'après *Bradbury and Baeyens* (2002)). Zoom sur un tétraèdre silicium-oxygène et sur un octaèdre aluminium-oxygène.

morillon, une localité dans la Vienne, France) est de type TOT également (figure 1.2b c). Elles se forment dans des sols mal drainés alcalins. Il y a quelques substitutions de Al par Mg (atome X dans la figure 1.2). Le désordonnement cristallin des feuillets et leurs charges modérées facilitent l'éloignement des unes par rapport aux autres (l'espacement peut passer de 10Å à 18Å, figure 1.2d) favorisant l'adsorption de cations hydratés mais également de molécules organiques plus imposantes. Ces phénomènes physico-chimiques apportent à ces argiles un fort caractère gonflant. Ces propriétés sont largement utilisées dans l'industrie, la **bentonite** (son nom venant de Fort Benton dans le Wyoming, USA) étant la plus célèbre.

– **Les chlorites** (nommées par leurs couleurs, *chloros* signifiant 'vert' en grec) sont généralement proches du mica noir dont elles sont issues. La structure des chlorites est également de forme TOT (avec une substitution partielle de l'Al par du Fe), cependant l'espace interfoliaire contient une couche supplémentaire d'hydroxyde (souvent associée au magnésium).

– **La vermiculite** (du latin *Vermiculus* signifiant 'petit vers', en allusion à son exfoliation au chauffage) est proche des chlorites ou des illites minéralogiquement mais montre des propriétés gonflantes semblables aux smectites.

– **La laponite** est une argile de synthèse souvent utilisée dans l'industrie. Non naturelle, elle ne rentre donc pas dans le critère de roche argileuse tel que défini actuellement (1.1). De structure (**TOT**), elle est utilisée comme agent rhéologique industriel (dans la production de nanocomposites par exemple).

Les propriétés de surface spécifique totale ainsi que de capacité d'échange cationique expliquent la propension des argiles aux gonflements. Par exemple, la kaolinite a une surface totale spécifique d'environ 10-30 m^2/g pour une CEC entre 5 cmol/kg et 15 cmol/kg alors que les argiles gonflantes comme les smectites ou les vermiculites ont une surface totale spécifique environ 8 fois plus importante (700-800 m^2/g) pour une CEC 10 fois plus grande (80-150 cmol/kg) (*Morel et al.* (1996)).

Les minéraux argileux peuvent être composés de plusieurs types de feuillets et d'espaces interfoliaires différents, on parlera alors d'argiles minérales interstratifiées.

Méthode d'analyse des minéraux argileux

Afin de connaitre la composition minérale d'une roche argileuse, la diffraction de rayon X (DRX) est la méthode la plus communément pratiquée (*Huff* (1974) ; *Moore et al.* (1989) ; *Djéran-Maigre et al.* (1998)). Utilisé pour tout corps cristallisin, ce procédé permet d'envoyer un rayon X (de longueur d'onde de même taille que les distances interatomiques, $\lambda \approx 0.17nm$) qui se diffracte et se réfléchit sur les multiples feuillets superposés de l'argile par diffusion de Rayleigh (ré-émission d'onde électromagnétique d'un atome par stimulation d'une première onde incidente). Bien que la réflexion se produise dans toutes les directions de l'espace, il existe une direction où les ré-émissions seront en phase en produisant une interférence constructive

suffisamment intense pour être mesurée créant ainsi des pics de diffractions déterminés par la loi de Bragg :

$$2d \sin \delta = N \cdot \lambda \tag{1.1}$$

où d est la distance interréticulaire (entre deux plans cristallographiques), δ est le demi-angle de déviation (l'angle entre le rayon incident et le rayon ré-émis divisé par deux), N est l'ordre de réflexion et λ la longueur d'onde des rayons X. A chaque minéral correspond une distance interréticulaire qui peut être utilisée pour l'identification. Le calcul se faisant par différence de phase, il est nécessaire de faire attention aux harmoniques des pics de diffraction (aux modulo 2π près) qui représentent des minéraux identiques. Les différentes hauteurs des pics de diffraction de chaque minéral donnent une idée approximative de leur quantité relative dans le matériau.

1.1.3 Les interactions argileuses en suspension

Les forces interparticulaires au sein d'une suspension argileuse sont dominées par des phénomènes électriques liés aux caractéristiques spécifiques de leurs minéraux (*Ragouilliaux* (2007)). D'après la théorie DLVO (acronyme dérivé du nom de leurs auteurs : Derjaguin, Landau, Verwey et Overbeek ; *Verwey and Overbeek* (1999)), deux types d'énergie potentielle antagonistes sont susceptibles de prédir l'attraction ou la répulsion entre deux surfaces en fonction de la distance qui les sépare :

- les forces répulsives électrostatiques naissant par la création d'une double couche ionique à la surface des particules qui va tendre à abaisser son potentiel électrostatique en fonction de la distance (figure 1.3a). Elles dépendent du type de cations compensateurs et de la force ionique du fluide (*Ragouilliaux* (2007)).

- les forces attractives de type Van der Waals dont la portée peut aller des distances atomiques jusqu'à des distances colloïdales (figure 1.3b). Ces forces naissent d'une particule dipolaire induisant instantanément sur sa voisine un moment dipolaire inversé créant ainsi une interaction attractive. Elles sont à l'origine du phénomène de floculation pouvant se traduire par une agglomération particulaire.

Le profil d'intéraction totale DLVO est donc issu de l'addition de ces deux interactions (figure 1.3c). Deux puits de potentiels attractifs sont définis pour les très courtes et les très longues distances (ϕ_{min1} et ϕ_{min2}). Entre les deux, le puits de potentiel ϕ_{max} montre une dominance des effets répulsifs.

De plus, le comportement des particules argileuses est influencé par tous les types de phénomènes physico-chimiques susceptibles de faire varier ces interactions : la nature de l'eau porale (sa concentration ionique), l'écoulement hydraulique, le pH, la température etc.

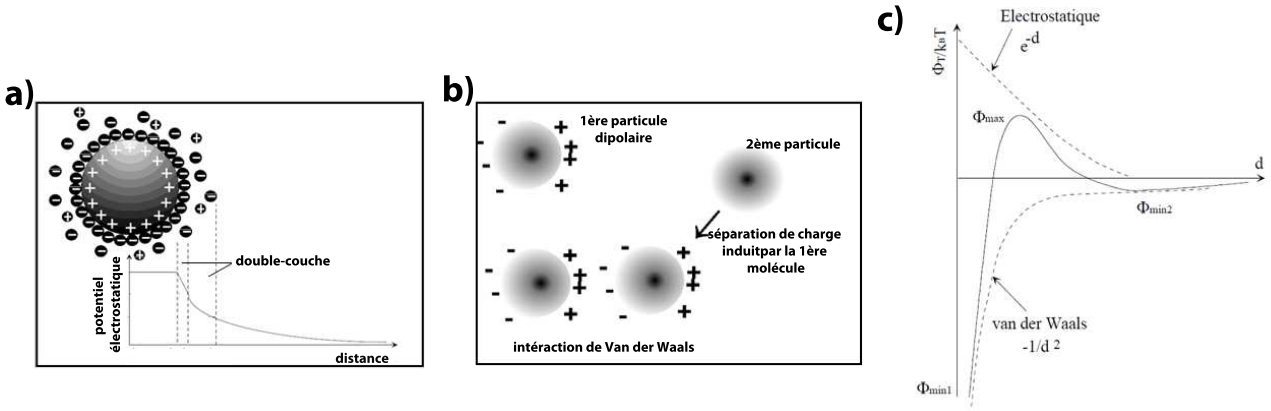


FIGURE 1.3 – a) Double couche et variation du potentiel électrostatique autour d'une particule en fonction de la distance (modifié d'après *Canseco* (2009)). b) Principe simplifié de l'attraction induite de type Van der Waals entre deux particules (*http ://www.dycem-cc.com/vanderwaals.php*). c) Modèle DLVO : profil de l'énergie électrostatique et de Van der Waals (en pointillé) ainsi que du potentiel d'interaction totale (trait plein) entre deux surfaces en fonction de la distance de séparation (*Canseco* (2009)).

1.1.4 Caractérisations géotechniques des argiles

La plasticité des roches argileuses est une propriété fondamentale du matériau à changer sa forme sans rupture sous l'action d'une force et qui la conserve lorsque celle-ci est arrêtée (*Andrade et al.* (2011)). En géotechnique, les mesures des limites d'Atterberg sont une façon commune, rapide et peu onéreuse pour définir la plasticité des argiles. Elle consiste à déterminer la limite de plasticité (LP) et celle de liquidité (LL) qui représentent les seuils des valeurs de teneur en eau pour lesquels le comportement passera respectivement de l'état solide à l'état plastique et de l'état plastique à l'état liquide. Un sol plastique est souvent défini par son indice de plasticité (Ip) qui est égal à la différence des deux précédentes limites $Ip = LL - LP$ (figure 1.4a).

Mesures expérimentales de LL et LP

Les méthodes de mesure de plasticité sont diverses, cependant **l'appareil de Casagrande** et **le pénétromètre à cône** sont les plus utilisés pour mesurer la limite de liquidité (*Cornforth* (2005)). L'appareil de Casagrande définit la limite de liquidité par la mesure de la teneur en eau pour laquelle une entaille est refermée sur 10mm après 25 chocs répétés d'un morceau d'argile étalé sur une coupelle (illustré à la figure 1.4b (I)). Pour mesurer la limite de plasticité, un fin rouleau est façonné à la main (figure 1.4b (II)) et la limite est définie par la teneur en eau pour laquelle le rouleau se fissure (à expériences en teneur en eau décroissante).

D'autres méthodes de mesure de plasticité sont également employées comme celle de Pfefferkon, les rhéomètres capillaires et les rhéomètres à couple (*Andrade et al.* (2011)). Les photos de

la figure 1.4c montrent qualitativement la différence comportementale lors d'un test de pénétration d'une argile (I) au-dessous du seuil de plasticité (état solide) avec la formation de fissures et (II) au dessus.

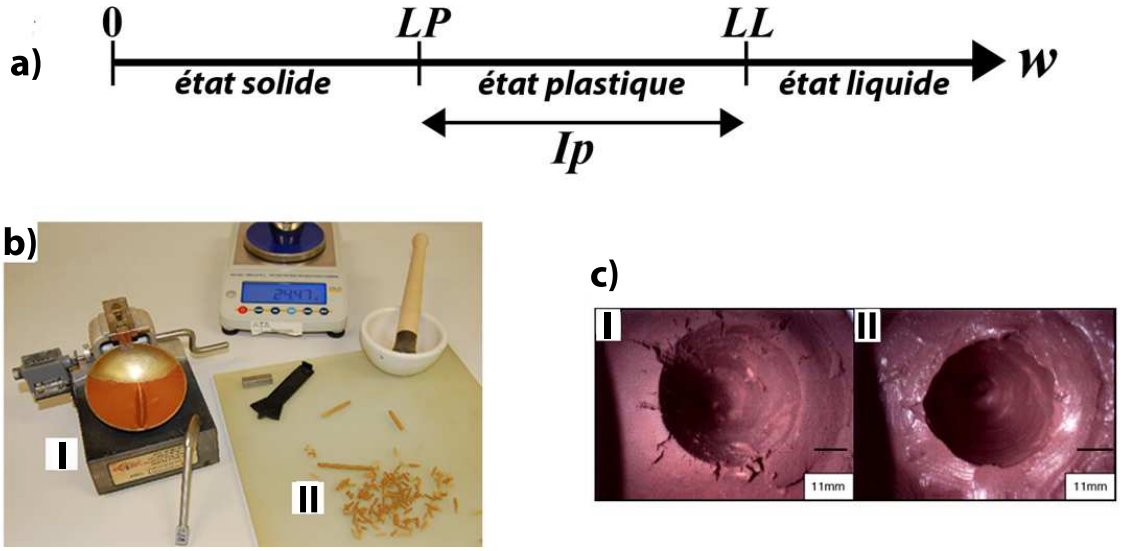


FIGURE 1.4 – a) Echelle de teneur en eau caractéristique des états du matériau séparés par la limite de liquidité LL et la limite de plasticité LP ($Ip = LL - LP$). b) (I) Appareil de Casagrande (mesure de LL), (II) rouleau aminci à la main (mesure de LP) (*http ://www.test-llc.com*). c) Images de pénétration de l'argile (I) à faible teneur en eau sous le seuil de plasticité (fissuration), (II) à forte teneur en eau au-dessus du seuil de plasticité (*de Oliveira Modesto and Bernardin* (2008)).

Principaux facteurs influençant la plasticité

La plasticité est fortement influencée par **la composition minérale** du sol (*Andrade et al.* (2011) ; *Grabowska-Olszewska* (2003) ; *Tiwari and Ajmera* (2011) ; *Guggenheim and Martin* (1995)), en raison de sa capacité à interagir avec les solutions ionisées (*Schmitz et al.* (2004), *Grabowska-Olszewska* (2003)). Dans la littérature, deux argiles aux structures minéralogiquement antagonistes sont souvent comparées : la kaolinite (non gonflante au CEC faible) et les smectites (usuellement la bentonite ou la montmorillonite, très gonflantes, au CEC fort).

Sur la figure 1.5a sont reportés les résultats des limites d'Atterberg (Ip en fonction de LL) mesurées avec deux appareils de mesure différents : l'appareil de Casagrande et le pénétromètre à cône pour des mélanges argileux de kaolinite et de montmorillonite à différentes proportions. Plus la concentration en montmorillonite est importante et plus la limite de liquidité est haute, indiquant une plasticité forte. On notera que les deux protocoles de mesure donnent des résultats quasi-identiques.

La **nature et la concentration des ions** présents en solution sont également des facteurs importants impactant la plasticité. La figure 1.5b montre l'impact que peut avoir la concentration de cations sur la limite de liquidité d'une argile de type bentonite : plus la concentration de cations (Ca^{2+} K^{+} ou Na^{+}) est importante et plus la limite de liquidité LL diminue.

La température peut jouer également un rôle non négligeable suivant le type d'argile. La figure 1.5c montre les variations de LL pour quatre argiles de composition (kaolinite-montmorillonite) différentes en fonction de la température. Son impact sur les variations de LL est d'autant plus important que le taux d'argile de type gonflant est grand.

Les limites d'Atterberg ne sont pas suffisantes pour comprendre le comportement du matériau en réponse à différentes contraintes ou déformations appliquées. La rhéologie est alors indispensable pour formaliser ces comportements.

1.2 Rhéologie des fluides complexes, cas de l'argile

Le terme de rhéologie a été formulé la première fois par Eugène Cook Bingham en 1920 (1878-1945). Etymologiquement la rhéologie vient du grec : étude (*logos*) de l'écoulement (*rheo*). Elle est née de la nécessité de comprendre le comportement complexe de matériaux, à la frontière entre les états solide, plastique et liquide et de définir des lois constitutives reliant les déformations, les contraintes et leurs dérivées temporelles (taux). Cette discipline née au début du XXeme siècle afin de mieux déterminer le comportement de matériaux pour des processus industriels (plastique, caoutchouc, peinture etc.) s'est transformée rapidement en une science à part entière.

Bien que les travaux de Poiseuille et de Couette dans la deuxième partie du XIXème siècle aient formalisé la définition de viscosité (η, en Pa.s) comme l'élément de proportionnalité entre une contrainte appliquée (τ, en Pa) sur un fluide et son taux de déformation ($\dot{\gamma}$, en s^{-1}) :

$$\tau \;=\; \eta\, \dot{\gamma}\;, \tag{1.2}$$

Newton avait déjà exprimé ce concept de façon intuitive plus d'un siècle auparavant. L'aspect intuitif de la viscosité peut se traduire par le frottement interne, couche sur couche d'un fluide lorsque celui-ci s'écoule par cisaillement. Conceptuellement, la viscosité est une analogie aux travaux contemporains de Newton sur l'élasticité des solides menés par Robert Hooke. La loi qui porte désormais son nom exprime que, pour un solide élastique, la contrainte de traction (σ) est proportionnelle à la déformation (ϵ) dont le coefficient de proportionnalité est le module de Young (E, exprimé en Pa).

$$\sigma \;=\; E\, \epsilon \tag{1.3}$$

1.2.1 Cisaillement simple et viscosité

Le cisaillement simple d'un fluide est réalisé en le plaçant entre deux plans dont l'un est immobile et le second se déplace parallèlement au premier grâce à une force F. Le fluide étant

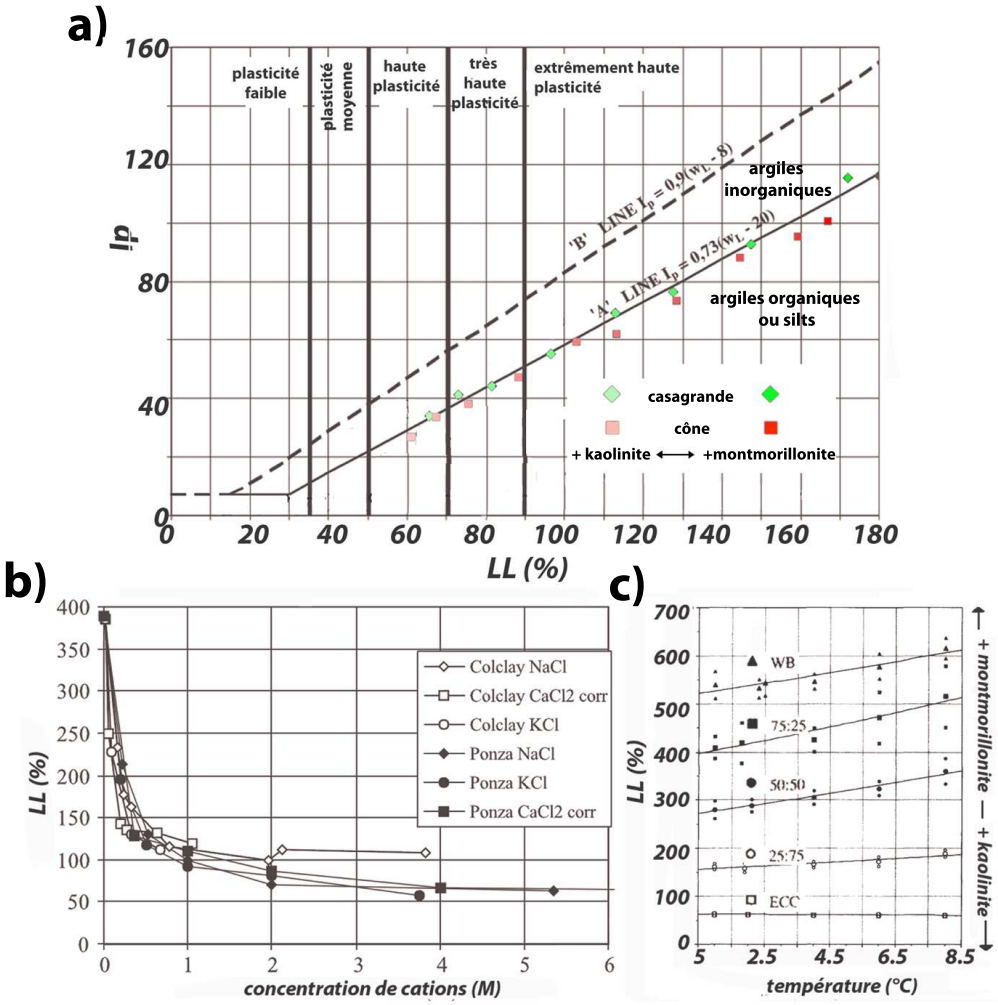


FIGURE 1.5 – a) Diagramme de Casagrande des mélanges (kaolinite-montmorillonite) mesurés avec deux appareils (Casagrande : losanges verts, et pénétromètre à cône : carrés rouges) : les couleurs pâles indiquent un pourcentage élevé en kaolinite tandis que les couleurs vives indiquent un pourcentage élevé en montmorillonite. La ligne 'A' sépare généralement les matériaux argileux inorganiques (au-dessus) des matériaux argileux organiques ou silteux (en-dessous). La ligne 'B' marque une limite maximum des sols en général (*Grabowska-Olszewska* (2003)). Evolution de la limite de liquidité LL selon, b) la concentration en cations (Ca^+, K^+ ou Na^+) pour deux types de bentonites (Colclay et Ponza) (*Schmitz et al.* (2004)) et c) la température pour 5 mélanges (à proportion annotée) de 2 types d'argiles (WB : Bentonite, ECC : Kaolinite) (*Jefferson and Foss Rogers* (1998)). NB : les limites sont ici définies en pourcentage de teneur en eau volumétrique.

considéré comme une superposition de couches adjacentes infiniment fines, la force induit sur ces surfaces une contrainte de cisaillement déformant le fluide par un mouvement laminaire de proche en proche, sans transfert de matière, de la plaque mobile à la plaque statique. Si l'on considère trois surfaces adjacentes *S1*, *S2* et *S3* (figure 1.6b ; la quantité de mouvement qu'une surface transmet à une autre sont de mêmes couleurs) : la surface *S2* est mûe à la fois par la transmission de la quantité de mouvement de *S1* (en rose, qui l'accélère) et *S3* (en marron, qui la freine) (figure 1.6).

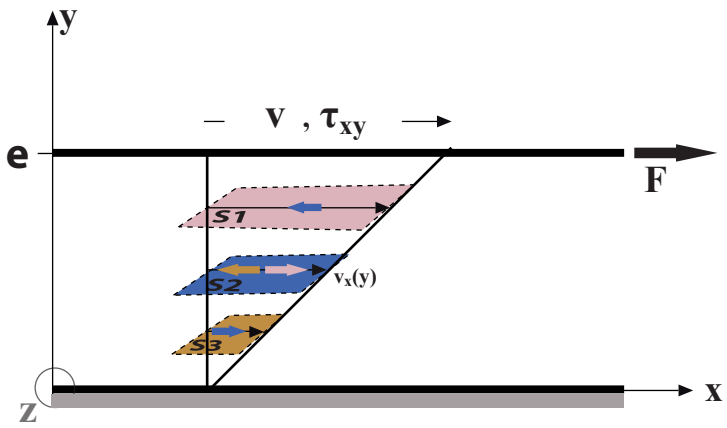


FIGURE 1.6 – Profil de vitesse et de contrainte d'un cisaillement simple entre 2 plaques (la base est immobile tandis qu'un mouvement produit par une force de cisaillement F est appliquée sur la plaque du haut).

1.2.1.1 Taux de cisaillement (*shear rate*)

Soit **u** le déplacement des particules lors du cisaillement simple, la déformation de cisaillement γ (*Shear strain*), est définie comme son rapport de proche en proche en y lors du cisaillement. C'est donc la dérivée du déplacement **u** suivant y :

$$\gamma(y) = \frac{\partial u}{\partial y} \tag{1.4}$$

Un liquide se déformant continûment avec le temps (u est fonction de t) il est plus judicieux de mesurer sa dérivée temporelle qui représente la variation de vitesse locale sur toute l'épaisseur du cisaillement (taux de cisaillement) :

$$\dot{\gamma}(y) = \frac{\partial v_x}{\partial y} \tag{1.5}$$

1.2.1.2 Contrainte de cisaillement (shear stress)

Soit deux surfaces superposées lors du cisaillement qui se déplacent l'une relativement à l'autre. La première va exercer une force dF qui tend à accélérer sa couche voisine du bas tandis que celle-ci (suivant les lois de contre réaction) va exercer une force -dF qui va tendre à freiner la première (figure 1.6b). Soit une surface S orientée parallèlement au plan de cisaillement (de normale $n = 1$, suivant y) , le tenseur des contraintes de cisaillement s'écrit :

$$\tau_{ij} = \frac{dF_j}{ndS} \tag{1.6}$$

et peut se décomposer en,

$$\tau_{ij} = -p\delta_{ij} + D_{ij} \tag{1.7}$$

où p est la pression (i.e la seule force qui s'exerce sur le fluide lorsque celui-ci est au repos), D_{ij} est le déviateur des contraintes définissant le mouvement du fluide. δ_{ij} représente l'opérateur de Kronecker ($\delta_{i=j} = 1$ et $\delta_{i\neq j} = 0$). Dans le cadre d'une déformation de cisaillement simple, seules la contrainte tangentielle τ_{xy} et les contraintes normales (τ_{xx}, τ_{yy}, τ_{zz}) sont non nulles :

$$\underline{\underline{\tau}} = -p\underline{\underline{\delta}} + \underline{\underline{D}} = \begin{pmatrix} D_{xx} - p & \tau_{xy} & 0 \\ \tau_{yx} & D_{yy} - p & 0 \\ 0 & 0 & D_{zz} - p \end{pmatrix} \tag{1.8}$$

1.2.1.3 La viscosité : paramètre de l'équation constitutive entre contrainte et déformation

Les équations constitutives en rhéologie lient la contrainte et le taux de déformation et permettent donc de caractériser l'écoulement. Newton ayant intuitivement défini la viscosité, son nom fut donné aux matériaux qui ont une relation de linéarité entre la contrainte et le taux de déformation. En cisaillement simple, les contraintes normales pour un fluide newtonien sont nulles. Leurs écoulements sont donc définis par :

$$\tau_{ij} = 2\eta\dot{\gamma}_{ij} \text{ (fluide newtonien...)} \Rightarrow \tau_{xy} = \eta\frac{\partial v_x}{\partial y} \text{ (...en cisaillement simple)} \tag{1.9}$$

Etant défini comme le rapport d'une contrainte sur un taux de déformation, la viscosité s'exprime en Pa.s. Les fluides non-newtoniens sont définis par une viscosité non constante mais qui varie en fonction du taux de déformation (détaillés à la section 1.2.2).

Nous allons nous intéresser aux techniques expérimentales qui permettent de recréer la cinématique d'une déformation de cisaillement simple.

1.2.1.4 Techniques expérimentales

Les rhéomètres induisent un mouvement cisaillant rotatif. Le fluide étudié est placé entre deux pièces coaxiales dont l'une est immobile (le stator) et l'autre mobile (le rotor), toutes les

deux espacées d'une longueur e appelée 'entrefer' (ou *gap*). Les mesures de viscosité sont réalisées entre ces deux pièces soit à contrainte imposée (par l'intermédiaire d'un couple dicté au rotor C), auquel cas le taux de cisaillement est mesuré. La mesure peut également être faite à taux de cisaillement fixé (par l'intermédaire d'une vitesse angulaire Ω commandée au rotor), auquel cas c'est la contrainte qui est mesurée. Les trois géométries de rhéomètres rotatifs les plus connues et utilisées sont :

- **La géométrie plan-plan** (figure 1.7a) comprend une embase plane circulaire statique (stator) et un disque équivalent au dessus et parallèle à cette dernière qui est mobile. L'avantage de ce dispositif est que son entrefer est modifiable (du dizième de millimètre au millimètre) permettant ainsi de mesurer des pâtes ou des gels à concentration solide variable.

- **La géométrie cône-plan** (figure 1.7b) comprend une embase plane immobile et un cône comme rotor (tronqué pour éviter les frottements entre sa pointe et le stator), la pointe fictive devant se trouver à la surface de ce dernier. L'avantage de ce type de géométrie est que les profils de vitesse sont identiques le long de r (le profil le plus proche de l'écoulement simple de la figure 1.6). L'inconvénient de cette géométrie est qu'il est impossible de faire varier la taille de l'entrefer.

- **Les géométries Couette** (figure 1.7c) sont composées d'une paroi cylindrique creuse à l'intérieur de laquelle vient se placer un deuxième cylindre. Le fluide est placé dans l'entrefer entre les deux parois des deux cylindres. Dans la géométrie de Couette deux configurations de mesure sont possibles : la paroi extérieure est mobile et laisse le cylindre central mesurer le couple, ou bien le cylindre interne tourne et réalise également la mesure. Cette géométrie est la seule des trois pouvant étudier les matériaux de viscosité très faible (qui s'écouleraient sur les bords pour les deux géométries précédentes).

La température pouvant influencer de manière importante la viscosité, tous ces dispositifs peuvent être thermorégulés (généralement par une circulation d'eau a température fixée aux niveaux des parois extérieurs du système).

1.2.2 Comportements des fluides non-newtoniens

Les fluides non-newtoniens montrent une relation non linéaire entre la contrainte et le taux de cisaillement. La viscosité n'est pas constante et varie en fonction du taux de cisaillement mais également en fonction du temps. Nous verrons tout d'abord leur comportement en régime permanent puis leur variation temporelle.

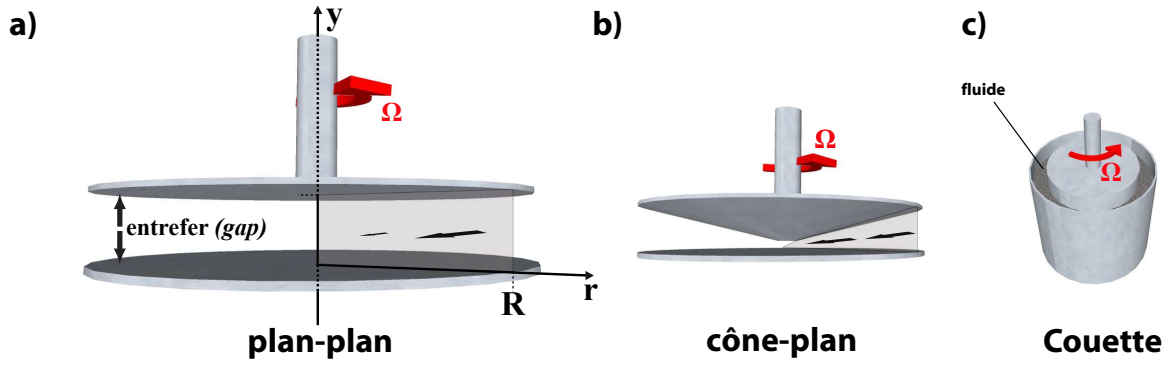


FIGURE 1.7 – Différentes géométries de mesure rhéologique. a) plan-plan. b) cône-plan. c) Couette. Ω représente la vitesse angulaire.

1.2.2.1 Comportement en régime permanent

Les fluides rhéofluidifiants (*shear thinning*) et rhéoépaississants (*shear thickening*)

Les fluides rhéofluidifiants sont caractérisés par une viscosité qui diminue lorsque le taux de cisaillement augmente. Des exemples usuels sont le sang, les shampoings, les encres d'imprimerie, les colles, les ciments. Leur glissement relatif plan sur plan est probablement favorisé par l'alignement des molécules, des ruptures des liaisons de type Van der Waals etc.

A l'inverse, les fluides rhéoépaississants ont une viscosité qui augmente avec le taux de cisaillement (*Barnes* (1989)). Ce comportement, beaucoup plus rare, concerne par exemple l'amidon de maïs, les suspensions micrométriques de craie ou de quartz etc. Ce phénomène s'observe dans les colloïdes par la formation d'un réseau crisallin ou agrégat lorsque ceux-ci sont soumis à une forte énergie cinétique (*Bender and Wagner* (1996)).

Différents modèles ont été proposés pour décrire ces deux comportements antagonistes, en particulier l'équation d'Ostwald (loi puissance à deux paramètres) :

$$\tau = K\dot{\gamma}^n \tag{1.10}$$

où K est le coefficient de consistance (viscosité pour un gradient de 1 s^{-1}) et n est l'indice de structure traduisant l'écart avec le fluide idéal de Newton. Pour les fluides rhéofluidifiants, $n < 1$ tandis que pour les fluides rhéoépaississants $n > 1$ (figure 1.8a). Si $n = 1$, la loi redevient newtonienne. Il est possible qu'un fluide connaisse une succession des deux comportements suivant le taux de déformation subi (*Barnes* (1989)). Parmi les modèles plus complexes avec un comportement rhéofluidifiant, on peut citer ceux d'Ellis, de Wiliamson ou de Shangraw à trois paramètres ou encore celui de Cross à quatre paramètres (*Cross* (1979)).

Les fluides à seuil (*yield stress fluid*)

Les fluides à seuil sont des fluides qui ne s'écoulent que si une contrainte seuil (τ_c) est atteinte. Les peintures et le dentifrice présentent ce type de caractéristique, tout comme certaines suspensions argileuses (bentonite, laponite ; *Coussot et al.* (2002a)) et les pâtes granulaires de manière générale. C'est d'ailleurs en travaillant sur le maintien de la peinture, que Bingham énonça (en 1922) la première loi de comportement des fluides à seuil :

$$\begin{aligned} \tau &= \tau_c + K\dot{\gamma} \quad \text{si} \quad \tau > \tau_c \\ \dot{\gamma} &= 0 \quad \text{si} \quad \tau < \tau_c \end{aligned} \tag{1.11}$$

Herschel-Buckley a généralisé cette loi 4 ans plus tard en y introduisant un paramètre n permettant de prendre en compte les phénomènes de rhéofluidification ($n < 1$) ou rhéoépaississement ($n > 1$) au-delà du seuil :

$$\begin{aligned} \tau &= \tau_c + K\dot{\gamma}^n \quad \text{si} \quad \tau > \tau_c \\ \dot{\gamma} &= 0 \quad \text{si} \quad \tau < \tau_c \end{aligned} \tag{1.12}$$

Une loi équivalente est introduite avec comme paramètre le taux de cisaillement critique $\dot{\gamma}_c$, i.e. celui pour lequel le matériau commence à s'écouler (*Coussot* (2005) p.122) :

$$\begin{aligned} \tau &= \tau_c \left(\frac{\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_c}\right)^n \quad \text{pour} \quad \tau > \tau_c \\ \dot{\gamma} &= 0 \quad \text{pour} \quad \tau < \tau_c \end{aligned} \tag{1.13}$$

Ce type de fluide possédant deux régimes différents selon la valeur de la contrainte cisaillante (écoulement visqueux ou pas d'écoulement) la viscosité d'un fluide à seuil est souvent définie comme une 'viscosité plastique' (*Oswald and Saint-Jean* (2005)). Pour cette raison, les fluides régis par ce type de comportement sont appelés **fluides viscoplastiques**. Les **fluides viscoélastiques** connaissent une phase transitoire d'élasticité avant de passer au mode d'écoulement visqueux. Beaucoup de corps comme les émulsions concentrées, les gels colloïdaux et les mousses sont souvent modélisés par la loi de Herschel-Bukley tout comme certaines argiles (*Coussot and Boyer* (1995), *Coussot* (1995)). Des études sur différents types d'argiles ont montré que leurs contraintes seuils suivent une loi exponentielle en fonction de leur concentration massique (figure 1.19b ; *Coussot* (1995)). La figure 1.8a expose qualitativement les courbes d'écoulement des fluides à seuil.

1.2.2.2 Comportement variable en fonction du temps

La thixotropie

Les fluides thixotropes sont caractérisés par une viscosité variable en fonction du temps, qui résulte d'une structuration ou destructuration du matériau. Cette caractéristique est marquée

par un cycle d'hystérésis lors d'un test d'écoulement aller-retour (à contrainte ou taux de déformation imposé) (figure 1.8b) : pour une même valeur de contrainte, on distingue deux valeurs de taux de cisaillement dépendant de l'histoire de l'écoulement subie par le matériau. Les peintures, les encres, les produits cosmétiques, le yaourt et le sang sont des exemples usuels de fluides thixotropes (*Mewis* (1979)).

On distingue les fluides thixotropes des fluides rhéopectiques par l'évolution temporelle de leur viscosité. Dans le premier cas, elle va augmenter à taux de déformation constant, tandis qu'elle diminue pour les fluides rhéopectiques. Très peu d'exemples de fluides rhéopectiques sont référencés (la crème chantilly).

La viscoélasticité

Soumis à un cisaillement les systèmes viscoélastiques montrent une dépendance au temps : pour les temps très courts le matériau n'a pas le temps de s'écouler et la réponse est élastique tandis qu'à temps plus long il s'écoule exhibant son caractère visqueux. Sur toutes les périodes de temps le système est donc défini comme viscoélastique. *Maxwell* (1867) formulait que tous les fluides, possédant à la fois des propriétés élastiques et visqueuses peuvent être considérés comme viscoélastiques. Un exemple fréquemment utilisé pour décrire ce comportement est le *Silly Putty* : pour un temps de sollicitation court (inférieur à un temps seuil) cette matière réagit comme un élastique (il rebondit si on le lâche par terre). En revanche, laissé au repos quelques heures, le *Silly Putty* s'écoule comme un fluide visqueux. Ce comportement est exposé à la figure 1.8c où les deux régimes (élastiques et visqueux) sont délimités par un temps caractéristique de relaxation viscoélastique (κ) qui est le rapport entre la viscosité du fluide (η) et son module élastique (G).

1.2.3 Cisaillement oscillatoire et viscoélasticité

La réponse à une contrainte d'un matériau est dépendant de la force des interactions particulaires (chaines polymèriques ou interaction électrostatique pour les argiles etc..) et du temps caractéristique de relaxation de la microstrucutre. La réponse pour de petites déformations n'est jamais tout à fait visqueuse ou élastique : elle est viscoélastique.

1.2.3.1 Définition du module de relaxation de cisaillement

Lors d'un essai quasi-statique, une déformation instanée γ_0, suffisamment petite pour rester dans le domaine linéaire, est appliquée au matériau et est maintenue constante, la contrainte résultante mesurée met un certain temps à atteindre sa valeur d'équilibre $\tau(t)$. On définit alors la fonction module de relaxation en cisaillement comme le rapport :

$$G_r(t) \simeq \frac{\tau(t)}{\gamma_0} \tag{1.14}$$

Un solide purement élastique (type ressort Hookéen, de module élastique G) a une dépendance 'totale' à l'histoire de $\dot{\gamma}$ ($G_r(t)$ =G) et la relation entre contrainte et déformation s'écrit : $\tau(t) = G\gamma(t)$. Inversement, un fluide purement visqueux (type amortissseur Newtonien) a peu de dépendance avec l'histoire de son taux de déformation ($G_r(t) = \eta\delta(t)$) : $\tau(t) = \eta\dot{\gamma}(t)$. La

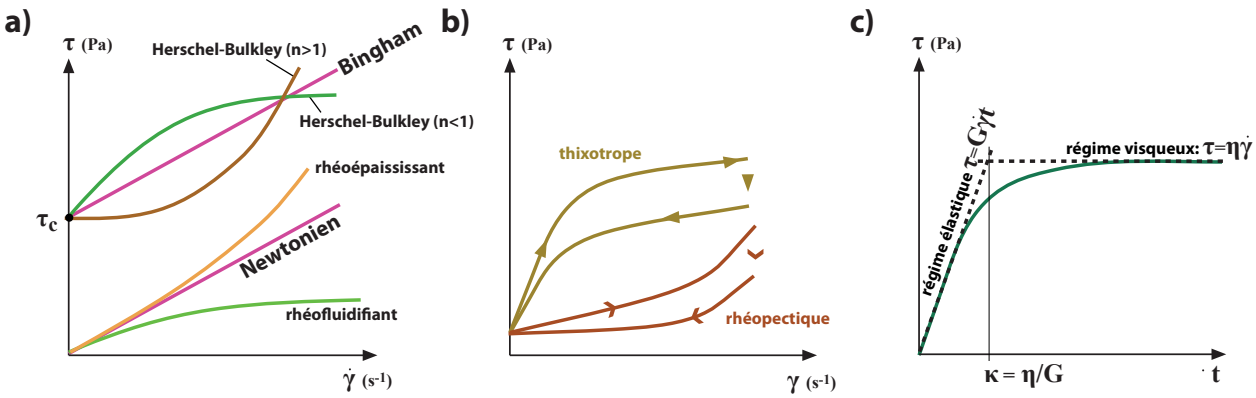


FIGURE 1.8 – a) Courbe d'écoulement pour 5 types de fluide (Newtonien, Rhéoépaississant, Rhéofluidifiant, de type Bingham ou Herschel-Buckley). b) Exemple de courbe d'écoulement aller-retour (les flèches représentant le sens temporel de la mesure) à taux de déformation imposé pour un fluide thixotrope et rhéopectique. c) Courbe de fluage ($\tau = cst$) d'un corps viscoélastique en régime linéaire, κ est le temps caractéristique de relaxation viscoélastique et définit le passage du régime élastique au régime visqueux.

plupart des matériaux se trouvent entre ces deux états, la contrainte s'écrit comme le produit de convolution du module de relaxation des contraintes (G_r) et de l'histoire du taux de déformation :

$$\tau(t) = (G_r * \dot{\gamma})(t) = \int_{-\infty}^{t} G_r(t-t')\dot{\gamma}(t')dt' \tag{1.15}$$

1.2.3.2 Formalisme et définition du module de cisaillement complexe

Nous n'utilisons donc plus une déformation instantannée γ_0 mais une déformation variant temporellement $\gamma(t)$. La déformation sinusoidale périodique ($\omega = cst$) de faible amplitude appliquée et son taux de déformation s'écrivent donc en transformées complexes :

$$\begin{aligned} \gamma(t) &= \gamma_0 \exp(i\omega t) \\ \dot{\gamma}(t) &= i\omega\gamma_0 \exp(i\omega t) \end{aligned} \tag{1.16}$$

En remplaçant le taux de déformation dans l'équation 1.15 on obtient la réponse en contrainte :

$$\tau(t) = i\omega\gamma_0 \int_{-\infty}^{t} G_r(t-t') \exp(i\omega t')dt' \tag{1.17}$$

Un changement de variable $q = t - t'$ permet d'écrire :

$$\tau(t) = \underbrace{\gamma_0 \exp(i\omega t)}_{\gamma(t)} \quad \underbrace{i\omega \int_0^{\infty} G_r(q) \exp(-i\omega q)dq}_{G^*} \tag{1.18}$$

où $G^* = \tau_0/\gamma_0$ est appelé le **module de cisaillement complexe** dans le domaine fréquentiel, que l'on divise en une partie réelle (G') et une partie imaginaire (G'') :

$$G^* = G' + iG'' \tag{1.19}$$

Afin de donner un sens physique à *G'* et *G"*, reprenons l'équation 1.18 et en remplaçant G^* par sa décomposition complexe de l'équation 1.19 on a :

$$\tau(t) = G'\gamma(t) + G''\frac{\dot{\gamma}(t)}{\omega} \tag{1.20}$$

Cette équation indique que G' exprime la réponse de la contrainte en phase avec la déformation et est appelé module de conservation (*storage modulus*). Il est en lien direct avec la réponse élastique. Alors que G'' exprime la réponse en quadrature avance sur la déformation et est nommé module de perte (*loss modulus*). Il révèle la réponse visqueuse. Le déphasage entre la déformation et la contrainte vaut $\varphi = \arctan(G''/G')$ et est appelé **angle de perte**.

Si aucun déphasage n'est observé ($\varphi = 0^\circ$) entre la contrainte et la déformation, le matériau répond comme un corps élastique idéal (figure 1.9a). A l'inverse s'il existe un déphasage de $\varphi = 90^\circ$), alors le matériau sera considéré comme parfaitement visqueux (figure 1.9b). La réponse d'un matériau réel (argiles du Trièves) est présenté à la figure 1.9 c. On observe un déphasage de 12° entre la contrainte et la déformation témoignant de son caractère viscoélastique.

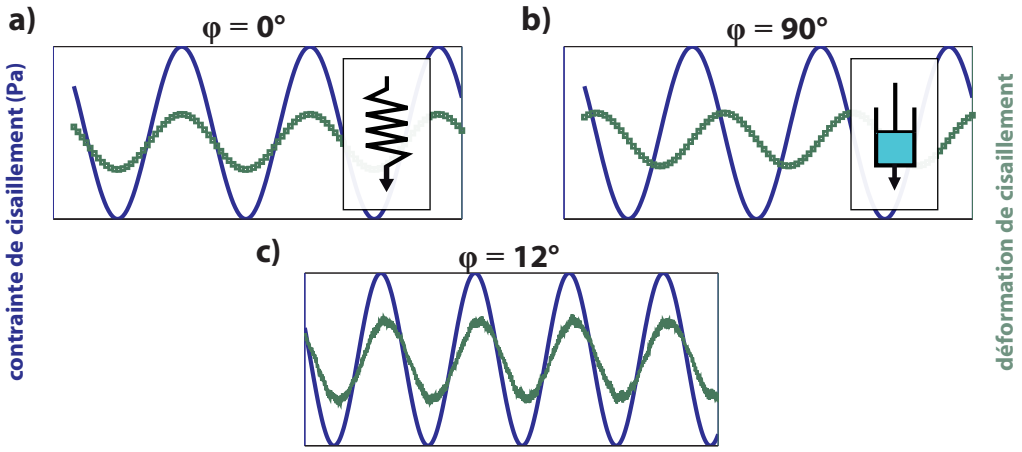


FIGURE 1.9 – Oscillation dynamique. a) La contrainte imposée (en bleu) et la déformation résultante (en vert) sont en phase ($\varphi = 0^\circ$). La réponse est donc parfaitement élastique. b) Le déphasage entre la contrainte et la déformation vaut $\varphi = 90^\circ$, la réponse est parfaitement visqueuse. c) Exemple sur un materiau réel (argile du Trièves), avec un déphasage de $\varphi = 12^\circ$ montrant un comportement viscoélastique.

1.2.3.3 Modèles viscoélastiques

Il est souvent difficile de caractériser parfaitement un materiau naturel avec ces modèles simples. Le but est de s'en approcher pour quantifier aux mieux les paramètres élastiques et/ou visqueux. Deux modèles sont couramment utilisés : le modèle de Maxwell (figure 1.10 a) comprenant un ressort monté en série avec un amortisseur et sa généralisation, pour laquelle plusieurs modèles de Maxwell sont mis en parallèle, d'une part (figure 1.10 a et b), et d'autre part, le modèle de Voight pour lequel ces deux élements sont montés en parallèle (figure 1.10c). Chaque ressort (R) est considéré comme un solide élastique idéal de raideur Gp (Pa). La contrainte vaut :

$$\tau_R = Gp\gamma_R \tag{1.21}$$

Pareillement chaque amortisseur (A) est considéré comme un fluide newtonien idéal, avec une relation entre contrainte et déformation donnée par :

$$\tau_A = \eta\dot{\gamma}_A \tag{1.22}$$

Modèle de Maxwell

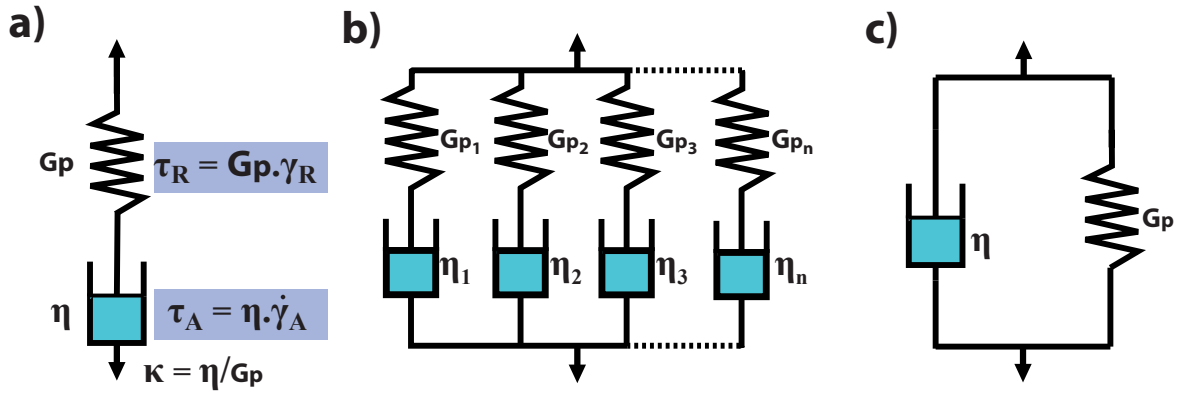


FIGURE 1.10 – Modèles viscoélastique. a) Modèle de Maxwell. b) Modèle de Maxwell généralisé. c) Modèle de Voight.

Selon le modèle de Maxwell simple, les déformations s'additionnent et la déformation totale du système vaut donc : $\gamma_{mw} = \gamma_R + \gamma_A$. En revanche les contraintes appliquées sont identiques : $\tau = \tau_R = \tau_A$. On obtient alors l'équation :

$$\tau + \kappa\dot{\tau} = \eta\dot{\gamma} \tag{1.23}$$

avec κ, le temps de relaxation du système qui vaut : $\kappa = \eta/Gp$. Si une contrainte harmonique complexe est appliquée, l'équation précédente devient :

$$\tau_0 \exp(i\omega t) + \kappa\tau_0 i\omega \exp(i\omega t) = \eta\gamma_0 i\omega \exp(i\omega t) \quad \Rightarrow \quad \tau_0(1 + \kappa i\omega) = \gamma_0\eta i\omega \tag{1.24}$$

En reprenant l'équation 1.19 il vient :

$$\begin{aligned} G^* \;=\; \frac{\tau_0}{\gamma_0} \;=\; \frac{\eta i\omega}{1+\kappa i\omega} \;=\; \frac{\eta i\omega+\eta\omega^2\kappa}{1+\omega^2\kappa^2}G^* \;=\; Gp\left(\frac{\kappa i\omega+\omega^2\kappa^2}{1+\omega^2\kappa^2}\right) \\ G^* \;=\; \underbrace{Gp\frac{\omega^2\kappa^2}{1+\omega^2\kappa^2}}_{G'} \;+\; i\;\underbrace{Gp\frac{\omega\kappa}{1+\omega^2\kappa^2}}_{G''} \end{aligned} \tag{1.25}$$

Généralisation du Modèle de Maxwell

Un façon simple de prendre en compte la complexité du comportement du fluide est de généraliser le modèle de Maxwell en mettant un nombre déterminé (n) de modèles en parallèle (Gp_j, η_j et $\kappa_j = \eta_j/Gp_j$ avec $j = 1, n$). Le module complexe de cisaillement G^* vaut alors simplement la somme des contributions de chaque modèle de Maxwell :

$$G^* \;=\; \sum_1^n Gp_j\frac{\omega^2\kappa_j^2}{1+\omega^2\kappa_j^2} \;+\; i\sum_1^n Gp_j\;\frac{\omega\kappa_j}{1+\omega^2\kappa_j^2} \tag{1.26}$$

Modèle de Voight

Selon le modèle de Voight les déformations (ou taux de déformation) sont identiques et la déformation totale du système vaut donc : $\dot{\gamma}_{kv} = \dot{\gamma}_R = \dot{\gamma}_A$. En revanche, les contraintes appliquées s'aditionnent : $\tau_{kv} = \tau_R + \tau_A$. On obtient donc :

$$\tau = Gp\;\gamma + \eta\dot{\gamma} \tag{1.27}$$

En remplaçant les termes des déformations et des contraintes on obtient :

$$\tau_0\exp(i\omega t) = Gp\;\gamma_0\exp(i\omega t) + \eta i\omega\gamma_0\exp(i\omega t) \quad\Longrightarrow\quad \tau_0 = \gamma_0(Gp+\eta i\omega) \tag{1.28}$$

En reprenant l'équation 1.19 il vient :

$$G^* \;=\; \frac{\tau_0}{\gamma_0} \;=\; Gp + i\eta\omega \tag{1.29}$$

G' est donc constant et vaut Gp tandis que *G"* est égal à $\eta\omega$.

Variation des modules en fonction de la fréquence

La figure1.11a et b illustre les variations des modules élastiques *G'* et *G"* normalisés par le module élastique Gp en fonction de la fréquence normalisée par le temps de réponse κ, selon les deux modèles étudiés (de Maxwell et Voight). Pour le modèle de Maxwell la réponse visqueuse *G"* domine et augmente à basse fréquence jusqu'à un maximum où la réponse élastique *G'* prend le dessus. A plus haute fréquence la réponse visqueuse décroît et la réponse élastisque tend vers le module élastique du système Gp . Pour le modèle de Voight la réponse élastique est constante en fonction de la fréquence tandis que la réponse visqueuse croît linéairement.

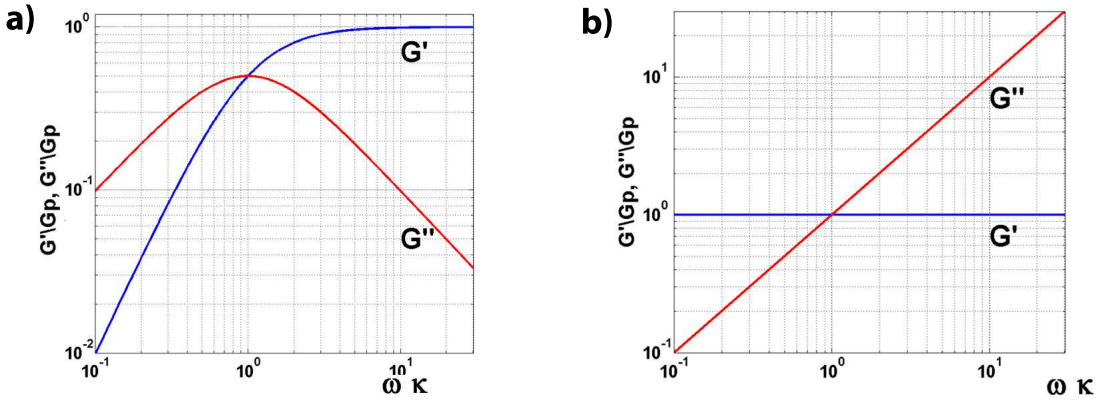


FIGURE 1.11 – Variations de *G'* et *G"* normalisés par Gp en fonction de la fréquence normalisée $\omega\kappa$ pour a) un modèle de Maxwell (où $\lim_{\omega\kappa\to\infty} G' = Gp$), b) un modèle de Voight pour lequel $G' = Gp$.

1.2.4 Rhéologie des fluides réels

Les modèles rhéologiques présentés dans le chapitre précédent ne décrivent pas le comportement de tous les fluides de manière intrinsèque. Une grande majorité de fluides suivent plusieurs de ces comportements en fonction du temps et du taux de déformation subi.

Nous aborderons dans un premier temps les problèmes d'incertitudes du seuil puis l'évolution de sa définition pour certains types de matériaux. Enfin nous exposerons les phénomènes de thixotropies qui s'établissent proche du seuil.

Incertitude sur le seuil τ_c

Dans la définition des fluides à seuil telle que décrite par les modèles de type Herschel-Buckley par exemple (équation 1.12), la définition de la contrainte critique est une paramètre fixe qui définie la contrainte pour laquelle le fluide s'écoule, i.e pour lequel le taux de déformation passe de $\dot{\gamma}$ d'une valeur nulle à postive. Cependant lors des études expérimentales il est impossible de mesurer une valeur de contrainte à $\dot{\gamma} = 0$. La mesure la plus proche de cette valeure nulle dépend de la précision du rhéomètre. De plus, lorsqu'une contrainte est appliquée au matériau, il faudrait attendre un temps expérimental infini pour s'assurer qu'il ne s'écoule pas. Dans la pratique, on réalise les expériences pendant un temps suffisamment long qui est caractéristique du matériau étudié. Par ailleurs, la contrainte critique dépend de l'état initial du matériau défini par son histoire de cisaillement et de repos. Ce problème à lancer un vif débat sur l'existence même du seuil comme une valeur intrinsèque au matériau (*Barnes and Walters* (1985) ; *Coussot et al.* (2002a) ; *Coussot and Boyer* (1995)). Dans la pratique, on précisaille l'échantillon suffisamment longtemps et vigoureusement pour obtenir un état initial similaire pour toutes les mesures.

La notion de seuil est subjective et dépend donc à la fois de la précision de l'appareil de mesure, du laps de temps que l'on donne au matériau pour répondre à une sollicitation et surtout de son état initial. Lorsque l'écoulement commence, les lois viscoplastiques modélisent bien le comportement à partir desquelles une contrainte seuil est obtenue mais qui n'est que "apparente" puisqu'elle ne modélise pas complètement la transition solide-liquide.

L'étude de cette incertitude sur le seuil se retrouve dans celle des phénomènes microstructuraux qui se produisent à proximité du seuil de contrainte lorsque le taux de déformation critique n'est pas dépassé. Elle est la raison pour laquelle tous les phénomènes de dépendance en temps (thixotropie ; plasticité etc. présentés plus bas) qui sont la clé de la compréhension de la transition solide-liquide, sont aujourd'hui largement étudiés et débattus (*Ancey* (2007), *Ovarlez et al.* (2012)).

Fluide à seuil ou système 'bloqué' (*jammed system*)

Le seuil d'un fluide peut également être défini par le passage d'un état 'coincé' ou 'bloqué' (*jammed*) à un état débloqué. *Liu and Nagel* (1998) ont proposé un diagramme de phase caractérisant les systèmes granulaires à l'aide de 3 paramètres principaux (la température granulaire, la contrainte appliquée et l'inverse de la densité) séparant 2 domaines : un état bloqué (solide) et un état débloqué (liquide) (figure 1.12a). Pour les système colloïdaux attractifs, *Trappe et al.* (2001) ont présenté un diagramme similaire avec des lois de transitions différentes (formes convexes ; figure 1.12b) et dans lequel la densité est remplacée par la fraction volumique des particules, la température par une température normalisée (rapport entre l'énergie thermique et le potentiel attractif interparticulaire), et la contrainte par une contrainte normalisée par un paramètre d'échelle propre aux colloïdes. Ce dernier diagramme de phase correspond mieux aux argiles dans lesquelles les interactions colloïdales sont importantes (section 1.1.3).

Rajeunissement (*shear rajeunation*), vieillissemement (*aging*) et paramètre structurel

La viscosité d'un fluide à seuil thixotrope dépend fortement de l'état initial et cette dépendance permet de mettre en lumière les deux concepts de rajeunissement et de vieillissement du fluide étudié. Lorsque le fluide s'écoule sous une contrainte supérieure à la contrainte seuil, en partant d'un état inital structuré (fluide laissé au repos), il connait une chute de sa viscosité au cours du temps (effet thixotrope) : il 'rajeunit'. A l'inverse, en partant d'un état destructuré (par un précisaillement par exemple), le fluide s'écoule sous une contrainte inférieure à la contrainte seuil (état transitoire), mais sa viscosité augmente et la déformation s'arrête : il 'vieillit'. Les lois comportementales du fluide à seuil thixotropes sont déterminées par la compétition entre le vieillissement et le rajeunissement proche du seuil.

Ce comportement thixotrope a été formalisé par un paramètre de structuration-destructuration réversible λ. C'est un paramètre conceptuel (introduit par *Moore* (1959)) qui peut se définir comme la fraction de liens entre particules qui ne sont pas cassés dans certaines conditions d'écoulement (*Ragouilliaux* (2007)). Son augmentation marque le vieillissement et sa dimunition,

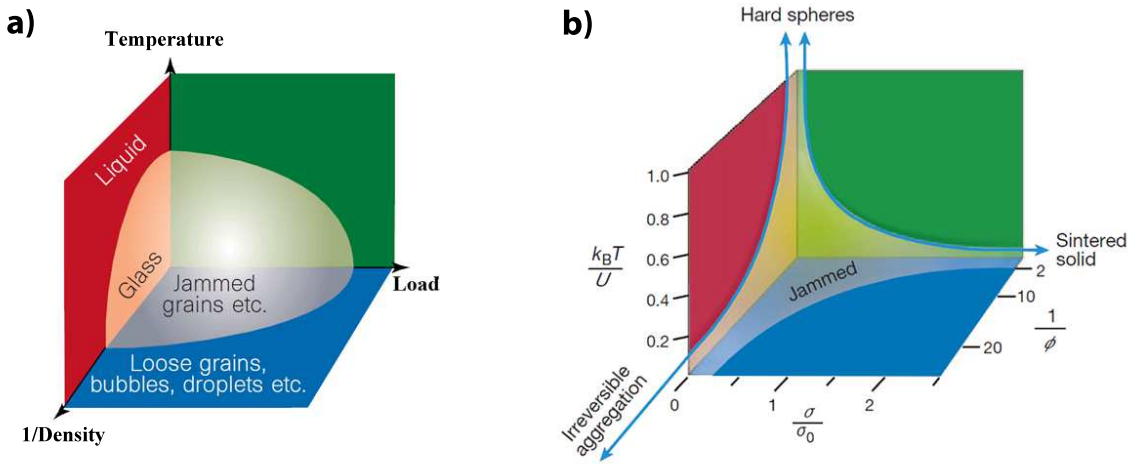


FIGURE 1.12 – Diagrammes de phase pour a) des systèmes coincés granulaires (le tracé dans la région température-contrainte est spéculatif) (*Liu and Nagel* (1998)) et b) des particules colloïdales attractives (*Trappe et al.* (2001)).

le rajeunissement. Un modèle simple qui rend bien compte des fluides à seuil thixotropes est décrit par le système d'équations suivants (*Coussot et al.* (2002a) ;*Coussot et al.* (2002b) ;*Mansard et al.* (2011)) :

$$\begin{aligned} \frac{d\lambda}{dt} &= \frac{1}{\epsilon} - \alpha\lambda\dot{\gamma} \\ \eta &= \eta_0(1+\lambda^n) \end{aligned} \tag{1.30}$$

où ϵ est le temps caractéristique de vieillissement du matériau, η_0 est la viscosité à fort taux de cisaillement (viscosité en régime liquide ou 'débloqué') et α et n sont des paramètres spécifiques au matériau.

Bifurcation de viscosité

Cette compétition entre vieillissement et rajeunissement est particulièrement bien illustré lors des tests de fluage (mesure du taux de déformation dans le temps à contrainte constante). La figure 1.13a expose 5 tests de fluage à différentes contraintes sur une mousse. On remarque que pour une contrainte appliquée au système ne dépassant pas une contrainte seuil ($\tau_c \approx 182$ Pa) le taux de cisaillement diminue avec le temps (la viscosité augmente) et le matériau s'arrête de s'écouler tandis que pour une contrainte (même très légèrement) supérieure à τ_c le taux de cisaillement augmente avec le temps pour atteindre une valeur finie (le fluide s'écoule). La figure 1.13b montre des tests de fluage pour un gel polymère où le même type de comportement est observé : la viscosité bifurque entre ces deux régimes distincts. Cet écart drastique de comportement de la viscosité qui définit la transition solide–liquide à une contrainte seuil critique

est appelé **bifurcation de viscosité** (*Coussot et al.* (2002a)). Il existe donc entre ces deux régimes une plage de taux de cisaillement qui ne peut pas être atteinte en régime permanent. Ce comportement se révèle sur bon nombre de pâtes granulaires, gels ou suspensions argileuses (*Coussot et al.* (2002a) ; *Coussot et al.* (2002c) ; *Da Cruz et al.* (2002) ; *Khaldoun et al.* (2009)). Ce comportement est bien modélisé par les équations 1.30 paramétrées par le coefficient de structure λ (figure 1.13c).

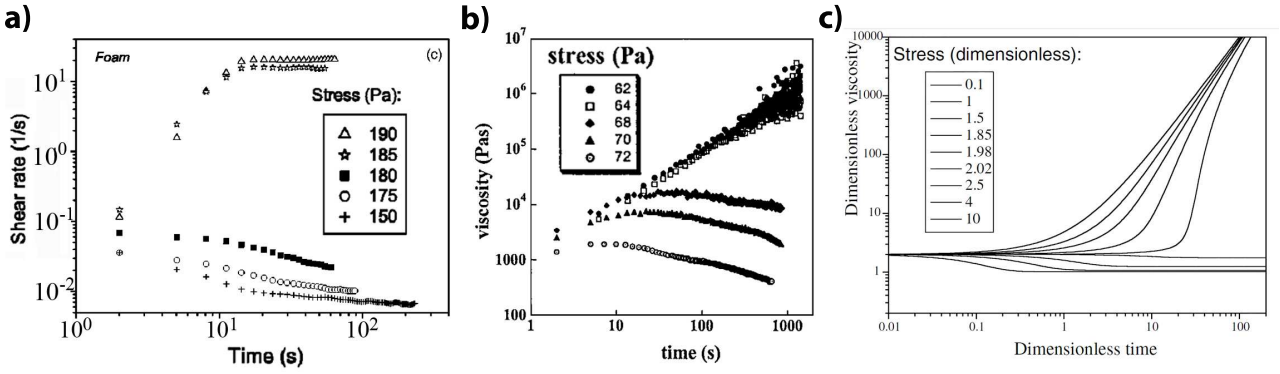


FIGURE 1.13 – Tests de fluage avec bifurcation de viscosité : a) pour une mousse ($\tau_c \approx 182$Pa ; *Da Cruz et al.* (2002)), b) pour un gel polymère ($\tau_c \approx 66$Pa ; *Coussot et al.* (2002c)). c) Bifurcation de viscosité modélisée avec un paramètre de structuration λ (*Coussot et al.* (2002c)).

Bande de cisallement (*shear-banding*)

Les nouvelles méthodes d'observation comme la vélocimétrie IRM (*Magnetic Resonance Imaging*) ont permis de détecter lors d'essais à $\dot{\gamma}$ imposé, la création d'une bande de cisaillement dans certains fluides complexes (*Britton and Callaghan* (1997) ; *Coussot et al.* (2002b) ; *Ovarlez et al.* (2012)). La figure 1.14 montre le processus de la création de cette bande de cisaillement. Lorsque le taux de déformation est en dessous d'un taux de déformation critique $\dot{\gamma} < \dot{\gamma}_c$, seule une partie de l'épaisseur (e') du fluide est cisaillée. C'est à dire que pour une seule et même contrainte, deux états du matériau coexistent : une zone à $\dot{\gamma} = 0$ (pas d'écoulement) et une autre à un taux de déformation critique : $\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_c$ qui s'étend ensuite à toute la hauteur de l'entrefer (e) pour un cisaillement critique macroscopique $\dot{\gamma}_c$. Ceci montre que certains fluides à seuil ne sont pas uniquement caractérisés par une contrainte critique τ_c mais également par un taux de déformation critique $\dot{\gamma}_c$. Ce phénomène est corrolaire à la bifurcation de viscosité (*Mansard et al.* (2011)).

Les fluides dépendant en temps (thixotrope) comme les systèmes colloïdaux attractifs, mousses très concentrées et certaines argiles comme la laponite (*Pignon et al.* (1996)) ou encore la suspension de bentonite (*Coussot et al.* (2002b)) sont généralement affectés par le développement d'une bande de cisaillement.

Ce phénomène est différent de la localisation du cisaillement (*shear localisation*). Cette localisation nait de l'hétérogénéité du taux de déformation dans l'entrefer (e) et n'a été observée que lors de tests en géométrie de Couette. Près de la paroi en rotation le fluide est cisaillé alors qu'à une certaine distance le fluide se meut en un corps homogène à vitesse constante (phénomène négligeable si l'entrefer est suffisamment petit).

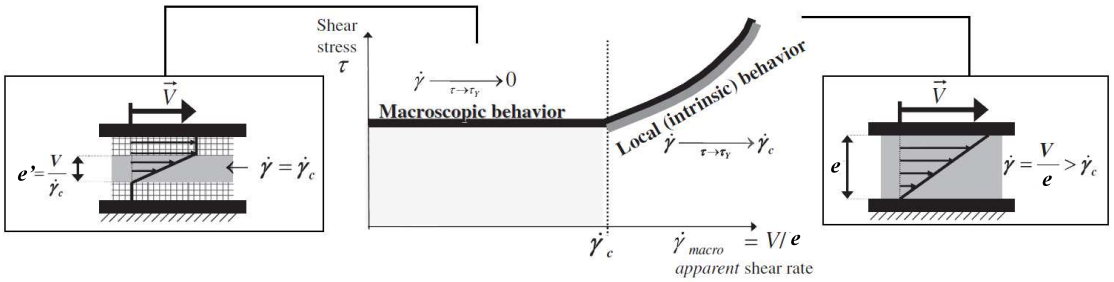


FIGURE 1.14 – Apparition d'une bande de cisaillement à faible taux de cisaillement ($\dot{\gamma} < \dot{\gamma}_c$) marquant un comportement apparent (tracé noir). Homogénéité du cisaillement (pour $\dot{\gamma} > \dot{\gamma}_c$) et accord entre la loi constitutive comportementale et la mesure macroscopique (*Ovarlez et al.* (2012)).

Le vieillissement, une dynamique lente (*slow dynamic*)

Le vieillissement est un phénomène à très longue échelle de temps dans des systèmes désordonnés. Cette notion met en lumière que l'état initial défini précédemment ne doit pas être confondu avec un état d'équilibre du système. Ce phénomène peut être observé par des tests de relaxation après une sollicitation par des tests de mesure du module élastique complexe avec des instruments de rhéologie classique. Cependant des techniques plus perfectionnées utilisent la diffusion élastique de rayonnement permettant d'accéder aux propriétés structurales. La figure 1.15 montre le facteur de structure dynamique (f(τ)) mesuré à l'aide de la méthode de diffusion dynamique de la lumière ou DLS (technique d'analyse par spectroscopie non destructive) au cours du temps (*Cipelletti et al.* (2000)). Les différentes courbes correspondent à différents temps de repos avant la mesure. Plus le système est 'vieux' et plus le temps caractéristique de relaxation mesuré est grand. Ce phénomène reflète simplement le fait que le système n'est pas à l'équilibre lorsque l'on teste sa réponse à une perturbation (*Dupuis* (2002)).

Des études sur des verres, des mousses, des gels, les émulsions denses (*Cipelletti and Ramos* (2002) ; *Cipelletti and Ramos* (2005) ; *Ramos and Cipelletti* (2001)) ou encore suspensions argileuses de laponites et smectites (*Bandyopadhyay et al.* (2006)) ont montrées de tels comportements de vieillissement de longue période. Même si les études s'accordent à penser que ce vieillissement est peu dépendant de la microstructure du matériau (sur les verres en particulier), une description unifiée de ce phénomène n'existe pas encore (*Dupuis* (2002)).

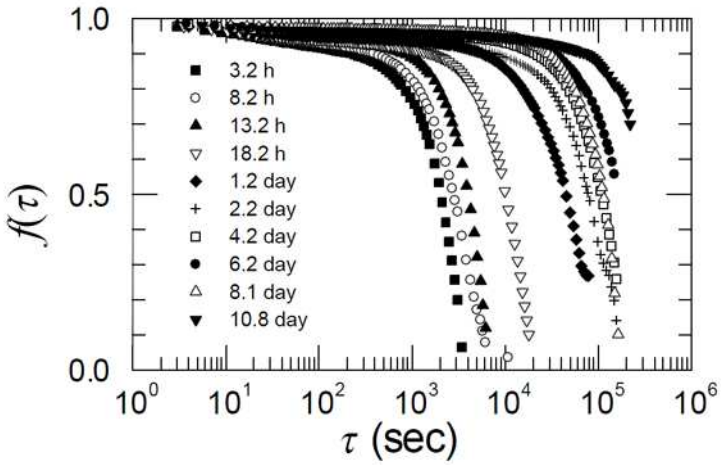


FIGURE 1.15 – Evolution du facteur de structure dynamique dans un gel colloïdal ($\phi = 4,8.10^{-4}$). Les courbes correspondent à différents temps de repos. *Cipelletti et al.* (2000).

1.2.5 Synthèse des essais rhéomètriques sur les argiles (figure 1.16)

La plupart des études rhéométriques concernant les argiles ont été réalisées sur des suspensions très diluées (concentration de masse solide ϕ aux alentours de 15%). En revanche peu d'études ont été appliquées sur des argiles à plus forte concentration solide. Nous présentons ici un pannel des résultats d'études rhéologiques sur les argiles qui sont tous illustrés dans une figure de synthèse (figure 1.16). Nous exposerons tout d'abord les lois d'écoulement appliquées aux argiles puis nous verrons les comportements thixotropes à la transition solide-liquide. Nous présenterons enfin les hypothèses microstrurales définissant cette transition.

Loi d'écoulement des argiles

Les courbes d'écoulement de trois argiles naturelles sont présentées à la figure 1.16a (*Coussot and Piau* (1994)). L'argile de Pousset est essentiellement composée d'illites (65%), de chlorites (25%) et de kaolinites (10%), celle du Manival est composée de kaolinite (35%), d'interstrafiés (30%) et d'illites (25%), tandis que celle du Mont St Helens est principalement composée de smectites. Les écoulements de tous ces matériaux (de minéraux argileux et de concentrations solides différentes) sont bien modélisés par une loi de comportement de type Herschel-Buckley. Les contraintes seuils augmentent exponentiellement en fonction de la concentration solide (figure 1.16b).

Etude de la thixotropie et transition solide-liquide des argiles

Les clichés de la figure 1.16c représentent trois tests d'écoulement de bentonite à concentration solide identique ($\phi = 15\%$) mais laissés au repos durant des temps T différents avant le

départ de l'écoulement (*Coussot et al.* (2005)). La différence est flagrante : plus la suspension de bentonite est laissée au repos et plus son vieillissement induit une viscosité forte lors de l'écoulement. Plusieurs régimes ont pu être distingués : (1) un écoulement type fluide à seuil pour $T = 1min.$, (2) un écoulement type glissement pour $T = 40min.$ et (3) pas d'écoulement pour $T = 1035min.$.

La bifurcation de viscosité a été mise en évidence par plusieurs auteurs pour des suspensions argileuses et des argiles naturelles. La figure 1.16e montre la bifurcation de viscosité sur une suspension de bentonite ($\phi = 4.5\%$) dont la contrainte seuil est définie aux alentours de 6 Pa (*Coussot et al.* (2002a)). La figure 1.16f témoigne du même processus de transition solide-liquide sur des argiles naturelles sensibles dont la composition minérale est plus hétérogène avec 70% de minéraux argileux non gonflants (illite, chlorite et kaolinite) et quelques pourcents d'argiles gonflantes (vermiculite et montmorillonite), pour une teneur en eau plus faible ($\phi \approx 41\%$). La contrainte seuil est définie aux alentours de 55 Pa (*Khaldoun et al.* (2009)).

Ces phénomènes thixotropiques induisent également la création de bande de cisaillement lorsque le taux de déformation critique n'est pas atteint. Le profil de vitesse de la figure 1.16d (*Coussot et al.* (2002b)) montre l'existence et la croissance d'une telle bande dans une suspension de bentonite ($\phi = 6\%$). Au fur et à mesure que la vitessse de rotation augmente (que le taux de déformation macroscopique augmente), la zone du taux de déformation s'accroît pour devenir homogène sur toute la hauteur du corps lorsqu'un taux de déformation critique sera atteint.

Les fluides argileux semblent donc être des fluides à seuil thixotrope complexe dont les caractéristiques sont identiques à celles étudiées à la section 1.2.4.

Etude des modules élastiques et théories microstructurelles de la transition solide-liquide

La transition solide-liquide peut être également étudiée par la mesure des modules de conservation *G'* et des modules de perte *G"*. La figure 1.16g montre les variations de ces deux modules pour une suspension de bentonite (de concentration solide $\phi = 5\%$) après un précisaillement pour une contrainte définie à 0.87 de la contrainte seuil (*Ovarlez and Coussot* (2007)). Dans le domaine liquide *G"* domine et suit la viscosité apparente (régime quasi-newtonien, tracé vert sur la figure). A proximité de la transition solide–liquide *G'* s'accroît brusquement et dépasse *G"* lorsque celui-ci atteint un maximum, la viscosité apparente se met alors à tendre vers l'infini. Cette étape marque la transition à l'état solide où *G'* devient constant et *G"* décroît lentement. La lente progression de *G"* dans le domaine liquide est expliquée par la formation progressive d'aggrégats qui pour une concentration critique vont s'interconnecter et former un réseau solide. A partir de ce moment *G"* qui ne représente plus que la partie visqueuse du réseau créé diminue tandis que *G'* tend vers une valeur fixée du corps solidifié.

Une expérience similaire de mesure de *G'* et *G"* a été réalisée en faisant varier le taux de déformation appliquée (de forte $\dot{\gamma} = 100s^{-1}$ à basse $\dot{\gamma} = 0.1s^{-1}$) sur une suspension de laponite (figure 1.16h ; *Pignon et al.* (1998)). L'expérience montre que plus le matériau est déstructuré

(et le précisaillement est important) plus le temps de récupération est long. Cette même étude explique une dualité de processus à différentes échelles d'espace lors du rajeunissement et à différentes échelles de temps lors du vieillissement de la laponite. Le processus de rajeunissement, à grande échelle spatiale, est marquée principalement par une réorientation structurelle tandis qu'à petite échelle ($<1\mu$m) elle l'est par un processus de désaggrégation particulaire. Le processus de vieillissement au repos correspond aux temps courts par une relaxation de l'alignement (induit par le cisaillement antérieur) et aux temps plus longs par un processus d'aggrégation redonnant à la suspension de Laponite son caractère de fluide à seuil. Les phénomènes non ergodiques de dynamique lente (voir fin de la section 1.2.4) peuvent jouer un rôle (la relaxation du système est elle-même fonction du temps de repos) dans cette variation de cinématique de récupération, cependant les auteurs ne parlent pas de 'dynamique lente' mais de *slow aggregate process*, ce qui conceptuellement revient au même et fournirait une piste sur le poids de la réorganisation structurelle lors du vieillissement lent de l'argile. De plus les travaux de *Bandyopadhyay et al.* (2006) sur la laponite semblent confirmer que les particules argileuses connaissaient aussi une dynamique lente.

1.3 Caractéristiques des argiles du Trièves

Le section précédente a montré que les argiles peuvent être caractérisées par des rhéologies complexes. Cette section vise à faire la synthèse sur les propriétes de l'argile du Trièves, qui constitue un des principaux matériaux de notre étude.

1.3.1 Histoire du Trièves

Le Trièves est une région d'environ 300 km^2 dans les Alpes françaises (à environ 40 km au sud de Grenoble), coincée entre le massif du Devoluy au sud, du Vercors à l'ouest et de Belledonne au Nord et par la rivière du Drac à l'est (figure 1.17a). Les altitudes comprises entre 500m et 1200 m font de cette région une zone de moyenne montagne.

Durant la dernière glaciation du Pléistocène (période du Wurm) le glacier de l'Isère venant du nord a bloqué le cours de la rivière du Drac formant ainsi un vaste lac de barrage glaciaire. Les sédiments alluvionnaires (de l'argile principalement varvée) apportés finissaient leurs courses dans cette vaste dépression endoréique. Après le retrait glaciaire qui débuta il y a 15 000 ans, l'eau se retira laissant le Drac et ses affluents inciser la couche silto-argileuse déstabilisant ainsi tout le bassin (*Monjuvent* (1973)).

De nos jours l'épaisseur de ces argiles glacio-lacustres varient entre 0 et 200 m et près de 15% de la surface du Trièves semble être en mouvement (*Jongmans et al.* (2009) ; *Lorier and Desvarreux* (2004)). Bien que les mouvements soient en général lents, deux épisodes catastrophiques associés au développement de coulées se sont produits (Glissement de l'Harmallière en 1981 et de la Salle en Beaumont en 1994 faisant 4 victimes).

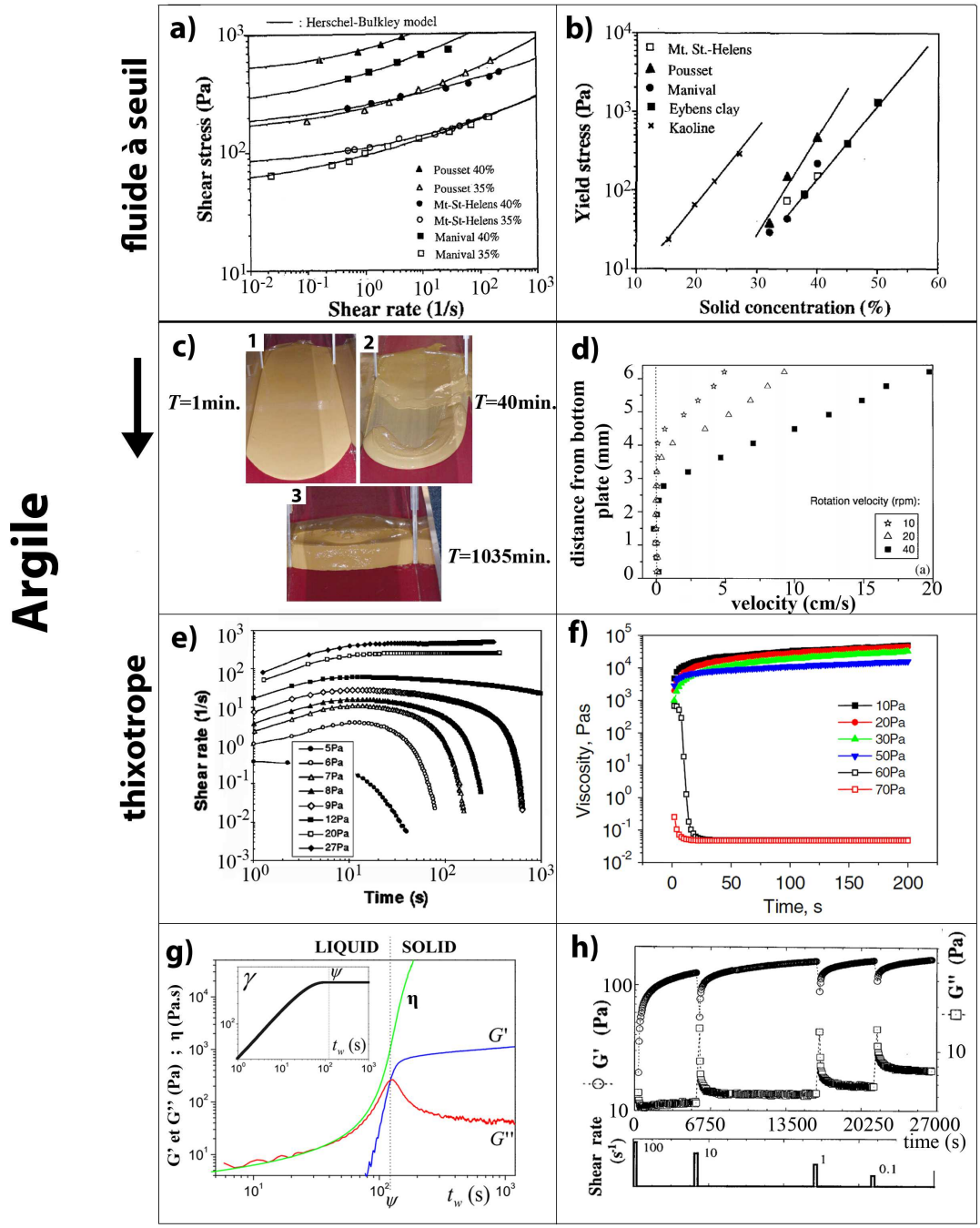


FIGURE 1.16 – Panel de résultats rhéologiques sur les argiles. a) Courbe d'écoulement pour des argiles naturelles (et modélisation Herschel-Buckley) et b) contrainte seuil de ces argiles en fonction de la concentration solide (*Coussot and Piau* (1994)). c) Test d'écoulement de bentonite en plan incliné en variant le temps de repos T (*Coussot et al.* (2005)). d) Profil de vitesse et création d'une bande de cisaillement d'une suspension de bentonite en fonction de la vitesse de rotation (géométrie cône-plan)(*Coussot et al.* (2002b)). Bifurcation de viscosité de e) une suspension de bentonite (*Coussot et al.* (2002a)) et f) une argile 'sensible' naturelle (*Khaldoun et al.* (2009)). g) Variation des modules *G'* et *G"* et de la viscosité d'une suspension de bentonite en fonction du temps (ψ est le temps critique de la transition solide–liquide). En insert : déformation en fonction du temps (*Ovarlez and Coussot* (2007)). h) Cinématique de 'récupération' lors des cycles de précisaillement sur une suspension de laponite (*Pignon et al.* (1998)).

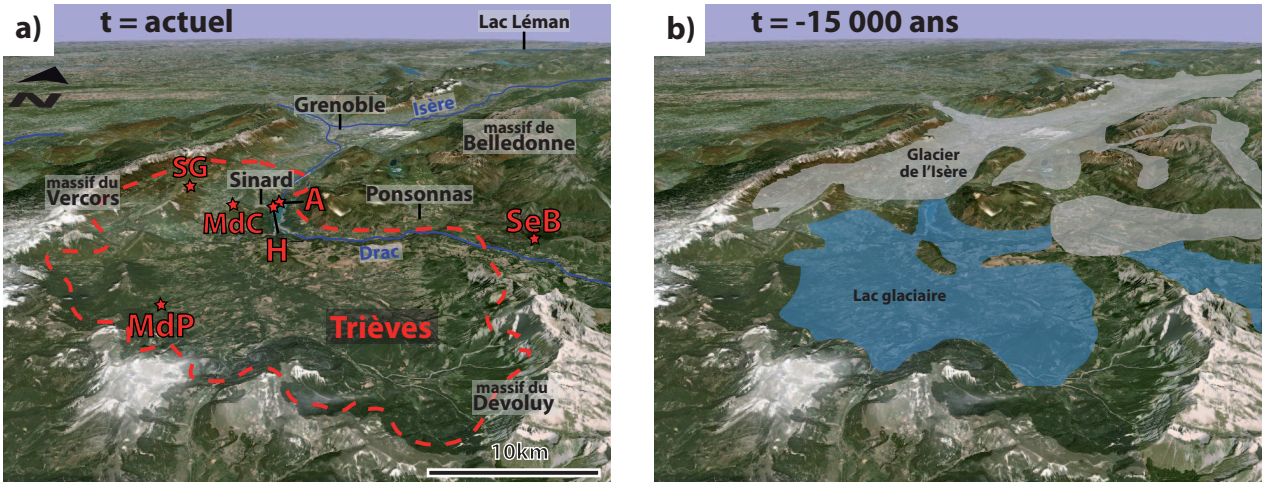


FIGURE 1.17 – a) Région du Trièves entourée par le massif du Devoluy au sud, du Vercors à l'ouest et de Belledonne au nord. Les étoiles rouges localisent les principaux glissement de terrain du Trièves : A : Avignonet, H : Harmallière, SG : Saint-Guillaume, MdC : Monestier-de-Clermont, MdP : Le Monestier-du-Percy, SeB : La Salle-en-Beaumont. b) Situation de la zone avant le retrait glaciaire il y a 15 000 ans (vue approximative d'après *Monjuvent* (1973)).

1.3.2 Granulométrie et minéralogie des argiles du Trièves

Les argiles du Trièves sont des argiles litées constituées d'une alternance de couches argilo-silteuses plus claires et de couches argileuses sombres, d'épaisseurs millimétriques à centimétriques. Les études granulométriques montrent en moyenne une très forte proportion d'argiles ($< 2\mu$m) : 60% pour les bancs sombres contre 40% pour les bancs clairs (*Giraud et al.* (1991)).

Des études minéralogiques, par la diffraction des rayons X (section 1.1.2), ont été réalisées à différents endroits du Trièves (*Huff* (1974) ; *Giraud et al.* (1991)). Le tableau 1.1 expose les résultats minéralogiques de matériaux prélevés dans le secteur de Monestier, de Ponsonnas et de Sinard (voir la figure 1.17a pour la localisation) (*Giraud et al.* (1991)). Les minéraux argileux sont dominés par les illites et les chlorites tandis que la montmorillonite ou la vermiculite (caractères gonflants) ont été observées à certains endroits tout comme des argiles plus électriquement neutres telle que la kaolinite. Les matériaux non–argileux sont principalement du quartz et de la calcite. Pour le secteur de Monestier, l'étude minéralogique a été précisée en fonction des strates : les strates claires présentent une proportion de minéraux non–argileux (tel que la calcite ou le quartz) deux fois plus importantes que les strates sombres.

composition minéral	Secteur de Monestier (MdP)	Secteur de Ponsonnas	Secteur de Sinard
Minéraux argileux			
Illite (%)	10*-15**	-	42-47
Kaolinite (%)	5*-6**	-	-
Chlorite (%)	10*-6**	-	14-16
Montmorillonite (%)	5*-12**	-	0-5
Vermiculite (%)	-	20-30	-
Minéraux non-argileux			
Quartz (%)	10*-20**	-	14-16
Calcite (%)	25*-50**	50-70	15-20
Feldspath (%)	5*-10	10-20	5-10

TABLE 1.1 – Composition minéralogique des argiles litées du Trièves (*Giraud et al.* (1980) ; *Giraud et al.* (1991)) de 3 différents secteurs ; * valeurs pour une strate sombre (argileuse), ** valeurs pour une strate claire (silto-argileuse) .

1.3.3 Caractéristiques géotechniques et rhéologiques des argiles du Trièves

Caractéristiques géotechniques et propriétés mécaniques

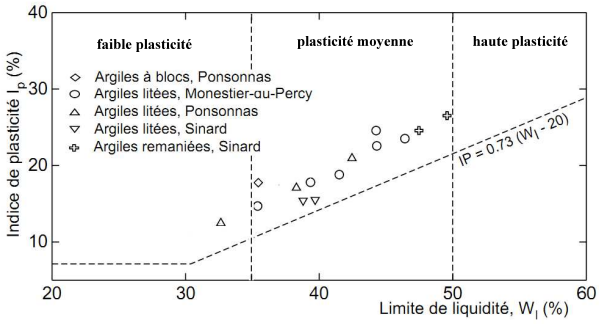
Les mesures des limites d'Atterberg ont été réalisées sur plusieurs argiles dans le secteur de Ponsonnas, du Monestier–en–Percy et de Sinard. Le diagramme de Casagrande (figure 1.18b) montre une grande variablité de leurs limites de liquidité (entre 30% et 48%) et une variation de l'indice de plasticité entre 10% et 25%. D'après les classifications du diagramme de Casagrande vues à la section 1.1.4 (figure 1.5a), les argiles du Trièves sont de nature moyennement plastique et inorganiques (les valeurs étant toutes au-dessus de la ligne 'A'). Les valeurs faibles des indices de plasticité (particulièrement pour les argiles litées de Sinard et Ponsonnas) montrent que la limite de liquidité peut être facilement atteinte (*Giraud et al.* (1991)).

En outre la structure litée des argiles procure aux sols une anisotropie importante. La perméabilité est estimée à environ 10^{-8} m/s dans le sens parallèle à la stratification mais de deux ordres de grandeur plus faible dans son sens perpendiculaire (10^{-10} m/s) (*Giraud et al.* (1991)).

Afin de mesurer les propriétés mécaniques des sols, les deux essais les plus courants sont (1) le cisaillement direct et (2) l'essai triaxial qui comportent généralement deux phases : une première phase d'application d'une contrainte de consolidation et une deuxième phase de cisaillement à proprement parlé. Ces essais se réalisent drainés (l'eau peut alors s'écouler par les parois poreuses de l'appareillage utilisé) ou non-drainés. *Bièvre* (2010) a réalisé un tableau de synthèse des propriétés mécaniques des argiles du Trièves, étudiées par 3 auteurs (*Blanchet* (1988) ; *Asch and Genuchten* (1990) ; *Giraud et al.* (1991)) (figure 1.18b), utile pour évaluer les critères de stabilité dans le cadre des lois de type Mohr-Coulomb (détaillés à la section 2.2.1). Les résultats de ces essais montrent une anisotropie en fonction de l'orientation du litage. La cohésion de rupture par exemple, est fortement dépendante de cette anisotropie et vaut entre 13–23 kPa perpendiculairement au litage et chute à 1–5 kPa parallèment au litage. Les angles de frottement

critiques sont également marqués par cette anisotropie, compris entre 20° et 23° parallèlement au litage et entre 23° et 26° perpendiculairement.

a)



b)

Paramètre	*Essai*	*Orientation*	*Valeur*
Cu (kPa)	Triaxial UU	Parallèle au litage	30 – 42
		Perpendiculaire au litage	46 – 48
C pic (kPa)	Triaxial CD	Parallèle au litage	1 – 5
		Perpendiculaire au litage	13 – 23
	Rétro-analyse		29 – 40
C résiduel (kPa)	Cisaillement direct CD	Parallèle et perpendiculaire au litage	0
	Rétro-analyse		6 – 7
ϕ pic (°)	Triaxial et cisaillement direct CD	Parallèle au litage	20 – 23
	Triaxial CD	Perpendiculaire au litage	23 – 26
	Rétro-analyse		20 – 23
ϕ résiduel (°)	Cisaillement direct CD		18 – 19
	Rétro-analyse		17 – 19

FIGURE 1.18 – a) Diagramme de Casagrande des argiles du Trièves prélevées à différents endroits (modifié d'après *Giraud et al.* (1991)). b) Propriétés mécaniques des argiles du Trièves. C : cohésion, ϕ : angle de frottement interne, UU : non–consolidé et non-drainé ; CD : consolidé drainé. Tableau de compilation de résultats *Bièvre* (2010)

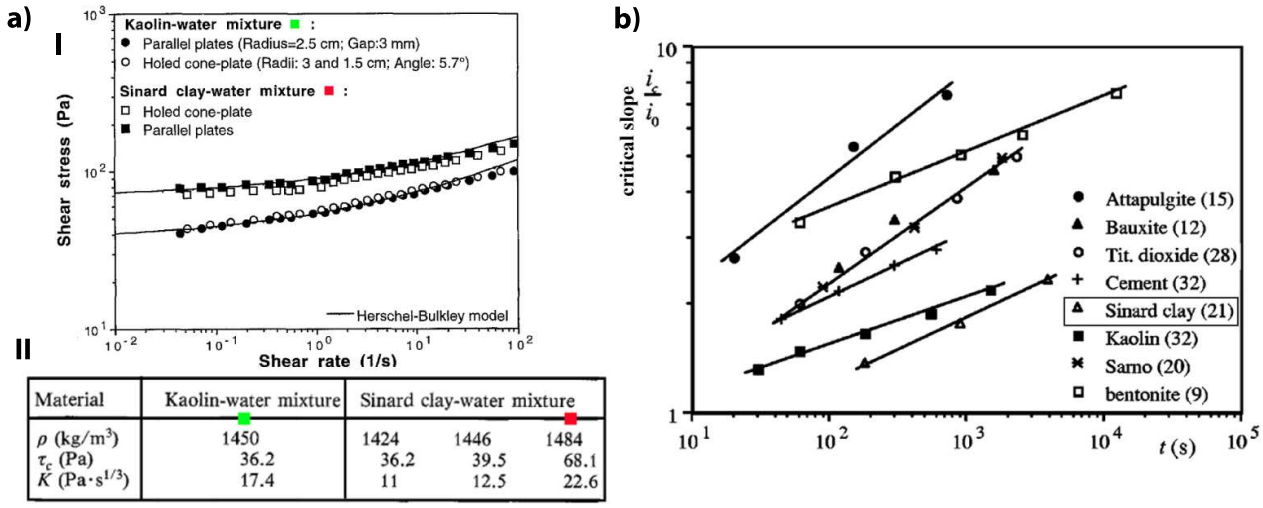
Caractéristiques rhéologiques

Quelques études rhéologiques ont été réalisées sur des argiles du Trièves prélevées dans la région de Sinard (*Coussot and Boyer* (1995) ; *Coussot et al.* (2002a)). La figure 1.19a (I) montre les courbes d'écoulement d'un mélange eau-argile de Sinard mesurées en configuration cône-plan et plan-plan. Les deux jeux de données sont en bon accord et bien modélisés par une loi simple de fluide à seuil de type Herschel-Buckley. Un mélange d'eau-kaolinite montre le même comportement. Le tableau (figure 1.19a (II)) donne les valeurs de la contrainte τ_c et du paramètre K de la loi d'Herschel-Buckley (équation 1.12), déterminés par des tests de plan incliné pour différentes valeurs de densité du mélange (ρ). La contrainte seuil et le paramètre K diminuent en fonction de la densité, i.e. de la concentration solide.

Le phénomène de vieillissement a également été observé lors d'essais sur plan incliné pour plusieurs argiles, dont celle du Sinard (en encadré) (figure 1.19b). La pente critique (i_c reliée à la contrainte seuil) qui marque le début de l'écoulement augmente avec le temps de repos (réalisé à un angle i_0).

1.4 Conclusion sur la rhéologie des argiles

Les argiles peuvent être considérées comme des fluides à seuil rhéofluidifiant suivant une loi de comportement de type Herschel-Buckley. En outre elles arborent un comportement dépendant du temps complexe caractérisé par leur thixotropie. Celle-ci, résultant du vieillisement et/ou



Material	Kaolin-water mixture	Sinard clay-water mixture		
ρ (kg/m^3)	1450	1424	1446	1484
τ_c (Pa)	36.2	36.2	39.5	68.1
K (Pa·s$^{1/3}$)	17.4	11	12.5	22.6

FIGURE 1.19 – a) (I) Courbes d'écoulement obtenues par tests rhéométriques de mélange eau-argile du sinard et eau-kaolin (*Coussot and Boyer* (1995)). (II) Caractéristiques des mélanges obtenues par tests de plan incliné (*Coussot and Boyer* (1995)). Les carrés de couleur pointent les même matériaux utilisés lors d'étude rhéométrique classique et de plan incliné. b) Contrainte critique (représenteé le rapport entre l'angle critique i_c et l'angle initial i_0) en fonction du temps de repos pour différentes argiles : (fraction solide (%) , et densité ρ (kgm^3)) : Attapulgite (Clarsol ATC, CECA, France), $(10, 2, 1160)$; bentonite (Tréport deposit, Lambert Rivière, France), $(3, 3, 1053)$; kaolin (China clay, Speswhite, UK), $(23, 5, 1395)$; bauxite (red mud, Crassier Pechiney, France), $(28, 8, 1576)$; titanium dioxide (Tronox, Kerr McGee Chemical LLC, U.S.), $(29, 1870)$; cement (gray cement, CPA-CEM 142, Lafarge, France), $(50, 2000)$; Sinard clay (natural clayey soil, Isère, France), $(23, 8, 1405)$; Sarno mud (Lahar, 1998 event, Italy), $(40, 1, 1682)$ (*Coussot et al.* (2002a)).

rajeunissement des argiles, est reflétée lors de tests rhéologiques réalisés proche du seuil où les argiles passent de l'état solide à l'état liquide (ou bloqué-débloqué) par une bifurcation de viscosité et la création d'une bande de cisaillement. Les mesures des valeurs des modules de conservation G' et de perte G'' permettent d'avoir une approche qualitative des processus mis en jeux lors de la transition solide–liquide, interprétés par restructuration-destructuration du réseau particulaire. Les comportements argileux dépendent de beaucoup de paramètres comme la composition minéralogique, la concentration ionique de l'eau et la température. Les rares essais sur les argiles du Trièves (Sinard) montrent effectivement un comportement de fluide à seuil avec vieillissement, suggérant un caractère thixotrope.

Chapitre 2

Glissements de terrain argileux

2.1 Classification des mouvements de terrain

La typologie des mouvements de terrain présentée à la figure 2.1 s'appuie sur les travaux de *Varnes* (1978) et de *Cruden and Varnes* (1996) et les classes suivant deux critères principaux : le type de mouvement et le matériau impliqué.

Six **types de mouvement** sont distingués : (1) les éboulements (*falls*) qui concernent essentiellement les masses de sol détachées d'un pan de falaise et tombent en chute libre, (2) les fauchages (*topples*), qui sont les détachements de sol par rotation autour d'un pivot basal, (3) les glissements rotationnels (*rotational slides*) dont les mouvements se font le long d'une surface de cisaillement concave pouvant affecter une masse de sol homogène, (4) les glissements translationnels (*translational slides*) dont la surface de glissement est plane, plus ou moins parallèle à la pente et séparant souvent deux faciès lithologiques différents, (5) les étalements (*spreads*) par reptation ou solifluxion, qui se produisent sur des pentes de faible inclinaison par une fracturation et une extension latérale et qui ont généralement des déplacements très lents, et enfin (6) les écoulements (*flow*) qui sont des mouvements rapides de matériaux saturés en eau ou non, et qui se déplacent comme des fluides, de manière homogène et sans surface de glissement la plupart du temps.

Ces types de mouvements sont discriminés suivant trois **types de matériaux** (définis par différentes couleurs sur la figure 2.1) : des matériaux rocheux (*rock*), des débris ou de la terre/boue (*earth/mud*).

Les mouvements de terrain complexes (*complex slides*) combinent au minimum deux types de mouvements et sont souvent composés de plusieurs types de matériaux (cas des les glissement-coulées).

Les glissements de type "écoulement", cas des glissement-coulées

Les glissements de type "écoulement" sont représentés dans la zone délimitée en rouge (figure 2.1). On distingue parmi eux : les coulées de boue ou de débris, les laves torrentielles ainsi que les glissement-coulées. D'après la classification de *Cruden and Varnes* (1996), les termes 'coulée' (*flow*) et 'glissement' (*slide*) font référence aux mécanismes de mouvement qu'ils soient totalement ou partiellement 'internes' à la masse ou 'glissantes' à des interfaces bien définies (au substratum par exemple). Les propriétés des matériaux jouent aussi un rôle dans la dénomination : les termes 'débris', 'terre' et 'boue' (*earth*) sont différenciés par un pourcentage de 20% de grains dont le diamètre est supérieur ou inférieur à 2μm (argile).

Cependant, la systématique de ces dénominations est aussi plus vaste et complexe (*Malet* (2003)) car d'autres paramètres de classement s'ajoutent à ceux préalablement définis [1] : vitesse (*Cornforth* (2005)), granulométrie, morphologie, quantité d'eau, mécanisme de rupture, cinématique,

1. L'étude des glissements n'est pas la seule à rencontrer ces problèmes, ils existent également en volcanologie où les classifications des phénomènes éruptifs apparaissent très complexes (*Cioni et al.* (2008)) et mêlent avec eux les classifications physico-chimiques des roches concernées (*Middlemost* (1972)).

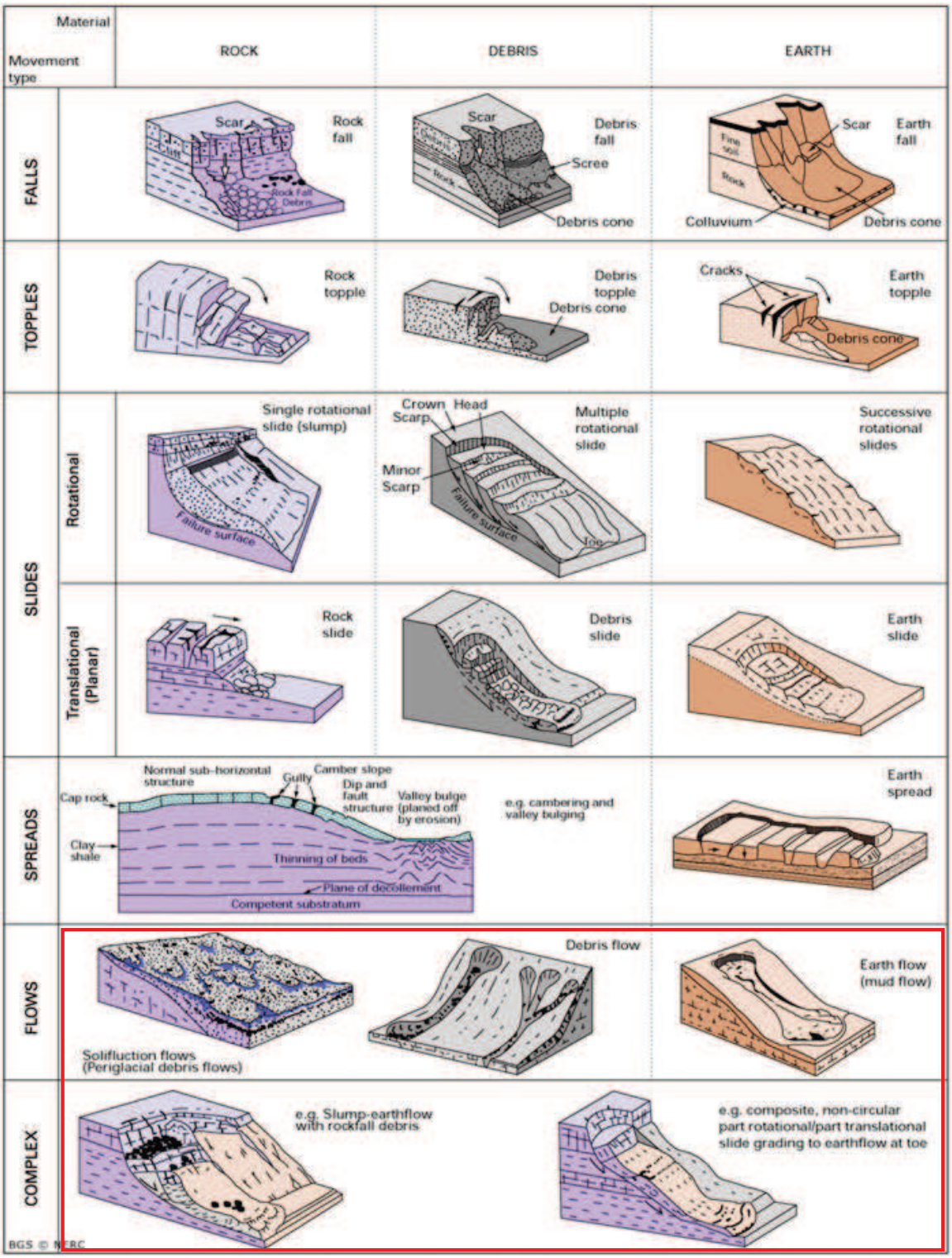


FIGURE 2.1 – Classification des mouvements de terrain par la *British Geological Survey* (d'après *Varnes* (1978) et *Cruden and Varnes* (1996)). Encadré rouge : typologie des glissements de type écoulement.

surface ou volume du glissement, etc. De plus, la traduction de ces termes en français varie, compliquant un peu plus le problème de terminologie.

Les glissements-coulées se produisent principalement dans des formations argileuses (*Picarelli et al.* (2005)). *Hungr et al.* (2001) ont fait la synthèse de neuf publications qui confirme la prédominance notable de silts et d'argiles dans les glissement-coulées (figure 2.2a).

La figure 2.2b de *Coussot and Meunier* (1996) montre de manière schématique les domaines des glissements de type écoulement en fonction de la concentration solide (ou la teneur en eau). Cette dernière va de l'état solide pur à l'eau, ce qui délimite, au premier ordre, la vitesse d'un écoulement. La concentration solide est lui-même dépendant du type de matériau : cohésif ou granulaire, marqué par le tracé rouge sur la figure 2.2. Dans le cas de fortes concentrations en eau, la cohésion du matériau est bien mise en évidence par le contraste entre une coulée-boueuse (homogène et fluide) et une coulée de débris (hétérogène et turbulente). La première est composée d'un matériau considéré comme monophasique tandis que la deuxième est biphasique (sa matrice aqueuse et ses grains transportés sont dissociables). Cependant, pour les glissement-coulées souvent hétérogènes et complexes, cette distinction est moins évidente (*Bardou et al.* (2007)).

En français, le terme "glissement-coulée" exprime à la fois la variation dans le temps et dans l'espace des deux processus : une phase temporelle de glissement lent et une phase de coulée rapide. Cette variation est également définie dans l'espace : le glissement lent se situe en amont et se transforme, en aval, en coulée lorsque l'augmentation des contraintes de la masse descendue atteint un seuil de rupture (*Van Asch et al.* (2006) ; *Van Asch and Malet* (2009)).

2.2 Les glissements-coulées et leur rhéologie

Morphologie

La transition d'un glissement en coulée est caractérisée par sa morphologie qui met en valeur deux zones de cinématiques différentes (figure 2.3a ; (*Sowers and Royster* (1978))) : une zone d'extension qui se meut lentement par fluage (glissement rotationnel ou translationnel, voire superficiels) et une zone d'accumulation du matériau formant des bourrelets de compression. L'augmentation des contraintes et les infiltrations d'eau faisant chuter la résistance de maintien des matériaux provoquent le départ en coulée. La zone d'extension peut se subdiviser elle-même en deux parties : une zone d'ablation sommitale, où sont situés le ou les escarpements principaux (figure 2.3a), et une zone de transport de matériaux d'allure généralement plus étirée et étroite que la zone d'ablation. La figure 2.3b présente un exemple en 3D de glissement-coulée de type rotationnel avec une surface de glissement concave (*Cornforth* (2005)).

Leurs variations cinématiques sont contrôlées par les changements de contraintes à l'intérieur de la masse dus aux déplacements lents et continus des glissements ainsi que celles des teneurs en eau dues à l'infiltration des eaux de pluies ou de la fonte du manteau neigeux (*Malet* (2003)).

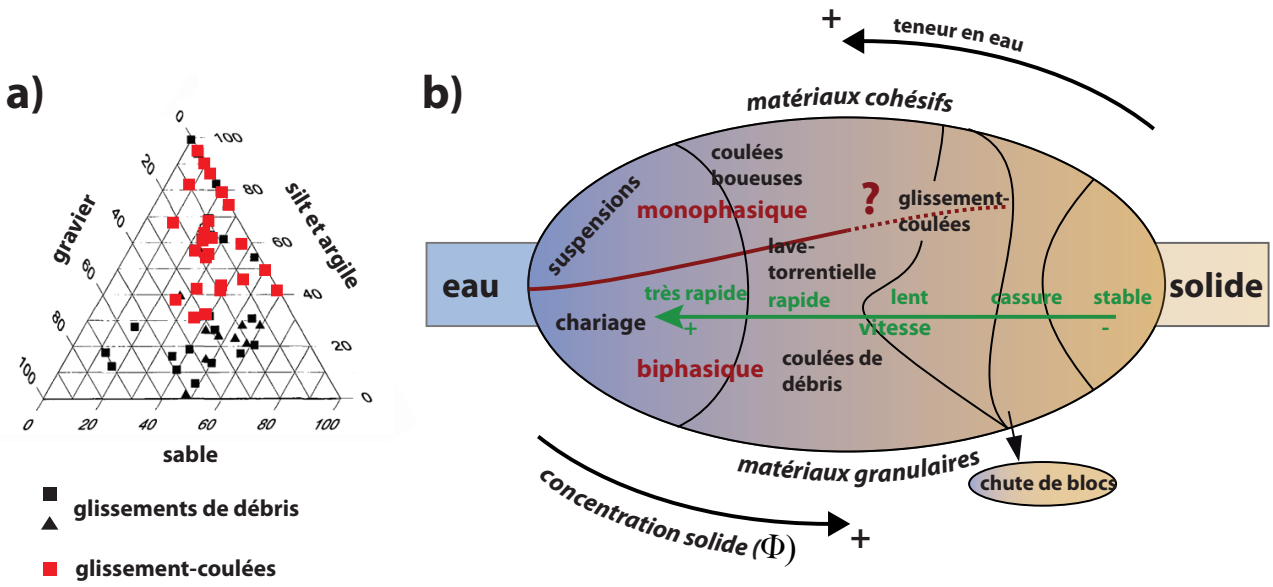


FIGURE 2.2 – a) Composition granulométrique de la matrice des différents glissements de type écoulement issus de neuf études différentes (regroupées par *Hungr et al.* (2001)) : gravier $\leftrightarrow$ 2-18 mm, sable $\leftrightarrow$ 0,074–2 mm, argile et silt $< 0,0074$ mm. b) Classification des glissements de type écoulement en fonction de la teneur en eau et du caractère cohésif ou granulaire du matériau (modifié d'après *Coussot and Meunier* (1996)).

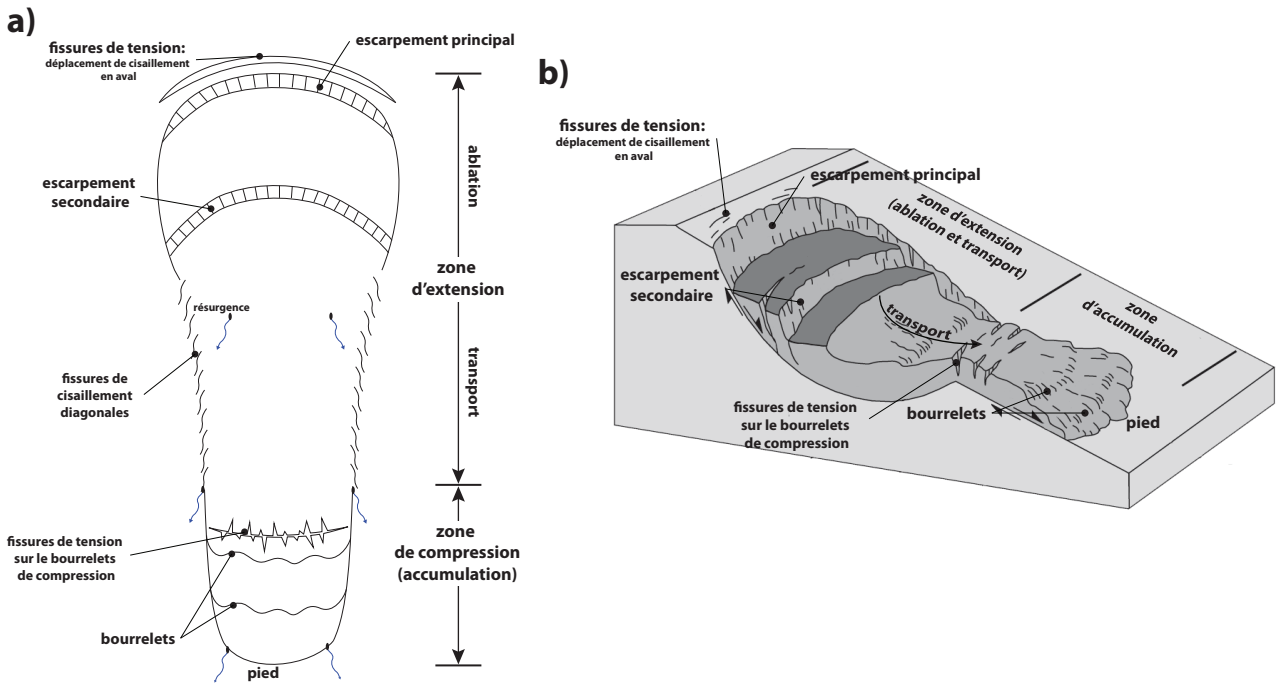


FIGURE 2.3 – a) Morphologie type d'un glissement-coulée (modifié d'après *Sowers and Royster* (1978)). b) Exemple schématique pour un glissement de type rotationnel (modifié d'après *Cornforth* (2005)).

2.2.1 Modèle viscoplastique et théorie de Coulomb

Un débat persiste sur la modélisation comportementale des glissements de type écoulement en général. Certains modèles utilisent les lois de viscoplasticités classiques provenant du domaine de la rhéologie classique (section 1.2) tandis que d'autres utilisent les lois comportementales de type Coulomb provenant du domaine de la mécanique des sols (*Iverson* (1997) ; *Ancey* (2007)). Ces modèles sont construits pour définir les ruptures, les vitesses ou encore les formes des dépôts (etc) mais il n'existe pas de loi de modélisation générale et unifiée des glissements au vu du caractère varié des matériaux mis en jeu (section 2.1).

Le régime de Coulomb

Les matériaux de Coulomb sont considérés comme des mélanges biphasiques grain/fluide à l'échelle macroscopique où les particules sont soumises à la friction des unes par rapport aux autres pendant le glissement. Dans ces conditions, la contrainte de cisaillement est dépendante de la contrainte normale suivant la théorie de Mohr-Coulomb. La contrainte normale (τ_N) se répartit dans le fluide interstitiel et les contacts solides et peut être formalisée par la décomposition de Terzaghi : $\tau_N = \tau_N^{'} + p$ (*Sulem* (1995)), où p représente la pression interstielle et $\tau_N^{'}$, la contrainte normale effective. La contrainte seuil (τ_c) d'écoulement est définie comme le produit de la contrainte effective et de la tangente de l'angle de friction interne (φ) auquel est additionné un paramètre de cohésion C :

$$\tau_c = C + \tau_N^{'} \tan(\varphi) \tag{2.1}$$

Afin d'évaluer le déclenchement d'un glissement de terrain, un facteur de sécurité (FS) est souvent utilisé selon les paramètres de Mohr-Coulomb. Il est défini par le rapport entre les forces de résistance et d'entraînement et prend en compte les champs de contraintes et de pression interstielle. Pour une surface de rupture plane, il peut être représenté par la somme de trois rapports sans dimensions : (1) T_f qui décrit le rapport entre la force de résistance frictionnelle et celle de la gravité, (2) T_w, qui décrit le rapport entre la force due aux variations de hauteur de la nappe et celle de la gravité et (3), T_c qui décrit le rapport entre les forces de cohésion et celles de la gravité :

$$FS = \underbrace{\frac{\tan(\varphi)}{\tan(\theta)}}_{T_f} + \underbrace{\frac{[y_p/y - 1]\frac{\partial p}{\partial y}\tan(\varphi)}{\gamma_t \sin(\theta)}}_{T_w} + \underbrace{\frac{c}{\gamma t y_r \sin(\theta)}}_{T_c} \tag{2.2}$$

La figure 2.4a et b illustre un glissement de terrain et son niveau de rupture en fonction des différents paramètres de cette équation : φ l'angle de friction critique et c la cohésion, de la loi de Mohr-Coulomb θ l'angle de la pente de la coulée, p la pression interstitielle, y_r et y_p la profondeur de rupture et de la nappe respectivement (à y_p, $p = 0$). La rupture se produit à la profondeur y_r lorsque le facteur de sécurité FS devient supérieur à 1. D'autres équations éxistent pour décrire FS en fonction de la forme de la surface de rupture (pour une rupture circulaire par exemple : e.g. *Cornforth* (2005)).

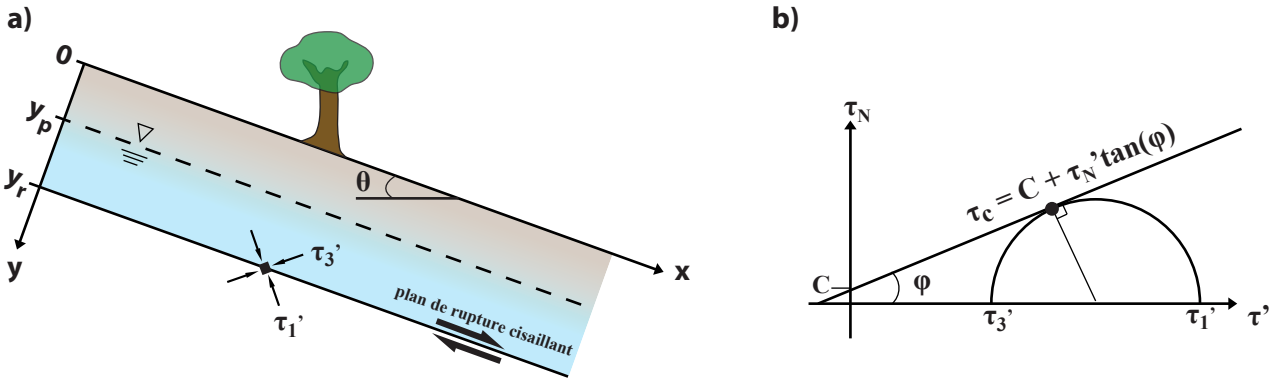


FIGURE 2.4 – Représentation schématique des paramètres du Facteur de Sécurité (équation 2.2). a) Profil schématique et définition des paramètres géométriques pour une pente infinie avec une nappe (*Iverson and Reid* (1992)). b) Cercle de Mohr-Coulomb et paramètres de contrainte associés.

Les modèles viscoplastiques

A l'échelle macroscopique les matériaux viscoplastiques sont considérés comme des systèmes monophasiques. Dans ces matériaux, contrairement aux matériaux de Coulomb, la cohésion est définie non plus par les forces gravitaires interparticulaires mais par les forces électrostatiques (section 1.1.3) impliquant la non dépendance entre la contrainte normale (τ_N) et la contrainte cisaillante (τ). La loi d'écoulement de ces modèles établit une dépendance entre le taux de cisaillement ($\dot{\gamma}$) et la contrainte de cisaillement (τ).

Le comportement viscoplastique des sédiments à grains fins (argiles, limons, silts) sont communément décrits par les modèles rhéologiques tels que le modèle de Bingham ou de Herschel-Buckley (*Coussot and Piau* (1994), *Sosio and Crosta* (2009) ; section 1.2). Cependant, il est ardu de les faire coïncider avec des cas réels où les géométries des écoulements ne sont pas de simples cisaillements et se produisent dans des matériaux souvent hétérogènes (en granulométrie et en teneur en eau). Les mesures rhéologiques, réalisées sur un échantillon de matrice de matériaux, ne sont pas forcément représentatifs de l'écoulement (*Coussot et al.* (1998)). D'autres mesures indirectes de rhéologie peuvent être réalisées en étudiant la forme des dépôts ou encore grâce à des tests de plan incliné afin de confirmer à plus grande échelle les mesures de rhéologie classique (*Hutter et al.* (1994) ; *Huynh et al.* (2005) ; *Spickermann et al.* (2009) ; *Spickermann et al.* (2012)).

Coussot and Boyer (1995) ont réalisé des tests de plan incliné en utilisant un mélange de kaolin et d'eau à deux concentrations solides différentes (fluide A et B ; figure 2.5a) et ont montré que la contrainte seuil et les courbes d'écoulements établies par mesure de rhéologie classique sont équivalentes à celles mesurées grâce à ces tests de plan incliné. Pour ces géométries idéales, la

contrainte seuil peut être définie (d'après *Johnson* (1970)) par :

$$\tau_c = \rho \; g \; h_0 \; \sin(i) \tag{2.3}$$

où g est la gravité, h_0 la profondeur de la surface d'écoulement et i l'angle de la pente. *Huynh et al.* (2005) ont réalisé des tests de plan incliné sur des suspensions de bentonite qui ont été laissées au repos à des temps différents avant l'écoulement. La figure 2.5b montre que la contrainte seuil apparente diminue avec le temps de repos. Ce phénomène thixotrope de vieillissement est donc observable à plus grande échelle que celle de la rhéologie classique.

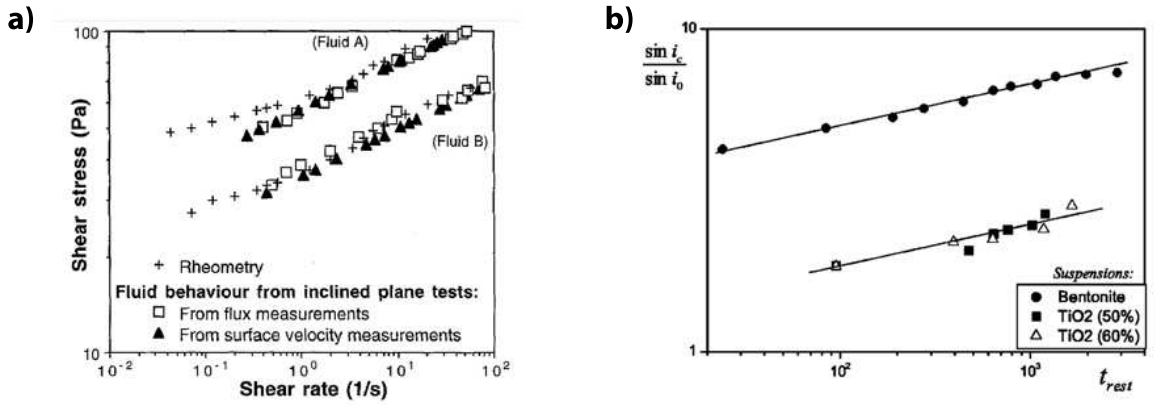


FIGURE 2.5 – a) Comparaison des courbes d'écoulement obtenues par essais rhéologiques classiques et par des tests de plan incliné (*Coussot and Boyer* (1995)). Fluide A : $\rho = 1465$ kg/m^3, $\tau_c = 38$ Pa - Fluide B : $\rho = 1430$ kg/m^3, $\tau_c = 44$ Pa. b) Contrainte critique apparente adimensionnée : $\sin(i_c)/\sin(i_0)$ (où i_c est l'angle critique et i_0 l'angle initial de repos) en fonction du temps de repos t_{rest} pour différentes suspensions (*Huynh et al.* (2005)).

Discrimination entre le modèle viscoplastique et le modèle de Coulomb

Dans un cadre plus vaste que les glissements-coulées, *Ancey and Coussot* (1999) proposent de définir plusieurs régimes d'écoulement en fonction de la concentration solide et du taux de déformation, délimités par des nombres sans dimensions (figure 2.6). Pour les glissements-coulées, les régimes possibles sont : les régimes frictionnels et lubrifiés pour des corps dont la concentration solide dépasse une certaine valeur ϕ_c et les régimes viscoplastiques où les interactions colloïdales dominent le comportement de l'écoulement pour une concentration solide inférieure à ϕ_c (délimités par les pointillés rouges (*Malet* (2003)).

Pour les matériaux à forte concentration solide, on distingue deux régimes suivant le gradient de vitesse. A faible gradient, le contact entre les grains domine : le régime est frictionnel et est régi par la loi de Coulomb. Lorsque le gradient de cisaillement augmente, les contacts entre les grains

se lubrifient (formation d'un film hydrodynamique entre les grains) et le régime d'écoulement devient visqueux et dépend alors de la nature du fluide interstitiel (la transition est définie par le nombre adimensionné de Leighton *Le*). Sous une certaine valeur de concentration solide (ϕ_c) on passe alors dans le régime des interactions colloïdales dont le régime d'écoulement est régi par les lois viscoplastiques.

Ce diagramme ne donne pas de limitations précises des différents écoulements suivant des paramètres fixes mais une idée du régime attendu. Tous les autres paramètres possibles (la taille des particules, leurs formes, la géométrie de l'écoulement, les densités, la viscosité du fluide interstitiel etc.) sont considérés comme constants.

Dans le cas général il est cependant peu aisé de définir ce seuil critique de concentration solide ϕ_c et de faire la distinction entre la matrice qui sert de fluide interstitiel et les grains eux-mêmes (*Bardou et al.* (2007)). Cependant, des études ont montré que l'ajout d'une granulométrie grossière dans une matrice fine de type argileuse ne changeait pas de manière mesurable les paramètres comportementaux (comme la cohésion ou la friction effective (*Holtz and Ellis* (1968)). De même, *Ancey* (2007) a montré qu'en augmentant la concentration de particule fine dans une suspension de grains grossiers, le comportement évoluait d'un régime de frictionnel de type Coulomb à un régime viscoplastique. Il semble donc que la partie de fines constituant les glissements-coulées ait une influence majeure sur leurs comportements. Ces observations corroborent les observations sur le terrain. *Bonnet Staub* (1998) a pu discriminer deux types de glissements suivant la granulométrie, la forme des dépôts et le comportement rhéologique de la matrice : les glissements à grains grossier et les glissements à grains fins.

2.2.2 Exemples de glissement-coulées

Trois glissements-coulées sont présentés ici : Super-Sauze et les glissements d'Avignonet et d'Harmalière qui illustrent, dans l'histoire contemporaine, à la fois le phénomène de glissement et celui de coulée.

Super-Sauze

Le glissement de Super-Sauze se trouve dans la vallée de L'Ubaye (Alpes Françaises), au sud de la ville de Barcelonnette. Il est essentiellement composé de marnes noires et se situe entre 1700 m *asl* et 2100 m avec une longueur de près de 400 m (figure 2.7a). Actif depuis les années 1960, son déplacement est particulièrement surveillé depuis le milieu des années 90. Ses caractéristiques morphologiques sont similaires à un glissement-coulée type, avec une zone d'ablation marquée par un escarpement principal qui connait une régression continue (photo à la figure 2.7b) et une zone d'extension plus en aval définie par une zone de transit et une zone d'accumulation (figure 2.7c) ; *Travelletti* (2011)). Bien que de cinématique généralement lente (vitesse moyenne annuelle de l'ordre de 0.2 cm par jour) il connait des phases d'accélérations (avec des vitesses atteignant 40 cm par jour) suivant une double cycle annuel : en automne lors de fortes précipitations et au printemps lors de la fonte du manteau neigeux (*Malet et al.* (2009)).

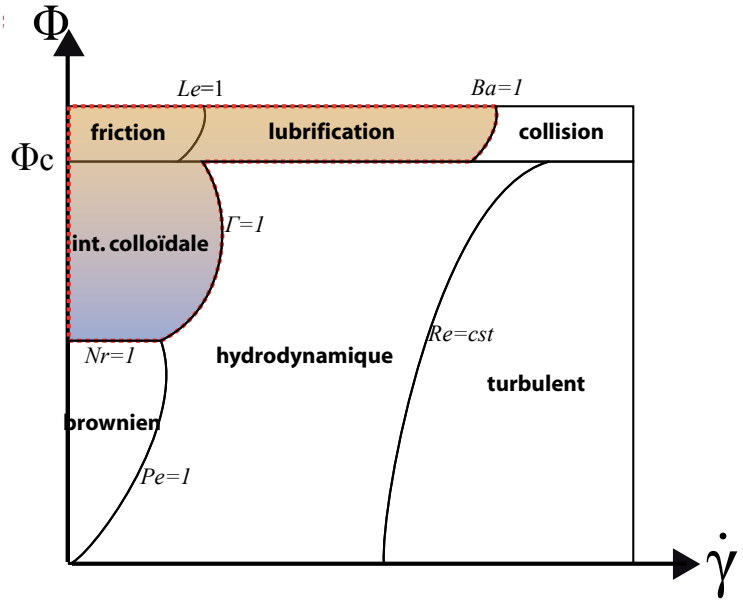


FIGURE 2.6 – Diagramme des régimes d'écoulement en fonction de la concentration solide ϕ et du gradient de déformation cisaillant ($\dot{\gamma}$), délimités par une concentration solide critique ϕ_c et des nombres adimensionnés. Pe : nombre de Péclet, Nr : nombre de répulsion, Γ : gradient de cisaillement adimensionné, Le : nombre de Leighton, Ba : nombre de Bagnolds, Re : nombre de Reynolds (modifié de *Ancey and Coussot* (1999)). Les régimes des glissements-coulées sont délimités par les tirets rouges.

Une nouvelle approche de modélisation comportementale, analogique (plan incliné) et numérique, a été réalisée par *Spickermann et al.* (2012) afin de reproduire l'évolution dynamique de ce glissement-coulée lent. En combinant les critères de Mohr-Coulomb et une loi viscoplastique telle que Bingham, ils arrivent à modéliser la cinématique du glissement par rapport aux valeurs observées sur le terrain en introduisant un paramètre de viscosité dépendant de la pression interstitielle.

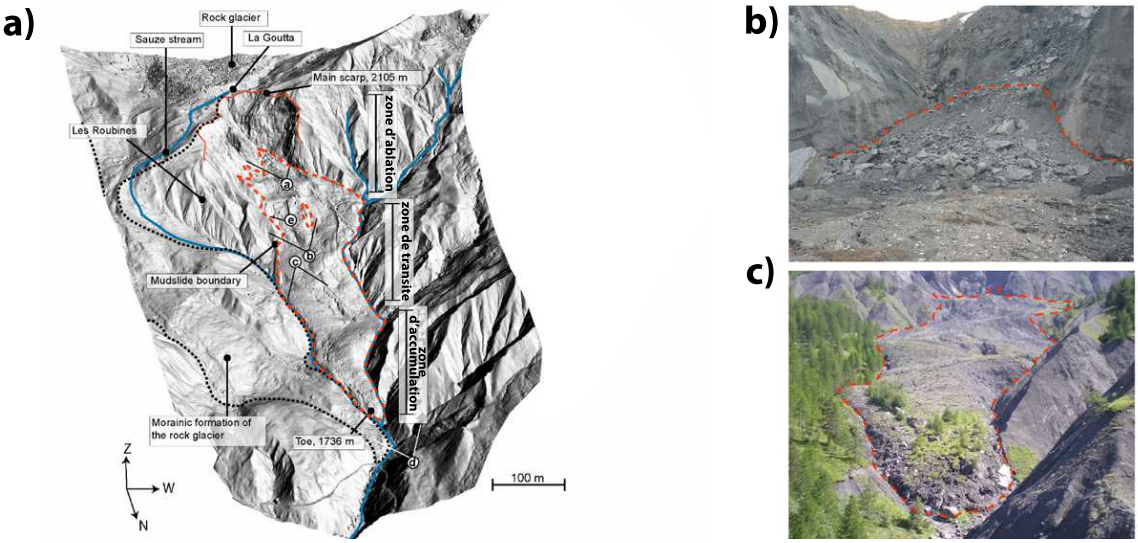


FIGURE 2.7 – Glissement de Super-Sauze (*Travelletti* (2011)). a) Modèle numérique de terrain (MNT) du glissement, le glissement est délimité par les pointillets rouges. b) Escarpement principal. c) Pied de la coulée.

Secteur Avignonet-Harmalière

Les glissements d'Avignonet et de l'Harmalière sont situés dans la région du Trièves près de la ville de Sinard et surplombent le lac de barrage du Monteynard (voir figure 1.17 à la section 1.3). Juxtaposés et affectant essentiellement les argiles litées du Trièves, ces deux glissements se caractérisent pourtant par deux histoires cinématiques complètement différentes (figure 2.8a). Le glissement d'Avignonet exhibe une cinématique lente de deux types (*Bièvre* (2010)) : (1) des glissements superficiels de l'ordre de 4 cm par an de profondeur moyenne de 10 m et (2) des glissements plus lents (2 cm par an) à profondeur plus élevée (40 m) (figure 2.8b). A l'inverse, le glissement de l'Harmalière a connu une crise catastrophique le 7 mars 1981 durant laquelle 250000 m^3 de matériaux argileux sont partis en coulée et se sont déversés dans le lac du Monteynard. L'escarpement principal de plus de 30 m de hauteur connait depuis lors une activité par régression (figure 2.8c). Ce contraste cinématique a fait l'objet d'études qui ont montré que les géométries différentes du substratum sont à l'origine de cette différence, une butée retenant mécaniquement le glissement d'Avignonet (*Bièvre et al.* (2011a)).

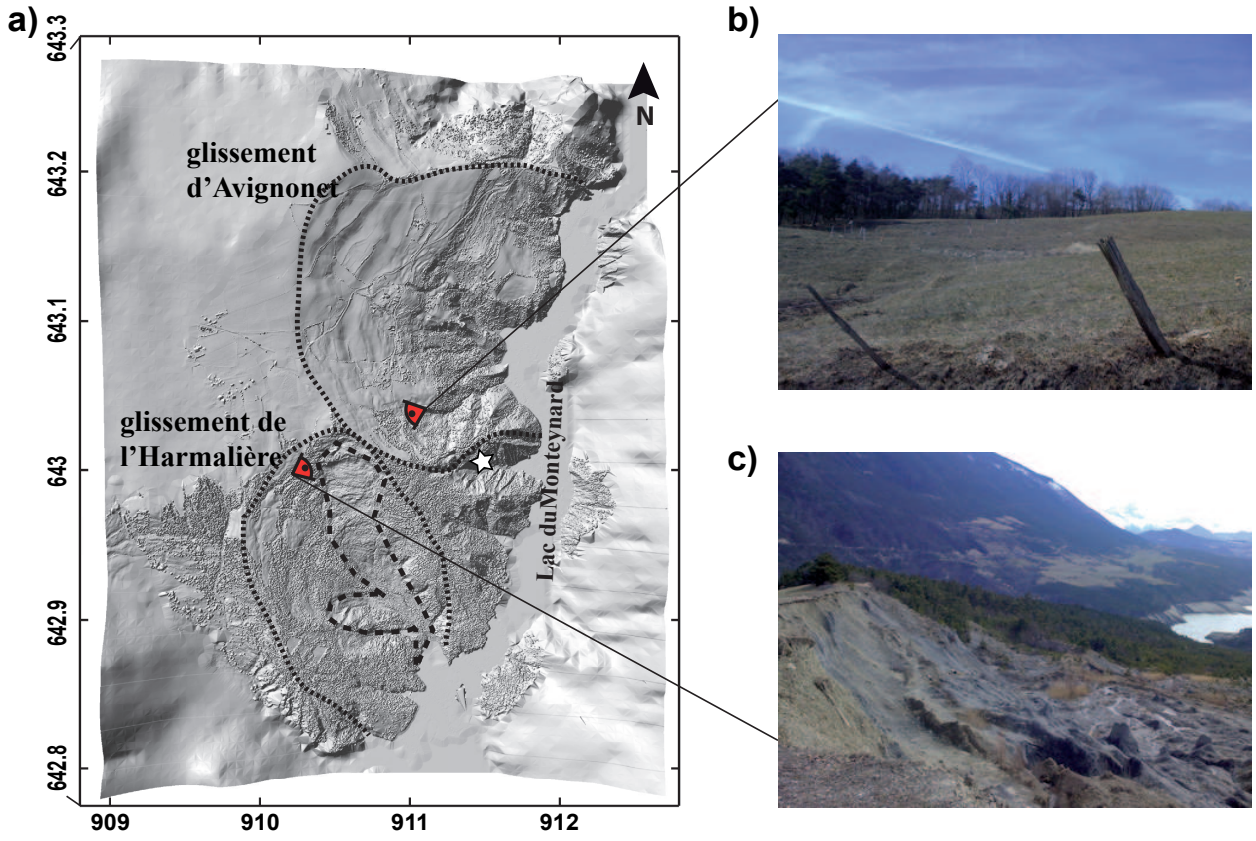


FIGURE 2.8 – Glissements d'Harmalière et d'Avignonet dans la région du Trièves. a) MNT des glissements délimités par des pointillés fins. Les pointillés épais marquent la coulée de l'Harmalière de 1981 (*Bièvre* (2010)). b) Vue du glissement d'Avignonet (photo 2010). c) Escarpement principal du glissement de l'Harmalière (photo 2010).

2.3 Méthodes de reconnaissance

Un grand éventail de méthodes de reconnaissance existe afin de caractériser les glissements de terrain et pour comprendre leur dynamique (*Jongmans and Garambois* (2007)). On peut les séparer en deux types : les méthodes directes et indirectes, souvent employées conjointement.

Les méthodes directes sont les méthodes d'observation comme l'imagerie de surface (*Travelletti* (2011)) et les études topographiques qui permettent de caractériser la morpholgie et ses variations temporelles. Les méthodes d'investigation comme les forages ou tranchées permettent de reconnaitre directement les niveaux structurels géologiques et de prélever des échantillons. Ces échantillons sont ensuite analysés par des mesures géotechniques (qui peuvent également se faire *in situ*) et rhéologiques afin de caractériser le matériau. Ces méthodes directes sont précises et ne sont limitées que par l'appareillage et l'état des connaissances sur l'élément étudié. Cependant elles ne peuvent être effectuées que localement dans le glissement et sont souvent chères et compliquées à mettre en place.

Les méthodes indirectes fait appel à des propriétés physiques du sol qui vont servir de proxy pour quantifier les paramètres géologiques et mécaniques. C'est le domaine de la géophysique appliquée. Comme vu précédemment, les glissements de terrain sont caractérisés par des variations de la structure interne de la masse affectée. Ces variations ont un impact sur les propriétés géophysiques du sol qui peuvent être alors caractérisées. Les méthodes géophysiques possèdent plusieurs avantages : elles sont relativement faciles et rapides à déployer sur le terrain, elles sont non-invasives et permettent de caractériser un large volume (*Jongmans and Garambois* (2007)). Cependant les proxys mesurés avec de telles méthodes ne rendent pas compte directement de l'état du matériau étudié mais sont assujetis à interprétation. En outre, l'inversion des données géophysiques présente l'inconvénient de la non-unicité de la solution (détaillée à la section 3.2.3). Pour ces raisons, plusieurs méthodes géophysiques sont souvent appliquées et/ou calibrées par des méthodes directes afin de mieux contraindre les propriétés du site étudié.

2.3.1 Propriétes du sol et méthodes géophysiques

La géophysique moderne emploie quelques grands champs de physiques ondulatoires à toutes les fréquences. Les paramètres et les méthodes de mesure les plus répandus en géophysique de subsurface sont :

La masse volumique qui dépend de la composition du matériau et de sa porosité. Les variations de la densité sont enregistrables par la méthode de prospection microgravimétrique à l'aide d'un gravimètre. Cette méthode permet de mesurer les contrastes de densité à l'intérieur de glissement, de fournir leur répartition et une idée la géométrie. Cependant la mise en place et le temps de mesure sont longs et fastidieux. De plus, les données doivent subir de multiples post-traitements tels que la correction des effets topographiques des terrains environnants (qui peuvent varier rapidement sur un glissement).

La résistivité électrique ρ_e est le paramètre qui va définir la capacité du courant électrique

à circuler dans le milieu et s'exprime en $\Omega.m$. L'inverse de la résistivité est la conductivité électrique qui s'exprime en Siemens par mètre (S/m). Les minéraux courants étant peu conducteurs, ce paramètre dépend majoritairement du fluide, plus ou moins électrolytique, dans le réseau poreux de la roche. C'est une des méthodes les plus utilisées pour la caractérisation de la subsurface. Elle consiste à injecter du courant entre deux électrodes et à mesurer la différence de potentiel entre deux autres. Le dispositif le plus simple est le sondage électrique vertical (ou VES *Vertical Electrical Sounding*) qui permet de déduire un profil 1D de la résistivité du milieu. Facile à mettre en place, elle est cependant aujourd'hui supplantée par la tomographie électrique multi-électrodes (ou ERT *Electrical Resistivity Tomography*) qui permet d'obtenir un profil en 2D de la résistivité du milieu. Cette méthode sera plus détaillée dans la section 2.3.2. Une troisième méthode, le potentiel spontané (PS), permet de mesurer le potentiel électrique d'un sol de manière passive. Le dispositif de mesure se compose de deux électrodes impolarisables qui mesurent la différence du potentiel générée par les écoulements aqueux dans le sol. C'est une méthode très facile à mettre en place et très peu onéreuse mais dont les résultats restent délicats à interpréter.

La résistivité d'un minéral étant forte (d'ordre de grandeur $\rho_e > 10^7\Omega$.m), elle est avant tout affectée par la conductivité de l'eau porale (σ_{fluid}) et la conductivité de surface du minéral (spécialement dans le cas de l'argile, où la conductivité de surface peut s'avérer importante). La conductivité du fluide poral dépend du type du fluide, de la concentration et de la nature des sels présents. Les argiles ont une conductivé de surface très forte ($\sigma_S > 10mS/$m). Les argiles présentent une structure en feuillets dont la surface est chargée négativement. Des cations sont alors adsorbés sur la surface avec une relative mobilité. Les ions de l'eau peuvent remplacer les cations peu liés aux argiles, permettant ainsi un très haute conductivité du courant injecté et donc une résistivité très faible. Une variation de la loi d'Archie généralisée pour les sols argileux est donnée par *Waxman and Smits* (1968) :

$$\sigma_R = \frac{1}{F^*}(\sigma_{argile} + \sigma_{fluid}) = \frac{1}{F^*}(BQ_v + \sigma_{fluid}) \tag{2.4}$$

où Q_v est la concentration volumique des cations mobiles, B représente leurs mobilité et $\sigma_{argile} = BQ_v$ (en S/m) est la contribution totale de la conductivité de la surface des argiles. Le facteur de formation F^* est défini empiriquement pour des formations sablo-schisteuses.

la vitesse des ondes sismiques représentant la vitesse de propagation de déformations réversibles subies par la roche. Dans un milieu élastique, deux types d'ondes se propagent : les ondes S (secondaires) et les ondes P (primaires) (détaillées à la section 2.3.3). Les méthodes de prospection sismique se distinguent selon l'utilisation d'une source (méthodes actives) ou non (méthodes passives utilisant le bruit ambiant).

La vitesse des ondes électromagnétiques radar est la vitesse des ondes de hautes fréquences (supérieur à quelques dizaines de MHz). Cette vitesse dépend de la permittivité diélectrique qui définit la faculté d'un matériau à se charger électriquement. Tout comme la conductivité électrique, ce paramètre est sensible aux variations de la teneur en eau. L'appareil de mesure usuel de ces vitesses d'ondes électromagnétiques est le géoradar (ou *GRP Ground Penetrating*

Matériau	masse volumique (kg m^{-3})	Vp (m/s)	Vs (m/s)	Résistivité ($\Omega.m$)	Permittivité (ϵ_0)	Susceptibilité
Air	1	330	0	∞	1	0
Eau	1000	1500	0	3-100	81	0
Argile	1500-1700	1100-2500	650-1500	3-100	8-12	0-1000
Schiste	2100-2600	2400-5000	1400-3000	3-30	4-5	0-1200
Grès	2150-2650	2000-4500	1200-2700	30-1000	4-5	35-1000
Sable	1600-2000	1200-1900	700-1100	300-10000	4-30	0-2000
Calcaire	2500-2750	3500-5000	2000-3000	300-10000	6-8	10-25000
Sel	2100-2400	4000-5500	2400-3200	1000-10e4	1	10
Roches altérées	2600-2900	2500-3800	1500-2300	3-300	8-12	$>$ 40000
Roches saines	2700-2900	5000-6000	3200-3700	1000-10e4	4-5	$>$ 40000

TABLE 2.1 – Tableau des propriétés physiques et de leurs valeurs respectives pour différents matériaux naturels.

Radar), composé de deux antennes : une émettrice et une réceptrice qui sont déployées et déplacées ensemble le long du profil d'étude. Cependant, ces ondes sont très atténuées dans les sols conducteurs où la concentration en eau ou en argile est importante. Le géoradar est donc très peu utilisé pour l'étude des glissements de terrain.

La susceptibilté magnétique dépend de la présence de certains minéraux ferromagnétiques. Elle est le rapport entre le champ magnétique auquel ils sont soumis et leur aimantation induite par ce champ. Ce paramètre sans dimension est mesuré grâce à un magnétomètre. Cette méthode géophysique, généralement utilisée pour localiser les corps qui possèdent une aimantation rémanente (pour l'archéologie ou la détection de métaux lourds par exemple), est l'une des seules qui ne trouve aucune application pour le cas des glissements de terrain.

Suivant les différentes caractérisations des glissements que l'on souhaite étudier, les méthodes de prospection peuvent se trouver plus ou moins pertinentes, voire pas du tout. Le tableau récapitulatif (2.1) donne une bonne idée des variations en milieu naturel des différents paramètres cités ci-dessus en fonction des faciès lithologiques rencontrés. Parmi toutes ces méthodes de reconnaissance, deux seront utilisées dans ce manuscrit et détaillées : la tomographie électrique et la prospection sismique.

2.3.2 Tomographie electrique

Formalisme : du potentiel mesuré à la résistivité

Il s'agit ici de rappeler le formalisme du passage entre la mesure du potentiel du sol entre deux électrodes et une évaluation de sa résistivité.

En simplifiant l'équation locale de conservation de la charge électrique par la suppression des dérivées temporelles (régime permanent) $\Delta \cdot j = 0$ et en tenant compte de la définition du champ électrique $E = -\nabla V$, ainsi que de la loi d'Ohm 'locale' $E = \rho_e j$, on obtient l'équation de Laplace :

$$\Delta \cdot j = \frac{1}{\rho_e} \Delta \cdot E = -\frac{1}{\rho_e} \nabla^2 V = 0 \tag{2.5}$$

où j est la densité de courant en A/m^2, E le champ électrique en V/m et ρ_e la résistivité en Ω.m. Cette relation peut s'écrire en coordonnées cylindriques (avec les paramètres r, θ, ψ) dans l'espace 3D semi-infini représentant le sol étudié par :

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 \frac{V}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2 \sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta}\left(\sin\theta \frac{V}{\partial \theta}\right) + \frac{1}{r^2 \sin^2\theta} \frac{\partial^2 V}{\partial \psi^2} = 0 \tag{2.6}$$

qui se simplifie par symétrie des lignes de courant suivant les paramètres θ et ψ :

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 \frac{V}{\partial r}\right) = 0 \tag{2.7}$$

que l'on intègre pour un sol homogène et isotrope :

$$V = -\frac{C}{r} + D \tag{2.8}$$

où la constante $D = 0$ car $\lim_{r \to \infty} V = 0$. On définit la constante C en reprenant la définition du courant total I comme l'intégrale de la densité de courant sur une surface S (une demi-sphère ; figure 2.9a) :

$$I = \int_S j \cdot dS = \int_S \frac{E}{\rho_e} dS = \int_S \frac{C}{\rho_e r^2} dS = \frac{C \cdot 2\pi r^2}{\rho_e \cdot r^2} = -\frac{2\pi C}{\rho_e} \tag{2.9}$$

En reprenant l'équation 2.8 on a donc la valeur du potentiel électrique (qui ne dépend que de r),

$$V = \frac{\rho_e I}{2\pi r} \tag{2.10}$$

A partir de cette équation on peut déduire ρ_e avec un dispositif quatre électrodes. Dans le cas d'un milieu parfaitement homogène et isotrope la résistivité ainsi obtenue serait la résistivité réelle du sol. Mais dans un milieu naturel, les valeurs représentent une résistivité apparente qui est le rapport du potentiel mesuré à un potentiel synthétique d'un terrain homogène de résistivité 1 calculé avec les mêmes conditions que la mesure réelle. Le profil ainsi obtenu est appelé une pseudo-section de résistivité apparente. Pour obtenir une image quantitative de résistivité, il est nécessaire d'inverser cette pseudo-section. Elle est faite par un processus itératif qui minimise l'écart entre la pseudo-section et une autre pseudo-section définie à partir d'une modèle de résistivité. Lors de l'inversion par itération, le modèle de départ est lui-même modifié jusqu'à ce qu'il corresponde au mieux avec les données réelles.

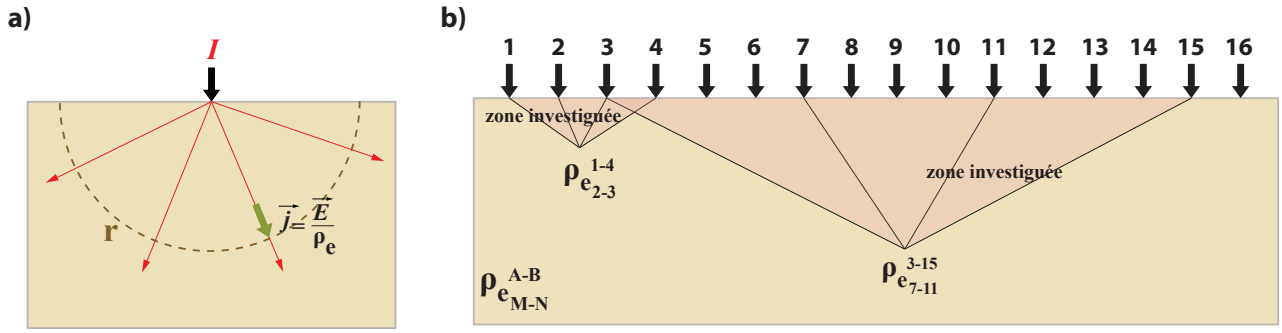


FIGURE 2.9 – a) Injection de courant I dans un demi-espace homogène et isotrope de résistivité ρ_e. b) Principe de la tomographie en configuration Wenner à 16 électrodes (A et B sont les électrodes dédiées à l'injection, M et N celles de mesure).

Méthode de tomographie électrique et exemple d'étude

L'acquisition est réalisée grâce à un nombre important d'électrodes reliées par un câble multi-conducteurs permettant de contrôler chacune d'entre elles et connecté à un résistivimètre. Deux électrodes (A,B) servent de dipôle d'injection pendant qu'une autre paire d'électrodes (M, N) mesurent la différence de potentielle induite. Il existe plusieurs configurations couramment utlisées suivant la géométrie séquentielle entre les électrodes d'injection et celles de mesure. La figure 2.10a montre les différents dispositifs communément appliqués en géophysique de terrain : Wenner, Wenner-Schlumberger et dipôle-dipôle. Dans le cas du dispositif **Wenner**, les quatre électrodes utilisées (A,B,M et N) gardent toujours le même espacement. La figure 2.9b montre un exemple de mesures ponctuelles réalisées en configuration Wenner. La résistivité apparente mesurée ρ_e correspond à la résitivité moyenne de la zone en rouge. La sensibilité étant largement contrainte par des variations verticales de ρ_e, ce dernier est utilisé pour observer des structures horizontales. Le dispositif **dipôle-dipôle** est sensible aux variations horizontales de résistivité et convient pour observer des structures verticales. Le dispositif **Wenner-Schlumberger** est défini par un facteur **n** comme le rapport entre la distance des deux électrodes de mesure et la distance entre une électrode de mesure et une électrode d'injection (voir figure 2.10). La sensibilité associée à ce dispositif est équivalente, aussi bien horizontalement que verticalement, c'est donc un bon compromis entre le dispositif Wenner et dipôle-dipôle. Pour caractériser toute la géométrie d'un glissement de terrain (la base ainsi les bords latéraux) la méthode Wenner-Schlumberger semble la plus pertinente.

La figure 2.10b montre trois variations temporelles de résistivité (*Bièvre et al.* (2011b)) sur le glissement d'Avignonet réalisées entre août 2008 et décembre 2010). Elles sont le rapport entre trois tomographies réalisées à des dates différentes et une tomographie de référence. Dans ce cas-ci, les résultats permettent de mettre en évidence une infiltration d'eau en haut du profil (point T6).

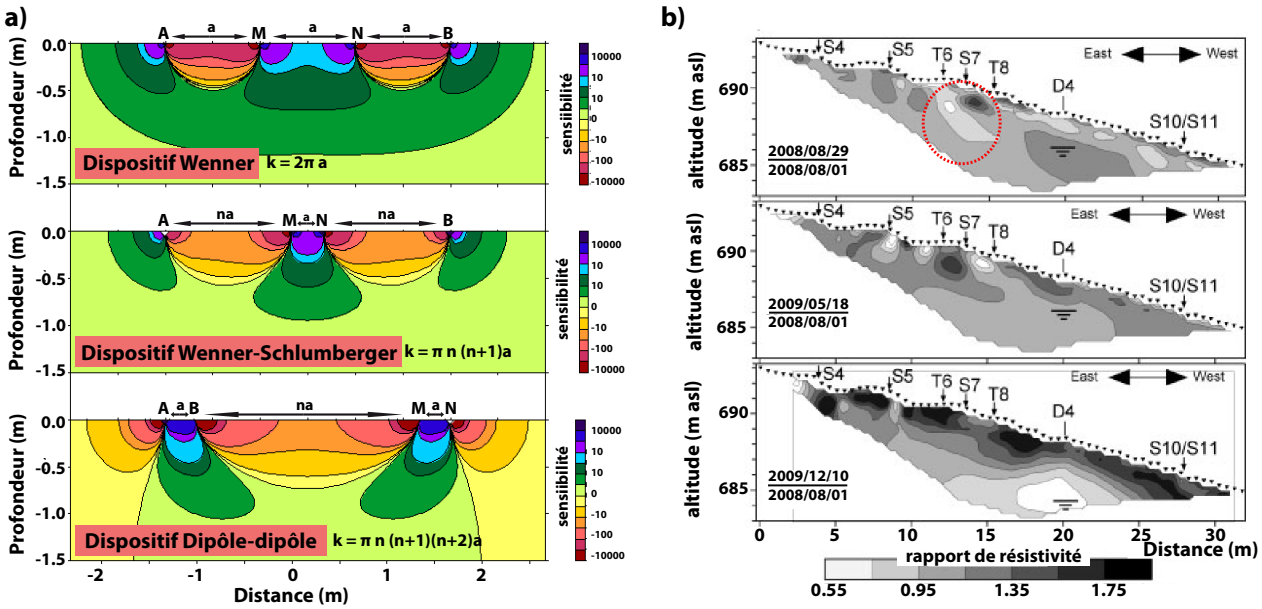


FIGURE 2.10 – a) Trois dispositifs quadripôles courants et leur facteur géométrique de sensibilité (modifié d'après *Roy and Apparao* (1971)) . A et B sont les deux électrodes d'injection de courant I, M et N sont celles de mesure du potentiel V. k est le facteur géométrique. b) Rapport de 3 ERT par rapport à une ERT de référence (2008/08/01), observation d'une infiltration d'eau sous le point T6 (entouré par des tirets rouges) correspondant à une fissure (*Bièvre et al.* (2011b)).

2.3.3 Vitesse des ondes sismiques

Equation de mouvement

Deux types de déformations peuvent se propager dans un solide : la compression/dilatation (changement de volume) et le cisaillement (à volume constant). Le tenseur des contraintes τ_{ij}, qui définit en chaque point du solide élastique les efforts surfaciques appliqués et $\overrightarrow{u}$, le vecteur déplacement, sont reliés par l'équation de la 2ème loi de Newton :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial_j} \tag{2.11}$$

Le tenseur des contraintes est relié au tenseur de déformation $\gamma_{ij} = 1/2(\partial_i u_j + \partial_j u_i)$ par la loi de Hooke :

$$\tau_{ij} = \lambda \gamma_{kk} \delta_{ij} + 2\mu \gamma_{ij} \tag{2.12}$$

où μ et λ sont les constantes de Lamé caractérisant la rigidité du milieu (μ est équivalent au module de cisaillement G en Pa) et δ_{ij} est le symbole de Kronecker. De l'équation 2.11, on obtient l'équation du mouvement d'onde élastique :

$$\rho \frac{\partial^2 \overrightarrow{u}}{\partial t^2} = (\lambda + \mu)\nabla(\nabla \cdot \overrightarrow{u}) + \mu \nabla^2 \overrightarrow{u} + f_{ext} \tag{2.13}$$

La solution de cette équation (par décomposition de Helmoltz) montre que deux ondes (de volume) se propagent dans un milieu élastique à des vitesses Vp et Vs données par :

$$\begin{aligned} V_p &= \sqrt{\frac{\lambda + \mu}{\rho}} \\ V_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} &= \sqrt{\frac{G}{\rho}} \end{aligned} \tag{2.14}$$

Types d'ondes

Il s'agit des ondes de compression (P), plus rapides et polarisées dans le sens de propagation (figure 2.11a) et des ondes de cisaillement (S), plus lentes et polarisées perpendiculairement à la direction de propagation (figure 2.11b). Les surfaces libres permettent l'apparition de deux types d'ondes de surface : (1) Les ondes de Rayleigh qui naissent de l'interférence des ondes P et de la composante verticale des ondes S (SV) (figure 2.11c), ainsi que (2) les ondes de Love qui naissent de l'interférence constructive de la composante horizontale des ondes S (SH) (figure 2.11d).

La fonction de Green, une solution complète

La fonction de Green représente la réponse impulsionnelle du milieu, c'est à dire la solution à l'équation d'onde 2.13 si la source est un pulse de type Dirac δ. Cette impulsion représente un signal de durée théoriquement nulle et d'énergie finie dont la transformée de Fourier vaut

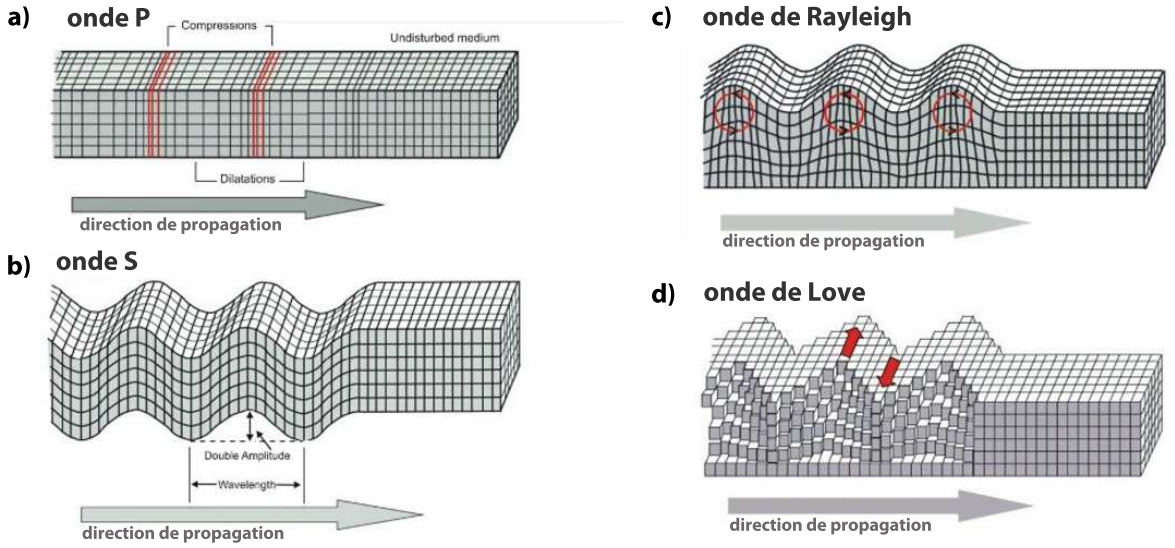


FIGURE 2.11 – a) Ondes P, les plus rapides (donc premières) se propagent par compression/dilatation du solide dans le sens de la propagation avec changement de volume. b) Ondes S, dites secondaires se propagent en cisaillement transverse au sens de propagation, sans changement de volume. c) Les ondes de Rayleigh exhibent un mouvement rétrograde elliptique dans le plan vertical dans le sens de la propagation. d) Les Ondes de Love marquent un déplacement en surface horizontale et perpendiculaire au sens de propagation (*Lay and Wallace* (1995)).

1 à toutes les fréquences, conférant ainsi à la fonction de Green le pouvoir de posséder toutes les informations sur la propagation des ondes entre deux points. Lorsqu'on connait la fonction de Green du milieu, alors la solution d'équation d'onde entre ces deux points est simplement le produit de convolution entre la fonction de Green et la fonction source (autre qu'un dirac δ).

Méthodes sismiques

Suivant le type d'ondes étudié en fonction des propriétés des matériaux ou des géométries investiguées, différentes méthodes de prospection sismiques peuvent être utilisées et seront exposées au chapitre 3.

Chapitre 3

Vs : Vs(z) et suivi temporel

La vitesse des ondes de cisaillement (Vs) est un paramètre essentiel d'investigation du sous-sol dans les domaines de géotechnique (à échelle métrique), prospection géophysique (subsurface, échelle métrique à kilométrique) ou encore de sismologie (à l'échelle du globe). Dans des milieux d'argiles saturées, Vs, plus sensible à la teneur en eau, exhibe de plus grandes variations que la vitesse des ondes P (Vp). Vs permet également une meilleure résolution due à la possibilité d'investiguer à plus petite longueur d'onde que Vp.

Certaines méthodes de détermination de Vs se servent directement de la propagation des ondes de volume dans le milieu, d'autres se servent du caractère dispersif des ondes de surface pour reconstruire le profil de Vs en profondeur par processus d'inversion.

Une autre caractérisique des méthodes sismiques est le type de source utilisé : active ou passive. L'intérêt du bruit sismique vient de son contenu fréquentiel plus basse fréquence que les sources actives. Il permet donc d'investiguer de plus grandes profondeurs que ces dernières, utilisées communément en géophyisque comme le coup de marteau (voir l'explosif). L'avantage d'utiliser le bruit de fond ambiant est de ne pas avoir à attendre un épisode catastrophique tel de grands tremblements de terre pour récolter des données. En outre, il possède l'avantage de pouvoir suivre l'évolution structurelle de façon continue, ce qui est pour la gestion des risques de glissement de terrain, un atout considérable. En outre les méthodes passives ont connu un essor ces dix dernières années grâce à la technique d'intercorrélation du bruit ambiant : l'intercorrélation des signaux temporels enregistrés à deux stations converge vers la fonction de Green (réponse impulsionnel) du milieu entre celles-ci, si les sources de bruit sont nombreuses et distribuées aléatoirement dans l'espace (*Weaver and Lobkis* (2001) ; *Campillo and Paul* (2003)).

Dans ce chapitre nous décrirons succintement les méthodes sismiques se basant sur les temps d'arrivées des ondes de volume (P et S), puis nous détaillerons la méthode d'inversion des ondes de surface. Enfin nous verrons la technique d'intercorrélation du bruit ambiant que nous illustrerons avec des exemples de tomographie, et finirons par son utilisation pour le suivi temporel d'un milieu.

3.1 Utilisation des ondes de volume

Une onde incidente de volume à l'interface de deux milieux d'impédance différente peut soit être réfléchie, soit réfractée (pour un angle précis). Ces deux phénomènes portent les noms des méthodes utilisées pour les étudier : la sismique réflexion ou la sismique réfraction.

3.1.1 Méthodes et exemples

La sismique réflexion

La sismique réflexion se base sur l'étude des ondes réfléchies aux interfaces de milieux de contraste d'impédances (figure 3.1a). L'hodochrone (fonction temps-distance) pour ce type d'ondes est hyperbolique et asymptotique à celle de l'onde directe (figure 3.1a). Dans les situations réelles, l'hodochrone doit être affinée car différentes types d'ondes peuvent se mélanger. De

plus une onde peut arriver au point de réception après avoir connue plusieurs réflexions (multiplets). Des techniques de migration doivent également être effectuées sur les hodochrones, plus ou moins simples à pratiquer suivant la géométrie des interfaces.

Cette méthode est généralement peu employée en prospection géophysique terrestre car les géophones doivent être déplacés de nombreuses fois mais est plus facilement déployable en géophysique marine où les hydrophones peuvent être trainés derrière un bateau. De plus, les différents types d'ondes sont plus durs à différencier, les ondes réfléchies se mélangent notamment avec les ondes de surface, et rendent l'identification des temps d'arrivées délicate. Cette technique est la plus souvent employée pour imager des structures profondes lors de prospection d'hydrocarbure ou minière bien qu'il existe plusieurs études sur des glissements de terrain comme celle de *Travelletti et al.* (2010). Ces auteurs ont utilisés la réflexion en onde P et arrivent assez bien à définir certaines interfaces qu'ils définissent commes des surfaces de rupture ou des différents faciès lithologiques (figure 3.2b).

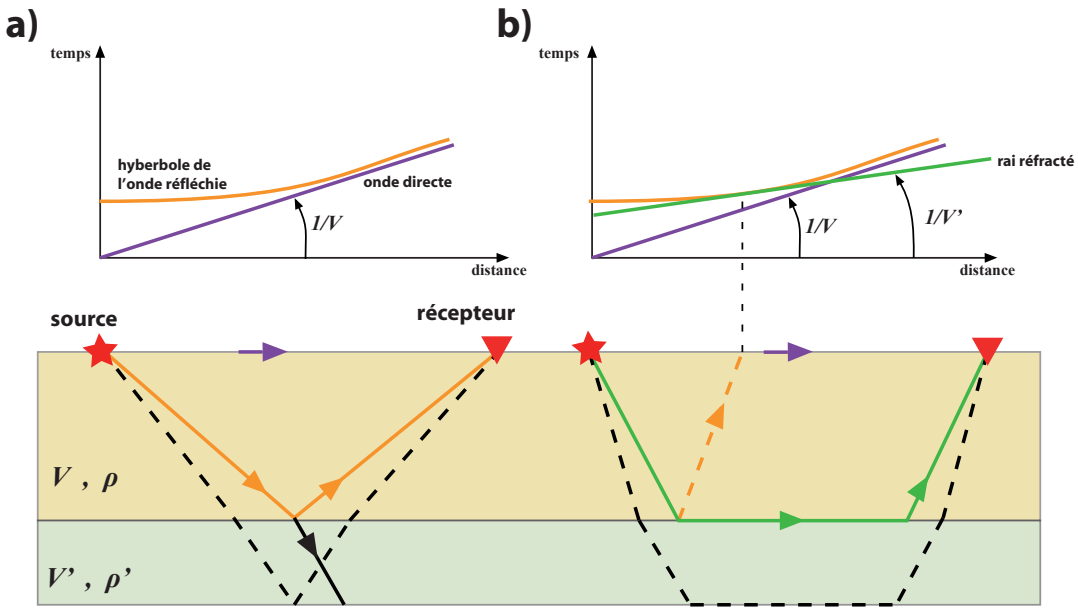


FIGURE 3.1 – a) Principe de la sismique réflexion et b) réfraction, pour deux strates de densités ρ et ρ' différentes définies par les vitesses V et V' respectivement. En bas : schéma de la propagation des premières arrivées. En haut : hodochrone correspondant.

La sismique réfraction

La sismique réfraction va s'intéresser aux premières arrivées d'ondes particulières, celles réfractées le long des interfaces entre deux couches puis ré-émises vers la surface (figure 3.1b). Ces

ondes, dites coniques, ne peuvent apparaître qu'à partir d'un angle d'incidence critique et uniquement si la vitesse du milieu de l'horizon inférieur est supérieure à celle de l'horizon sus-jacent ($V' > V$ figure 3.1b). Suivant la polarisation de la source et des recepteurs ainsi que du domaine fréquentiel d'étude, ce sont les ondes P ou S qui seront considérées. Les mêmes techniques de correction que celles de la sismique rélexion doivent être appliquées pour prendre en compte les interfaces non horizontales.

Cette méthode est communément employée pour investiguer les zones de sub-surface (les 200 premiers mètres). Bon nombre d'améliorations ont étés réalisées pour tenir compte de l'irrégularité des pentes des strats explorées (*Mota* (1954)). Des tomographies sont réalisées par un grand nombre de tirs le long d'un profil sismique. Cette méthode est souvent employée en ondes SH (qui peuvent être engendrées en tapant latéralement sur une poutre plantée dans le sol par exemple) car sa polarisation horizontale l'empêche de se convertir en ondes P lors de sa réfraction/réflexion sur une interface. La figure 3.2a montre un exemple de tomographie de réfraction en ondes SH sur le glissement d'Avignonet (*Jongmans et al.* (2009)).

La mesure en forage

Les méthodes en forage permettent de mesurer directement la vitesse des ondes dans un sol avec trois configurations différentes : (1) en plaçant la source au fond d'un forage et le récepteur en surface (*up-hole*), (2) ou vis et versa (*down-hole*) ou encore de réaliser deux forages et de placer le récepteur dans l'un et l'émetteur dans le second (*cross-hole*). Ces méthodes sont lourdes et généralement réservées dans le domaine de la géotechnique et de la prospection pétrolière. Elles ont l'avantage d'être précises et continues sur toute l'épaisseur creusée. Cependant les gammes de fréquences intervenantes (100–1000Hz) les rendent aveugles à tous phénomènes de trop grandes échelles par rapport à leurs longueurs d'ondes (fracturations, hétérogénéités importantes etc.) (*Renalier* (2010)).

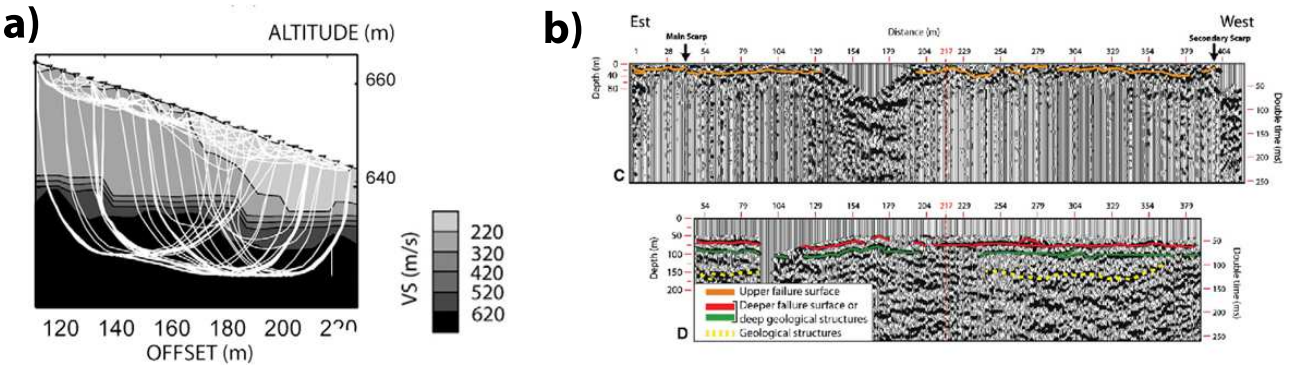


FIGURE 3.2 – a) Exemple de tomographie de réfraction (SH). Les lignes blanches représentent les chemins des raies sismiques (*Jongmans et al.* (2009)). b) Exemple d'application de sismique réflexion d'ondes P d'un glissement de terrain dans une formation gypseuse (*Travelletti et al.* (2010)).

3.2 Inversion des ondes de surface

Comme vu précédemment, les ondes de surface se distinguent en deux types : les ondes de Rayleigh et les ondes de Love. Nous étudierons dans cette section principalement les ondes de Rayleigh.

3.2.1 Caractéristiques des ondes de Rayleigh

Les ondes de Rayleigh naissent de l'interférence des ondes P et de la composante verticale des ondes S (SV) le long d'une surface plane et libre et décroîent en amplitude en profondeur. La plus grande partie de l'énergie est contenue entre la surface et une hauteur équivalente à une longueur d'onde λ dans un milieu homogène et isotrope (*Matthews et al.* (1996)), bien que la règle empirique évalue plûtot la sensibilité des ondes de Rayleigh jusqu'à une profondeur d'un tiers de la longueur d'onde. Le déplacement de la déformation est rétrograde en surface (contrairement aux vagues à la surface de l'eau par exemple, qui ont des mouvements prograde) mais devient prograde en profondeur. Ce mouvement met en valeur la composante du déplacement des particules en fonction de l'axe vertical (u_z) et l'axe horizontal (u_x). La figure 3.3a donne les valeurs qualitatives de ces déplacements et montre clairement que la composante verticale est prépondérante en surface tout comme en profondeur (les capteurs à composante verticale sont donc préférés). Dans ces conditions de demi-espace homogène, la vitesse des ondes de Rayleigh (V_R) est directement fonction de la vitesse des ondes de volume (V_S et V_P) et ne dépend pas de la fréquence (*Lavergne* (1989)) :

$$2 - (V_R^2/V_S^2) = 4\sqrt{1 - (V_R^2/V_P^2)}\sqrt{1 - (V_R^2/V_S^2)} \tag{3.1}$$

Cependant dans un milieu élastique, le rapport V_R^2/V_S^2 est dépendant de son coefficient de Poisson ν (sans dimension). La relation approchée de *Viktorov* (1967) permet de corriger cette dépendance :

$$Vs = V_R\frac{1+\nu}{1.12\nu + 0.87} \quad \text{avec} \quad \nu = \frac{(\frac{Vp}{Vs})^2 - 2}{2[(\frac{Vp}{Vs})^2 - 1]} \tag{3.2}$$

Si cette approche peut être appliquée dans des expériences en laboratoire à petite échelle dans un matériau homogène, connu et contrôlé (ce que nous verrons dans la prochaine partie), elle ne l'est plus sur un terrain hétérogène où les ondes de surfaces deviennent dispersives.

Dans la réalité la vitesse des ondes S est variable en profondeur (par contraste de densité, hétérogénéité, mais surtout par stratifications lithologiques de différentes impédances) induisant une dispersion des ondes de Rayleigh : deux types de vitesses sont alors différenciés : la vitesse de groupe, c'est à dire la vitesse du paquet énergétique (illustrée par l'enveloppe du signal) et les vitesses de phase (vitesse des maximums locaux du signal) (figure 3.3c). Les différentes fréquences constituant l'onde ne se propagent pas à la même vitesse. Cette particularité va servir à retrouver les variations des ondes S en profondeur par inversion des ondes de surface. Il est possible d'appliquer les principes précédents aux ondes de Love (figure 3.3b) mais elles possèdent une désavantageuse tendance à exhiber facilement leurs modes supérieurs, rendant le traitement

plus délicat.

Un autre avantage des ondes de surface est leurs prédominances énergétiques à la surface, là où l'installation de géophone est la plus simple et la plus courante. L'onde de Rayleigh représente 67% de l'énergie sismique d'ondulation verticale quand l'onde S en représente 26% et l'onde P 7% (*Miller and Pursey* (1955)). Cela vient de l'amortissement géométrique à la surface du sol qui est plus faible pour une onde de Rayleigh (propagation cylindrique, diminution d'amplitude en $1/x$) que pour une onde de volume (propagation sphérique, diminution en $1/x^2$), où x est la distance source-récepteurs (*Aki and Richards* (2002)).

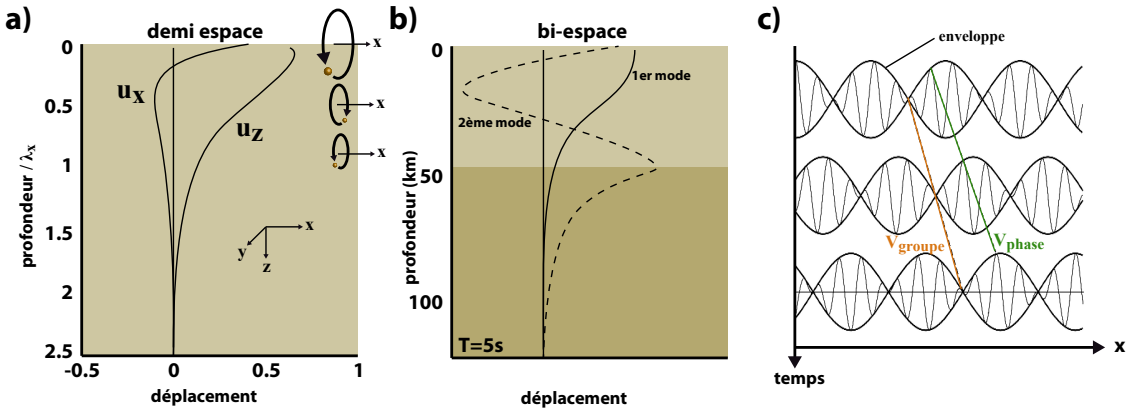


FIGURE 3.3 – a) Diminution de l'amplitude de la composante verticale (u_z) et horizontale (u_x) des ondes de Rayleigh dans un milieu homogène et formation d'un mouvement de déplacement rétrograde en surface puis prograde en profondeur (modifié d'après *Stein and Wysession* (2009)). b) Diminution de l'amplitude des ondes de Love pour les 2 premiers modes n (modélisation $n = 0$, $\lambda_x = 19$, $v_x = 3.92$km/s ; $n = 1$, $\lambda_x = 20$, $v_x = 4.13$km/s) dans un milieu stratifié. c) Différence entre la vitesse de phase et la vitesse de groupe (vitesse de l'énergie) d'un train d'ondes. Les figures b et c modifiées proviennent de :*www.staff.uni-bayreuth.de.*

3.2.2 Rappel historique

La procédure d'acquisition d'enregistrement des ondes de surfaces a connu une série d'améliorations depuis 60 ans. Nous ferons ici un rappel historique des acquisitions en profil (1D).

Les méthodes d'analyse des ondes de surface ont commencé en 1958 avec le procédé SSRM (Steady State Rayleigh Method) par *Jones* (1958). Il s'agit d'un dispositif simple composé d'un excitateur monofréquentiel (de fréquence f) et d'un géophone vertical reliés tous deux à un oscilloscope. L'enregistrement donnait la valeur de la longeur d'onde de Rayleigh λ_R. V_R, la vitesse de l'onde de Rayleigh était déduite de par la relation $V_R = \lambda_R \cdot f$. La fonction (V_R,λ_R) était obtenue après un bon nombre de répétitions de la mesure à différentes fréquences. La vitesse

de cisaillement en profondeur était déduite par la comparaison avec un abaque théorique et la profondeur de pénétration empirique était de $\lambda/2$ (inversion au 1er ordre).

En 1984 la méthode d'étude s'est nettement améliorée avec la SASW (Spectral Analysis of Surface Waves) développée par *Nazarian and Stokoe* (1984) (associée aux progrès informatiques et au développement des enregisteurs numériques). Le déphasage (ϕ) d'un signal pour une fréquence (f) est mesuré entre 2 capteurs espacés d'une distance (d) et la vitesse de phase peut donc être calculée par :

$$V = \frac{d}{t} = \frac{d}{\frac{\phi T}{2\pi}} = \frac{2\pi f d}{\phi} \tag{3.3}$$

Cette méthode fut -encore- perfectionnée par *Park et al.* (1999), avec la MASW (*Multichannel Analysis of surface waves*), laquelle, en augmentant le nombre de capteurs le long du profil d'étude a permis d'améliorer la résolution et d'analyser les différents modes. *Grandjean and Bitri* (2006) l'améliorèrent avec la technique 2M-SASW (*Multifold and Multichannel Spectral Analysis of Surface Waves*) qui consiste à déplacer la source le long du profil de géophones. En plus d'améliorer le rapport signal/bruit pour chaque capteur, elle permet également de minimiser les effets de champ proche [1].

En parallèle, l'avancée des études sur la nature du bruit de fond sismique permit de développer de nouvelles méthodes basées sur leur enregistrement en réseau 2D, que nous étudierons plus en détail par la suite (section 3.2.4).

3.2.3 Des ondes de Rayleigh au modèle Vs(z)

Le traitement qui permet de passer des signaux temporels des ondes de surface acquises in-situ à un modèle de variation des ondes S en profondeur se déroule en deux étapes : (1) le calcul de la courbe de dispersion des enregistrements et de (2) son inversion afin de trouver un modèle Vs(z) correspondant expliquant les observations.

Pour obtenir la dispersion des ondes de surface, il est nécessaire de passer du domaine temporel et spatial où elles ont été acquises (x, t) au domaine fréquence temporelle et fréquence spatiale (f, k) où k est le nombre d'ondes (le nombre de longueurs d'onde présentes sur une distance de 2π). La méthode notoire pour passer de l'un à l'autre domaine porte le nom conciliant de méthode F-K (*Lacoss et al.* (1969)). Elle se base sur la décomposition du champ en ondes planes par une double transformée de Fourier, une pour le domaine temporel et une autre pour le domaine spatial. Soit un signal temporel $s(x, t)$, la transformée F-K notée $\widetilde{s}(f, k)$ est établie par :

1. [Le champ proche est la zone proche de la source dans laquelle les ondes de surface ne peuvent pas encore être considérées planes. Deux raisons ont été avancées pour expliquer les phénomènes de champ proche : l'influence des ondes de volume, qui ont encore une grande amplitude dans le champ, et le caractère cylindrique de la propagation proche de la source, avec un rayon de courbure trop petit pour être approximé par une onde plane.] cité de *Renalier et al.* (2010).

$$\widetilde{s}(f,k) = \int_t \int_x s(x,t) \exp^{ikx - i2\pi ft}\, dtdx \tag{3.4}$$

Le nombre d'onde étant égal à $k = 2\pi f/V$ on passe du plan (f,k) au plan (f,V) ou, dans certains cas, au plan (f,s) où s est la lenteur (l'inverse de la vitesse exprimée en s/m). De cette distribution d'énergie spectrale, la courbe de dispersion des ondes de surface est directement définie par les maxima, le champ d'onde étant largement dominé par ce type d'onde. Cette image d'énergie spectrale a tout de même ses limites dictées par le théorème de Shannon-Nyquist. Les fréquences au-delà de celle de Niquyst $f_N = 1/2\Delta t$ ne sont plus valides tout comme les nombres d'ondes au delà de $k_N = 1/2\Delta x$, où Δt est l'échantillonnage temporel et Δx représente la distance entre les géophones (échantillonnage spatial). De plus, afin d'éviter les effets de champ proche, il est conseillé de ne pas tenir compte des longeurs d'ondes plus grandes que deux fois la distance entre la source et le premier récepteur (*Stokoe et al.* (1994)).

Une fois obtenue la courbe de dispersion, il faut l'inverser afin d'obtenir un modèle de vitesse d'ondes S en profondeur. Il s'agit d'ajuster un modèle initial Vs(z) *a priori*, en minimisant l'écart entre la courbe de dispersion mesurée et celle de ce modèle théorique, c'est à dire en minimisant le *misfit* :

$$misfit = \sqrt{\sum_{i=1}^{n} \frac{1}{n} \frac{(c_{\text{data } i} - c_{apriori\ i})^2}{c_{\text{data } i}}} \tag{3.5}$$

où $c_{\text{data } i}$ est la vitesse de phase pour une fréquence f_i mesurée, $c_{apriori\ i}$, celle *a priori* (du modèle) pour une fréquence f et n est le nombre de fréquence. Un bon modèle est généralement défini par un *misfit* inférieur à 0,5% (*Renalier* (2010)).

Non unicité de la solution

Le choix du modèle *a priori* (ou de départ) est très important et met en lumière le principal problème de toutes les techniques d'inversion en géophysique : la non unicité de la solution. Pour représenter ce concept de non-unicité, considérons un modèle régi par deux paramètres. Si les paramètres du modèle *a priori* sont mal choisis (figure 3.4a) alors le calcul du *misfit*, lors des itérations successives convergera vers un modèle faux si il existe un espace de paramètres qui tend à diminuer sa valeur plus proche que celui du modèle vrai. Les méthodes d'inversion de Newton-Raphson, des gradients ou des moindres carrés utilisent ce processus. Elles fonctionnent correctement seulement si le modèle est bien contraint (meilleur connaissance des valeurs *a priori* des paramètres) ou si le problème est linéaire, c'est à dire qu'il n'existe qu'une seule convergence possible.

Pour l'étude de l'inversion des ondes de surface dans un sol type glissement de terrain (souvent hétérogène et variant dans le temps), il est préférable d'employer une autre méthode qui se base non plus sur un seul modèle initial mais plusieurs, répartis aléatoirement dans l'espace des paramètres comme la méthode de Monte-Carlo. La figure 3.4b montre bien que la probabilité qu'un de ces modèles *a priori* converge vers la bonne solution est beaucoup plus importante.

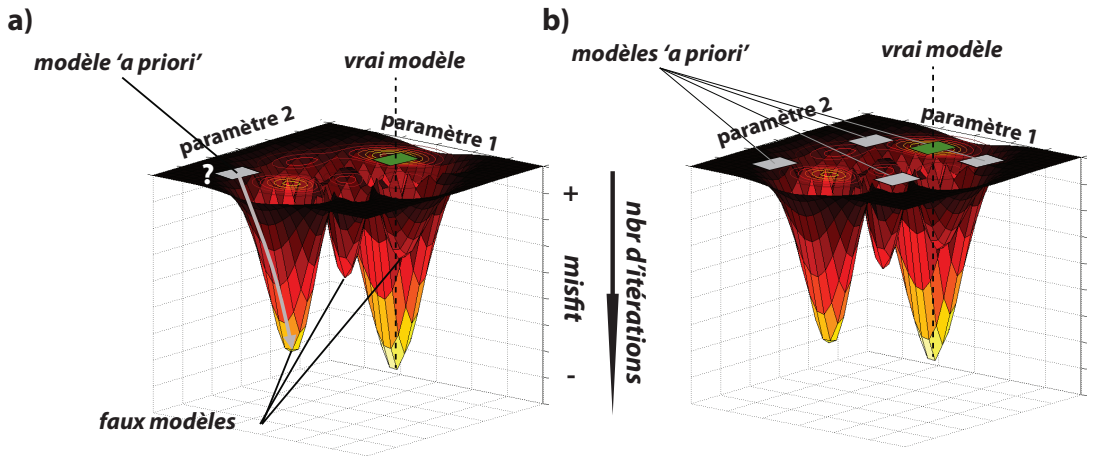


FIGURE 3.4 – Vue conceptuelle de la non unicité de l'inversion pour un modèle à 2 paramètres en fonction du nombre d'itérations du calcul du *misfit*. a) La méthode linéaire tend à faire converger le modèle a priori vers un faux modèle si les paramètres sont mal choisis. b) Méthode type Monte Carlo où plusieurs modèles initiaux sont définis, la probabilité de converger vers le bon modèle est plus importante.

L'inconvénient de cette méthode est son temps de calul (qui augmente avec le nombre de paramètres) et d'autres processus améliorés sont alors proposés : les algorithmes de voisinage (*Sambridge* (2002)) ou génétiques (*Goldberg* (1989)).

Nos traitements d'inversion dans la partie II et III de ce manuscrit se feront par l'algorithme de voisinage implémenté dans le logiciel *Geopsy* (*Wathelet* (2008)). La figure 3.5 montre les résultats obtenus sur un profil sur le glissement d'Avignonet. Dans ce cas la courbe de dispersion est calculée en moyennant celles obtenues par un enregistrement des signaux dans un sens du profil puis dans l'autre (figure 3.5a). Après inversion, un modèle de Vs(z) est défini par la meilleure valeur du *misfit*, et montre un changement brutal de Vs entre 45 et 40 m de profondeur (intéprété comme la limite glissement-substratum ; figure 3.5b). Afin de vérifier la bonne concordance des résultats, toutes les courbes de dispersion des différents modèles sont recalculées et comparées avec celle mesurée (figure 3.5c).

3.2.4 Méthode passive

Bruit de fond

Bien que les bruits de fond sismiques soient par nature de fréquences très variées, on considère généralement qu'au dessus de 1Hz, ils résultent principalement des activité anthropiques (traffic routier, ou grand complexe industriel). Autour de 1Hz, le bruit est dû à des phénomènes météorologiques locaux (vent) et inférieur à 1Hz il provient de phénomènes naturels de grandes

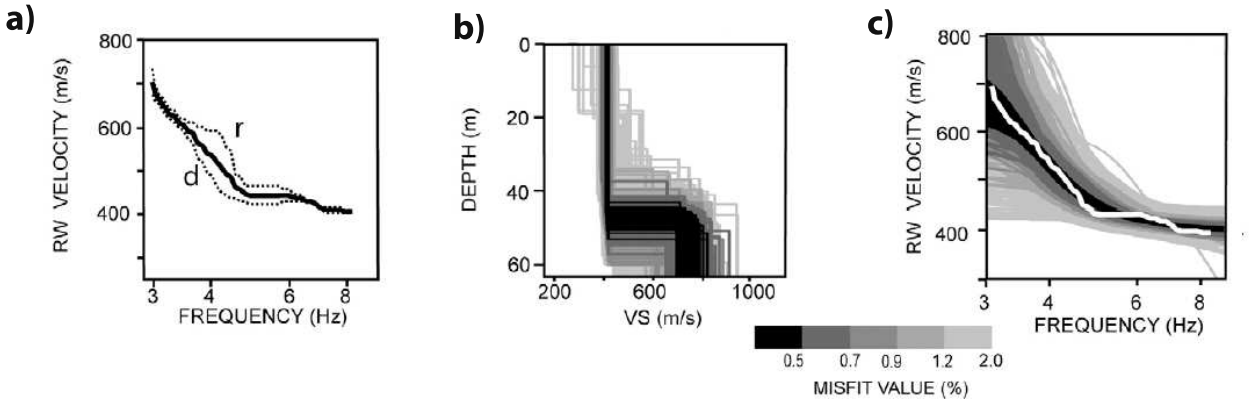


FIGURE 3.5 – a) Courbe de dispersion moyennée (trait noir) entre celles calculées en profil droit (d) et inverse (r) (courbes pointillées). b) Profil de Vs résultant de l'inversion de la courbe de dispersion. c) Courbes de dispersions recalculées et comparées à la courbe de dispersion initiale (en blanc) (*Jongmans et al.* (2009)).

ampleurs : la houle océanique pour des périodes de $T = 7$s ou $T = 14$s (bruit stable temporellement) ou encore des tempêtes océaniques pour des périodes entre $T = 10 - 20$s (bruit instable) (*Hadziioannou* (2011) ; *Gouedard* (2008)). Ces grandes variations spectrales du bruit de fond permettent de l'utiliser à toutes les échelles d'études.

Aki (1957) proposa l'idée de tirer parti de champ d'onde naturel pour retrouver les propriétes de la dispersion des ondes de surface par autocorrélation du bruit. Ces travaux servirent à la mise au point de la méthode SPAC (*Spacial Autocorrelation*). La méthode F-K exposée juste avant fut également ajustée pour un réseau 2D (*Lacoss et al.* (1969)) et améliorée (HRFK : Haute Resolution F-K ; *Capon* (1969)) tandis que la méthode d'auto-corrélation connaissait elle même quelques perfectionnements (MSPAC ; *Bettig et al.* (2001) puis 3C-MSPAC ; *Köhler et al.* (2006)).

Principales différences avec les méthodes actives

La méthode d'enregistrement du bruit de fond, si elle reste conceptuellement identique à la méthode active vue à la 3.2.3, diffère néanmoins sur plusieurs aspects techniques et de traitements (*Renalier* (2010)) :

- On utilise généralement des capteurs plus basses fréquences au vu du contenu fréquentiel du bruit ambiant.

- Les capteurs ne doivent plus être disposés en ligne mais en réseaux (2D). Les ondes de surface du bruit provenant de toutes les directions, le décalage temporel des ondes ne se calcule plus par rapport à une seule ligne droite du profil sismique mais en prenant en

compte toutes leurs directions azimutales.

– Enfin pour le calcul de la dispersion on ne choisit plus une seule fenêtre temporelle mais plusieurs apodisations sont réalisées sur le bruit dont les bornes sont délimitées en fonction de la fréquence. On applique alors la méthode F-K (ou SPAC, MSPAC ou 3C-MSPAC) sur tous les nouveaux signaux fenêtrés.

3.2.5 Vs et dégradation d'un glissement de terrain

Ces méthodes d'investigation sismiques aussi bien en ondes de volume qu'en inversion d'ondes de surface ont été réalisées sur le glissement d'Avignonet et corrélées aux mesures de déplacement de surface réalisées par GPS. La figure 3.6a donne le profil géotechnique le long du glissement d'Avignonet, de son sommet à sa base (d'est en ouest). Les vitesses de déplacement différent presque d'un ordre de grandeur entre le haut du glissement (2 cm/an) et le bas (plus de 15 cm/an). Des mesures Vs par réfraction d'ondes SH (ronds et carrés) et inversion d'ondes de surface (croix) ont été réalisées le long de ce profil. Les valeurs de Vs mesurées par sismique réfraction en onde SH sont directement tirées de la tomographie exposée précédemment (figure 3.2 dans la section section 3.1.1). La figure 3.6b expose toutes les valeurs de vitesses d'onde S à une profondeur de 5m, elles décroissent d'un facteur 2 entre le haut (Vs=500m/s) du glissement et le pied (Vs=200m/s). Les vitesses moyennes de déplacements de surface ont été rajoutées (carrés vides).

Ces observations montrent qu'il existe une corrélation entre Vs et l'état de déstructuration du glissement et par conséquent que Vs représente un proxy d'étude très précieux pour l'évaluation de la destructuration d'un massif argileux.

3.3 Inversion de la fonction de Green

Dans cette section nous allons nous arrêter succintement sur la définition d'un champ d'ondes diffus, tel le bruit que nous avons vu précédemment et la coda, puis nous verrons comment l'idée de corrélation du bruit ambiant a émergé dans différents domaines de recherche. Nous illustrerons les étapes historiques par des tomographies réalisées grâce à ces méthodes d'inversion de la fonction de Green. Bien que nous ne présenterons aucune méthode en détail de ces inversions, il semblait judicieux de l'opposer à l'inversion des ondes de surface pour bien mettre en avant que la fonction de Green ne représente pas une méthode différente que celles exposées dans le chapitre 3.2 mais simplement une variation (très pratique) de l'étape d'acquisition des signaux.

3.3.1 Définition d'un champ d'ondes diffus

La fonction de Green d'un milieu entre deux points est la réponse enregistrée à l'un si une source impulsionnelle (type Dirac) était générée à l'autre point. Elle décrit donc la propagation des ondes entre ces points et possède toute l'information nécessaire à tous les modes. Définie de cette manière, il semble opportun de mesurer directement la fonction de Green grâce aux

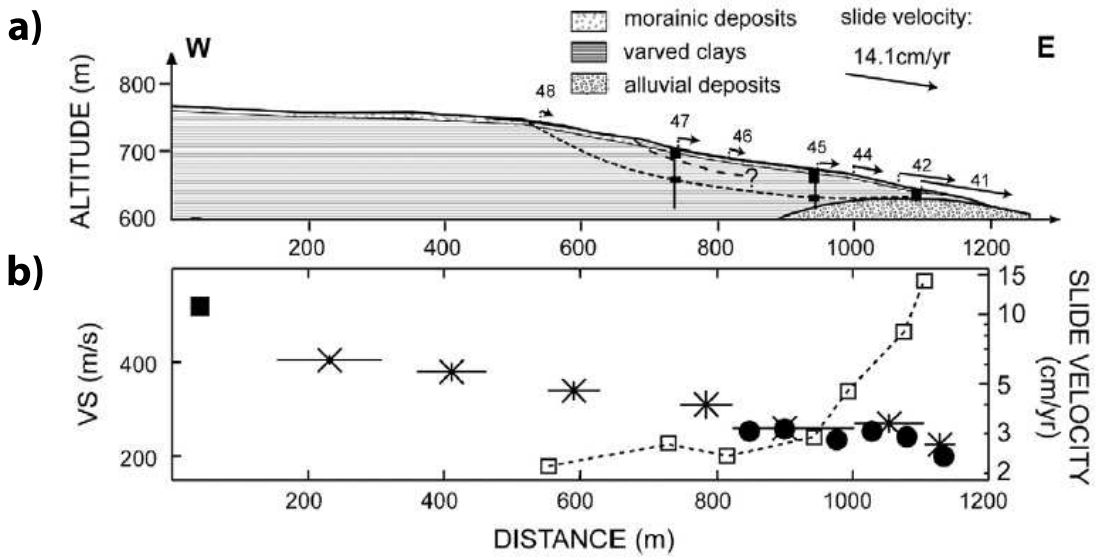


FIGURE 3.6 – a) Profil géotechnique du glissement d'Avignonet, les flêches représentent la vitesse du glissement en surface. b) Valeur des vitesses des ondes S à 5m de profondeur (carré : mesure par forage, croix : mesures par inversion des ondes de surface, ronds : mesures par réfraction des ondes SH). Les mesures des déplacements en surface sont également représentées (carrés vides) (*Jongmans et al.* (2009)).

sources qui se rapprocheraient le plus d'une impulsion (tremblements de terre, coups de masse). Seulement elles ont deux inconvénients majeurs, spécialement en sismologie : elles ne sont ni reproductibles ni assez bien équiréparties sur la surface du globe pour permettre d'avoir le même degré de résolution partout. Sur un sismogramme classique (figure 3.7a) 95% est composé de bruit, 4% de coda et 1% de signal.

Une idée différente s'est alors développée : s'aider d'un champ d'ondes diffus, qui n'a rien d'impulsionnel, pour reconstruire la fonction de Green. Cette idée est née de la redéfinition du bruit ou de la coda longtemps considérés comme aléatoires pour lesquels aucune information ne pouvait y être tirée :

- **Le bruit ambiant**, comme nous l'avons déjà appréhendé dans la section 3.2.4, est un champ complexe puisqu'il dépend de multiples petites sources dont les localisations sont impossibles.

- **La coda sismique** représente la décroissance exponentielle du paquet d'ondes après l'arrivée des ondes de volume et de surface lors d'une pertubation physique importante. Le terme 'coda' provient du lexique musical où elle représente le passage terminal d'un mouvement. Ces arrivées tardives ont souvent été négligées et confondues avec du bruit dans l'étude sismologique.

Le bruit tout comme la coda portent cependant la signature cohérente des trajets multidifractés par les hétérogénéités du milieu. C'est de cette capacité à se propager et de garder les informations du milieu, que l'on trouve aussi bien dans la coda que dans le bruit ambiant qu'est née l'idée d'intercorréler ces signaux entre des points pour reconstruire la fonction de Green. Cette cohérence est permise si le champs diffus est en équilibre, c'est à dire soit (1) qu'il provient de multiples sources disposées aléatoirement dans l'espace (bruit ambiant) ou (2) qu'il provient d'une seule source mais dont les hétérogénéités du milieu serviront elles-mêmes de diffractants et joueront le rôle de multiples sources 'secondaires' (coda). Un cas intermédiaire d'équilibre entre les deux est aussi possible : des sources non positionnées aléatoirement mais dont le champ d'onde rentre en équilibre car multiréfléchi par les hétérogénéités du milieu.

3.3.2 Analogie avec le retournement temporel

Afin d'expliquer de manière intuitive comment la corrélation entre deux capteurs est capable de reconstruire la réponse impulsionnelle du milieu entre eux, il est d'usage de faire une analogie avec la notion de retournement temporel (*Derode et al.* (2003) ; *Gouedard* (2008) ; *Hadziioannou* (2011)). Considérons un milieu parfaitement entouré de récepteurs, une impulsion est envoyée dans ce milieu à un endroit précis créant un champ d'onde qui se propage à tous les capteurs. Si ensuite ces mêmes capteurs inversent temporellement les signaux reçus et les réémettent dans le milieu, la somme de toutes les ondes réémises va créer un front d'onde 'inversé' qui va converger vers la source initiale. Ce phénomène de refocalisation du champ d'onde (*Fink* (1992)) est illustré à la figure 3.8a.

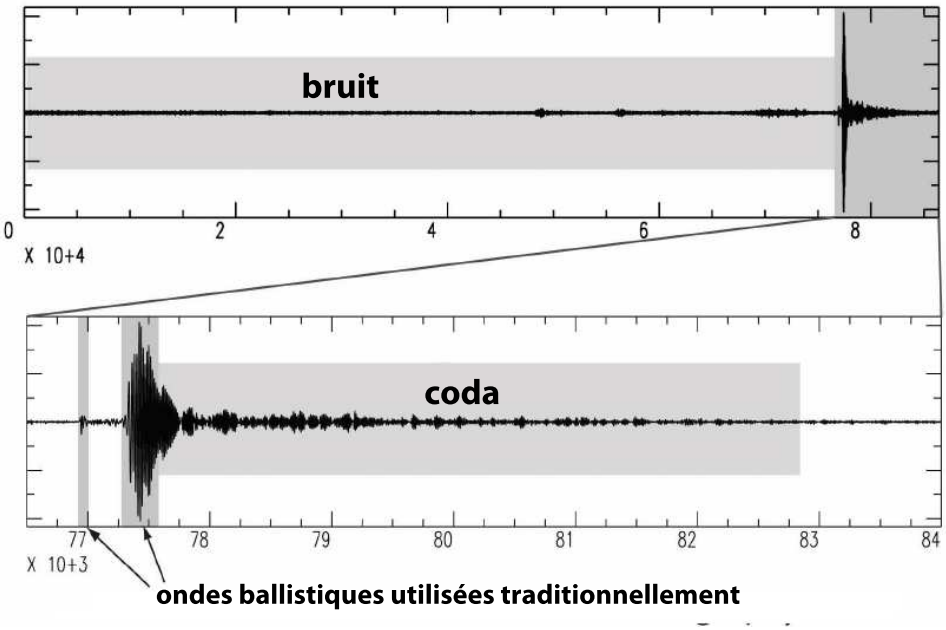


FIGURE 3.7 – Sismogramme d'un jour d'enregistrement. 95% est composé de bruit, 4% de coda et 1% sont les signaux enregistrés en sismique traditionnelle (*Gouedard* (2008)).

Par ailleurs la corrélation (C) des signaux ($s(t)$), générés par une source S entre deux capteurs (A et B) : $C(s_{SA}(t), s_{SB}(t))$ peut s'écrire comme la convolution du signal retourné temporellement $s_{SA}(-t)$ et du signal $s_{SB}(t)$:

$$C\left[s_{SA}(t), s_{SB}(t)\right] \;=\; s_{SA}(-t) \;*\; s_{SB}(t) \tag{3.6}$$

dans un milieu au repos $s_{SA}(-t) \;=\; s_{AS}(-t)$, alors :

$$C\left[s_{SA}(t), s_{SB}(t)\right] \;=\; s_{AS}(-t) \;*\; s_{SB}(t) \tag{3.7}$$

Concrètement, l'équation 3.7 signifie que la corrélation de deux enregistrements en A et B d'un signal généré en un point S est égale à l'enregistrement au point B pour un signal généré en A, enregistré, retourné temporellement puis réémis par S (voir figure 3.8b). L'expérience de retournement temporel (figure 3.8a) nous explique qu'il est impossible de refocaliser l'impulsion si le champ d'onde inverse ne vient pas de toutes les directions de l'espace. De même dans notre cas, cela signifie que la reconstruction de la fonction impulsionnelle du milieu entre A et B se produit uniquement si les sources sont diposées en grand nombre et uniformément autour de ces capteurs (figure 3.8c). L'intercorrélation se divise en deux parties : une partie causale définie par le front d'onde se déplaçant de A vers B et une partie acausale définie par le front d'onde se déplaçant de B vers A (cf *Larose* (2006)).

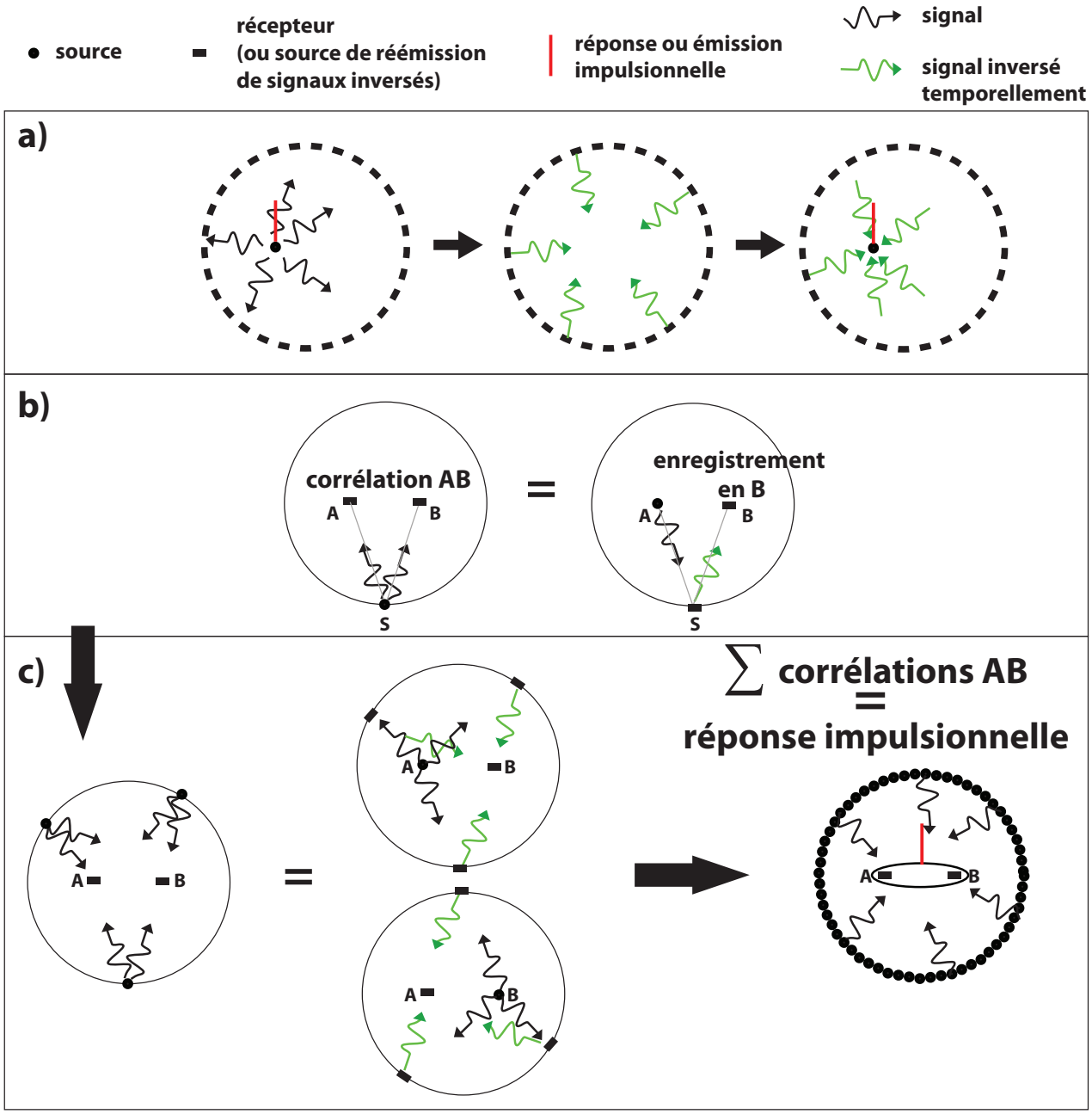


FIGURE 3.8 – a) Illustration du principe de retournement temporel et de refocalisation de la source : une source impulsionnelle est déclenchée dans le milieu, le champ d'ondes est enregistré par tous les capteurs, les signaux sont ensuite retournés temporellement et réémis dans le milieu. Le champs d'ondes rétropropagé se refocalise au niveau de la source initiale. b) Illustration de la définition de la corrélation entre deux capteurs (analogie à l'équation 3.7). c) Illustration de l'émergence de la réponse impulsionnelle entre deux capteurs par intercorrélation des signaux venant de toute part. Le calcul de corrélation entre deux capteurs implique une partie causale (champs d'ondes $A \longrightarrow B$) et acausale (champs $B \longrightarrow A$).

3.3.3 Influence de la localisation des sources

La figure 3.9a montre un cas synthétique d'étude de la convergence vers la fonction de Green en fonction du nombre de sources disposées aléatoirement dans l'espace où sont placés deux capteurs A et B. Pour une seule source, la fonction de Green n'est pas reconstruite, seul un signal émerge dans la partie causale de la corrélation, la source se situant derrière le récepteur A. Plus le nombre de sources augmente et plus la corrélation converge vers la fonction de Green (*Larose et al.* (2008)). Cette expérience témoigne qu'il est nécessaire d'avoir un grand nombre de sources propageant leurs ondes dans toutes les directions pour reconstruire la fonction de Green.

Cependant, il existe des directions préférentielles, c'est à dire celles qui aideront au mieux à la reconstruction de la fonction de Green (dites zones cohérentes). La figure 3.9b expose un cas synthétique où les sources sont disposées le long d'un profil circulaire autour des deux capteurs A et B. Toutes les intercorrélations ont été tracées suivant l'azimuth de la source (figure 3.9b (I) et (II)), puis sommées (III). Cette modélisation vérifie bien que la sommation de toutes les intercorrélations converge vers la fonction de Green, mais également qu'il existe des directions préférentielles pour lesquelles elles apportent de meilleurs contributions : entre -45° et 45° et entre 125° et -125° environ. Ces valeurs d'angle ne sont absolument pas quantitatives. En réalité les zones cohérentes sont délimitées par des hyperboles dont l'angle d'applatissement ou d'élargissement est en fonction de la distance entre les 2 capteurs et de la longueur d'onde du signal (*Larose et al.* (2006)), mais que nous n'étudierons pas ici.

3.3.4 Historique : illustration pour la tomographie passive

Mesurer la fonction de Green ne contient pas plus d'information que celle qu'on aurait pu avoir avec une technique active. Tout comme les méthodes actives, il est donc nécessaire de passer par un processus d'inversion de cette fonction pour extraire Vs(z). L'étude de la fonction de Green sert essentiellement à réaliser des tomographies et des suivis temporels des milieux naturels. Nous allons développer dans cette partie l'historique de l'approche par corrélation du bruit ambiant dans tous les domaines mais nous l'illustrerons avec des exemples de tomographies. Nous étudierons les suivis temporels dans la prochaine section (section 3.4).

Nous avons vu dans la section antérieure (3.2.4) que le bruit de fond avait déjà été utilisé par *Aki* (1957). Cette idée fut une première approche de son utilité. Cependant, ce n'est pas par des études sur Terre, mais sur le soleil que la technique d'intercorrélation de bruit fut pour la première fois utilisée pour sonder superficiellement celui ci. L'héliosismologie, c'est à dire l'étude de l'activité sismique solaire est née dans les années 1960. A cette époque des pulsations sismiques avaient été observées à la surface de la photosphère du soleil par effet Doppler. Ces pulsations sismiques, naissant de la propagation d'ondes sonores générées par le soleil, ont (tout comme sur Terre) des propriétés dépendantes des variations des conditions physiques et des mouvements de l'intérieur stellaire. C'est en 1993, que Duvall *et al.*, pour la première fois, utilisèrent l'intercorrélation temporelle des fluctuations de la surface solaire afin d'extraire des informations des couches superficielles du soleil [*Duvall et al.* (1993)]. Ces études ont permis de mieux connaître les couches vélocimétriques de sa surface ainsi que la structure en profondeur de ses tâches solaires.

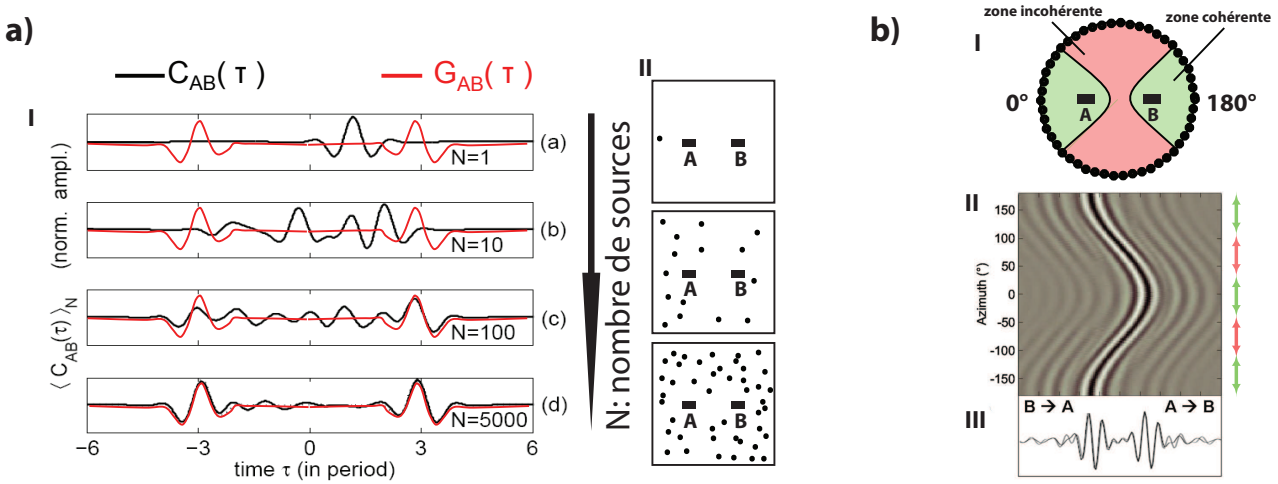


FIGURE 3.9 – a) Modélisation numérique de la corrélation suivant le nombre de sources placées aléatoirement : plus elles sont nombreuses et plus la corrélation converge vers la fonction de Green (*Larose et al.* (2008)). b) Inteprétation de l'influence azimutale des sources (I) deux récepteurs A et B entourés par un profil circulaire de plusieurs sources, (II) intercorrélation de A et B en fonction de la position de la source. (III) Convergence entre la somme de toutes les intercorrélations (tracé noir) et la fonction de Green (tracé gris). Flèches rouges : partie de la somme qui n'aide pas à reconstruire la fonction de Green, flèches vertes : celle qui aide à reconstuiree la fonction de Green (modifiée d'après *Renalier* (2010) déjà modifiée d'après *Gouedard* (2008)).

Il faudra attendre quelques années pour que *Weaver and Lobkis* (2001) montrent que la corrélation, entre deux récepteurs accolés sur un bloc d'aluminium, d'un bruit généré par les fluctuations de température (mouvement brownien) permet d'accéder à la fonction de Green complète entre ces deux points. Dans cette même étude, les auteurs montrent que la réponse à un pulse est similaire à la réponse reconstruite par corrélation de bruit.

En 2003, la technique d' intercorrélation revient dans le domaine de la sismologie terrestre. *Campillo and Paul* (2003) arrivent à reconstruire la fonction de Green en utilisant la coda de 101 tremblements de terre au Mexique. Une année plus tard, l'émergence des ondes de surface en corrélant uniquement le bruit de fond sismique est réalisée à partir de quelques paires d'enregistrements sur le territoire étatsunien (*Shapiro et al.* (2004)). Ces résulats fructueux ont débouché rapidement sur la réalisation de cartes tomographiques de Californie précises en utilisant un grand nombre de paires de stations sismologiques (*Shapiro et al.* (2005) ; *Sabra et al.* (2005)) (figure 3.10a). La reconstruction de la fonction de Green se redirige dans l'espace lorsque *Larose et al.* (2005) l'utilisent avec succès sur la lune en s'aidant de capteurs sismiques posés lors de la mission *Apollo 17*. Plus récemment, elle s'est aventurée dans le domaine de la terre profonde, *Poli et al.* (2012) ont réussi avec succès à imager la zone de transition entre le manteau supérieur et le manteau inférieur. L'application en géophysique de subsurface de ces méthodes est récente, *Renalier* (2010) prouve son efficacité sur les glissements de terrain par une tomographie réalisée sur celui d'Avignonet dont les variations de Vs mesurées sont en très bonnes concordances avec les mesures géotechniques associées (figure 3.10b).

Ces applications ont largement révolutionné les techniques d'imagerie du sous–sol. Mais en parallèle à l'imagerie, la surveillance, c'est à dire le suivi temporel des paramètres émergeant de la fonction de Green par corrélation sismique passive s'est développée.

3.4 Suivi temporel

La reconstruction de la fonction de Green par corrélation du champ diffus est avant tout utilisée pour la tomographie et le suivi temporel. Dans cette partie nous exposerons les deux méthodes usuellement utilisées pour mesurer les variations de vitesse puis nous l'illustrerons avec des exemples.

3.4.1 Méthodes

Comme nous l'avons vu, plus une onde passe de temps dans le milieu, plus le champ d'ondes produit possède d'information sur celui-ci. Pour le suivi temporel, cette caractéristique est utilisée pour mesurer de toutes petites variations de vitesses provoquées par de légères pertubations dans le milieu. Cependant, contrairement à la tomographie où l'on recherche les valeurs de vitesse d'onde S, il n'est pas nécessaire pour le suivi temporel de reconstruire complètement la fonction de Green où la mesure des variations de vitesses est suffisante. *Hadziioannou et al.* (2009) ont montré qu'il est simplement nécessaire que certaines sources restent stables dans le temps et

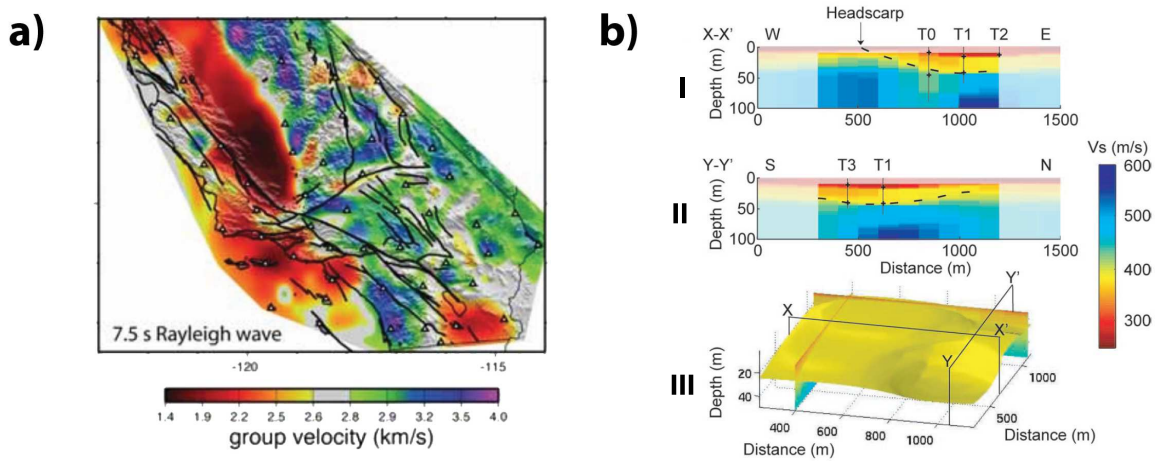


FIGURE 3.10 – a) Tomographie de la Californie par recontruction des vitesses de groupe d'ondes de Rayleigh pour une période T= 7.5*s* (*Shapiro et al.* (2005)). b) (I) et (II) Tomographie en onde S du glissement de terrain d'Avignonet à 100 m de profondeur, la localisation des profils est reportée sur (III). Les croix délimitent les surfaces de glissement définies par les forages T0 à T3. La ligne pointillée est l'interprétation par les auteurs de la limite du glissement. (III) Vue 3D de cette limite de glissement (*Renalier* (2010)).

l'espace. Ces variations de vitesses sont mesurées à partir de la variation du temps de trajet des ondes reconstruites par corrélation du bruit ambiant, soit dans la coda. Dans ce cas *Poupinet et al.* (1984) montrent que la variation relative des temps d'arrivées est linéaire et constante en fonction de la variation de la vitesse : $dt/t = -dV/V$.

Ces méthodes sont relatives, elle considèrent toujours un changement de vitesse par rapport à un état de référence.

Méthode des doublets

Cette méthode élaborée par *Poupinet et al.* (1984), porte le nom donné aux séismes qui se produisent au même endroit et de mécanismes identiques : les doublets. La technique consiste à discrétiser les sismogrammes par une série de fenêtres temporelles (de longueur équivalente à deux périodes environ ; figure 3.11a (I)) et de calculer dans chacune des fenêtres, l'écart du délai entre le signal et la référence (zoom de la fenêtre choisie à la figure 3.11a (II)). Dans ces circonstances de petit fenêtrage on peut se permettre de faire l'approximation qu'il existe une relation linéaire entre le déphasage (φ) et le retard (dt) : $\varphi = 2\pi f dt$. On passe donc dans le domaine de Fourier (φ,f) où ce décalage est calculé directement en mesurant la pente de la régression linéaire établie par l'inter-spectre des deux signaux, qui est le produit de l'un par le conjugué de l'autre (figure 3.11a (III)). Une fois ce calcul réalisé pour chaque fenêtre, on obtient une droite de variation temporelle en fonction du temps du signal qui vérifie l'hypothèse de *Poupinet et al.* (1984) cité plus haut ($dt/t = -dV/V$) (figure 3.11a (IV)). La variation de

vitesse est équivalente à la pente de cette droite.

Méthode d'étirement temporel (*stretching*)

La méthode d'étirement est plus facile à conceptualiser. Elle définit un coefficient d'étirement temporel noté ϵ directement égal aux variations de vitesse entre un signal et sa référence (e.g. *Lobkis and Weaver* (2003) ; *Sens-Schönfelder and Wegler* (2006)). Pour trouver le bon étirement $t(1+\epsilon)$, plusieurs tests sont réalisés pour des ϵ différents pour lesquels un calcul du coefficient de corrélation (CC) entre le signal allongé s_t et le signal de référence s_{ref} est calculé :

$$CC(dV/V = \epsilon) = \frac{\int s_t(t(1+dV/V))s_{ref}(t)dt}{\sqrt{s_t(t(1+dV/V))^2 s_{ref}(t)^2 dt}} \tag{3.8}$$

ϵ correspond au mieux aux variations de vitesse lorsque le coefficient de corrélation est maximum. La figure 3.11b présente un exemple de plusieurs essais d'étirement (I), les coefficients de corrélation sont représentés à droite pour chaque test (II). Dans ce cas le coefficient de corrélation est maximum pour le deuxième test, l'ϵ correspondant est donc égal à la variation de vitesse.

3.4.2 Exemple

Sens-Schönfelder and Wegler (2006) ont été les premiers à utiliser la méthode de surveillance passive sur le volcan Merapi en Indonésie. Ils ont montré que les variations de vitesse avaient un lien direct avec le niveau de la nappe (figure 3.12a). *Wegler and Sens-Schönfelder* (2007) ont surveillé la région de Niigata au Japon où un séisme de magnitude 6.6 s'est produit en 2004. Leurs résultats ont montré une chute brutale des variations de vitesse en corrélation avec les séismes. *Brenguier et al.* (2008a) ont travaillé sur sept ans de données dans la région de Californie (EU) pendant lesquels deux séismes se sont produits (*San Simeon* en 2003 de magnitude 6.5 et le séisme de *Parkfield* en 2006 de magnitude 6.0). Les variations de vitesse ont été reliées avec l'occurence des trémors et le déplacement en surface mesuré par GPS (figure 3.12b). Les auteurs montrent une chute de vitesse très faible (de l'ordre de 0.05%) lors du séisme de Parkfield. Ils montrent également que la réponse post-sismique de la variation de vitesse est corrélée avec les mesures de déplacement en surface impliquant une relaxation des contraintes.

La technique de surveillance a également été appliquée au glissement de terrain d'Avignonet. Pendant une période de quatre ans, de janvier 2006 à janvier 2010, *Renalier* (2010) montre une augmentation des temps d'arrivées d'environ 0,2% par an (représentant une diminution de vitesse équivalente). Cette valeur a été trouvée aussi bien avec la méthode des doublets (figure 3.13a) que la méthode de *stretching* (figure 3.13b). Les variations du coefficient de corrélation montrent que les variations des vitesses ne sont pas dues uniquement à des variations homogènes de vitesses du milieu. Bien qu'aucune interpétation n'ait pu voir le jour de cette diminution de vitesse lente, *Renalier* (2010) a eu l'idée d'estimer l'âge du glissement. En faisant l'hypothèse que cette diminution soit constante dans le temps depuis la naissance du mouvement et en prenant comme référentiel de vitesse intiale, celle des roches saines (Vs_1 =500m/s) et celle des roches déformées ((Vs_2 =250m/s) (*Jongmans et al.* (2009)) alors, un âge du glissement de 250 ans est calculé (tel

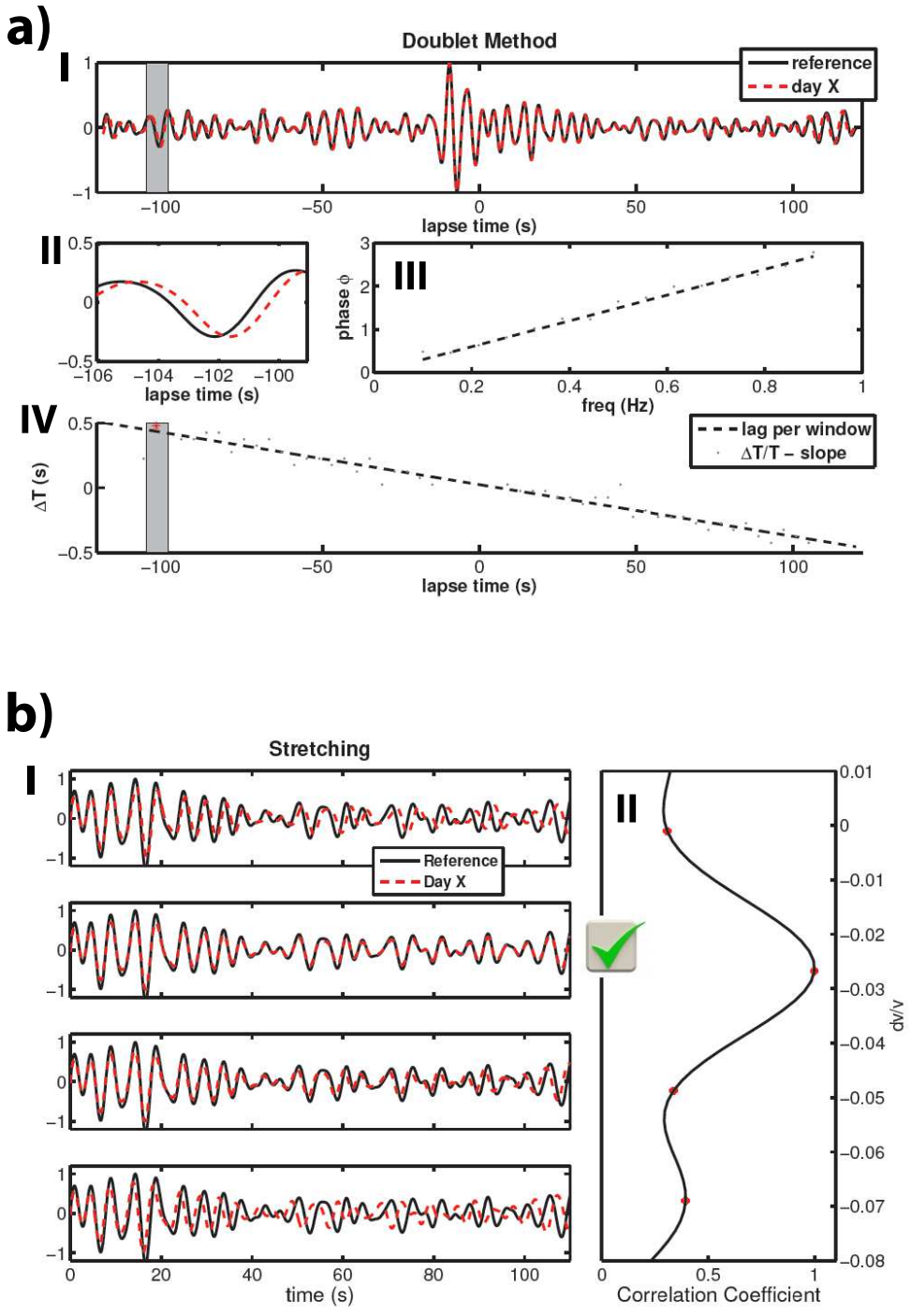


FIGURE 3.11 – a) Méthode de doublets. (I) fenêtrage du signal de référence (en noir) et signal à comparer (rouge), (II) zoom du fenêtrage . (III) Calcul de la pente de la régression linéaire dans le domaine phase fréquence. (IV) Chute linéaire des temps d'arrivées de toutes les fenêtres en fonction de temps d'arrivée du champ d'onde.(*Hadziioannou* (2011)). b) Méthode d'étirement (stretching). (I) Différents tests d'étirement du signal, (II) calcul du coefficient de corrélation entre le signal étiré et le signal de référence (*Hadziioannou* (2011)).

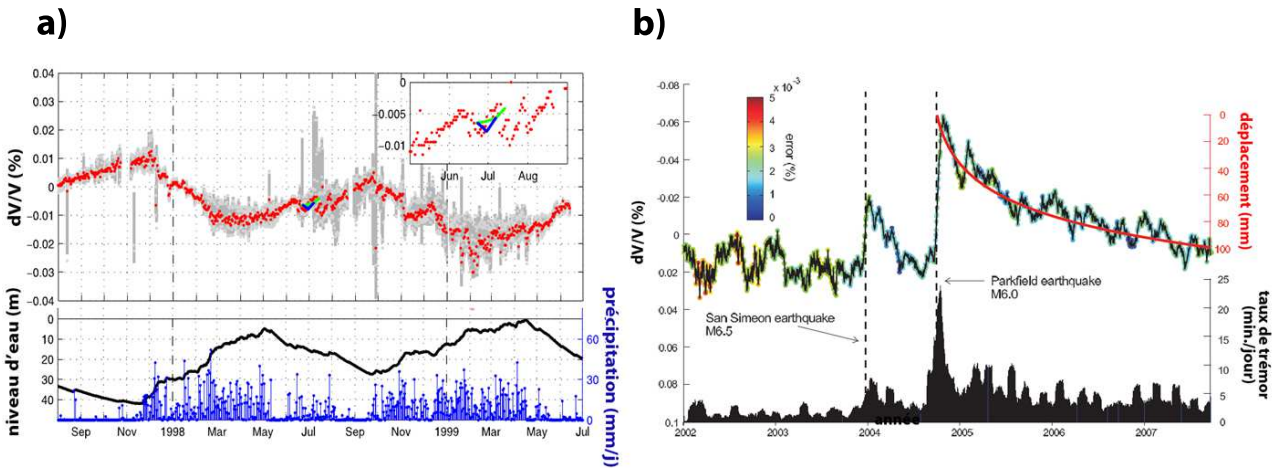


FIGURE 3.12 – Surveillance par corrélation de bruit sismique. a) Mesures des variations de vitesses sur le volcan Merapi (en rouge) filtrées entre les périodes $T = 2 - 4$s. En insert : les mesures de surveillance active. Mesures des précipitations en bleu et modélisation de la nappe phréatique en noir (*Sens-Schönfelder and Wegler* (2006)). b) Variation des vitesses sismiques, mesures de déplacement de surface par GPS et taux de trémors lors de l'occurence de deux séismes (*San Simeon* et *Parkfield*) (*Brenguier et al.* (2008a)).

que $\mathrm{Vs}_1(1-0,002)^{\text{âge glissement}} = \mathrm{Vs}_2$, avec toutes les réserves que son auteur donne sur la simplicité de ce calcul).

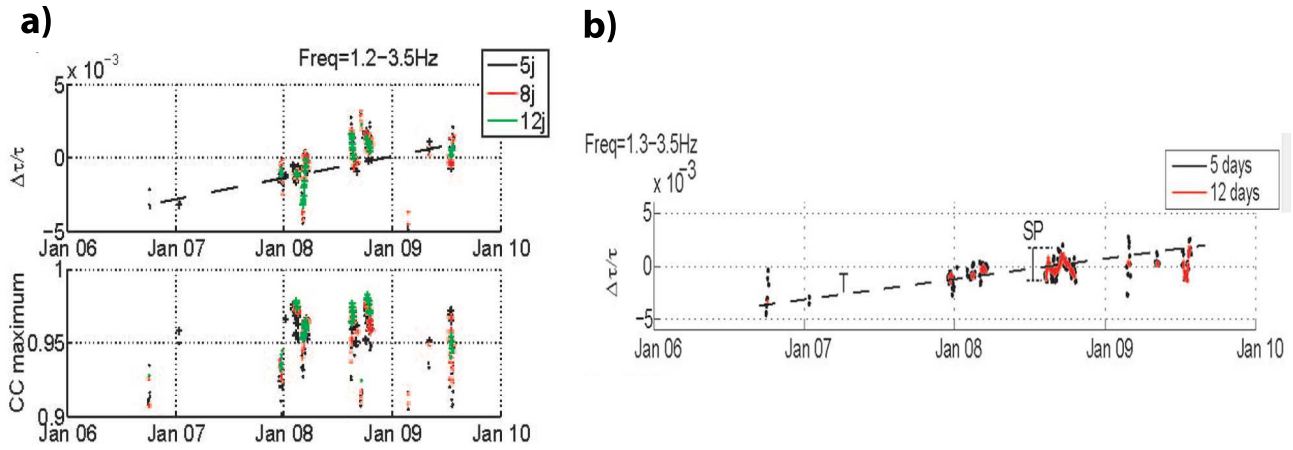


FIGURE 3.13 – Surveillance passive du glissement d'Avignonet sur quatre ans. Evolution des variations temporelles d'arrivées a) mesurées par la méthode de stretching (1.2Hz – 3.5Hz) et b) mesurées avec la méthode des doublets (1.3Hz – 3.5 Hz) (*Renalier* (2010)).

Deuxième partie

Caractérisations rhéologiques et géophysiques de l'argile du Trièves

Chapitre 4

Transition solide-liquide de l'argile du Trièves

Après une première section dédiée à l'identification géotechnique des argiles du Trièves (granulométrie, étude minéralogique et limites d'Atterberg), les deux sections suivantes présenteront les expériences rhéologiques et géophysiques sur ces argiles de manière séparée. La dernière section (composée de la publication : *Mainsant et al.* (2012a)) reprendra les résultats de ces deux recherches en les associant et les intégrant dans un contexte d'étude de la transition solide-fluide de l'argile du Trièves.

4.1 Identifications géotechniques

Les tests géotechniques ont été réalisés sur trois échantillons argileux prélevés à différents endroits dans le secteur d'Avignonet-Harmalière (voir section 2.2.2).

Les échantillons d'argile ont été collectés à 3 sites différents (figure 4.1). Un premier dans un forage à 5 m de profondeur, dans une zone non-glissée en amont des glissements d'Harmalière et d'Avignonet : *Hf*, un deuxième échantillon dans les argiles remaniées en bas de l'escarpement du glissement-coulée de l'Harmalière : *He* (figure 4.1b) et un dernier échantillon dans les argiles non remaniées situées dans une ravine aux abords du glissement d'Avignonet : *Hr* (figure 4.1c).

Des mesures granulométriques, de diffraction aux rayons X pour permettre l'identification des minéraux présents et des mesures de limites d'Atterberg ont été effectuées sur les 3 échantillons.

4.1.1 Granulométrie

La figure 4.2a montre les courbes granulométriques moyennes pour les trois sites étudiés. Les particules ont une taille inférieure à deux millimètres, et la taille de 40% d'entre elles est inférieure à 2 μm, indiquant la présence d'argiles et de limons. Sur l'échantillon *Hf*, une petite proportion de particules sableuses est présentes (diamètre entre 10^2 et $10^3 \mu$m), résultant probablement du forage à travers une couche supérieure de sable. Les résultats granulométriques sont similaires à ceux obtenus sur des échantillons d'argiles litées prises dans la partie sud du glissement d'Avignonet (*Bièvre* (2010)).

4.1.2 Analyses minéralogiques

Une analyse par diffraction de rayons X (voir section 1.1.2) a été effectuée par le laboratoire IFSTTAR (Institut français des sciences et technologies des transports, de l'aménagement et des réseaux) sur les échantillons prélevés sur les trois sites, préalablement broyés à 80 microns. Les résultats indiquent une composition minéralogique similaire pour les trois échantillons (figure 4.2b). Pour les minéraux argileux, on observe la présence dominante des chlorites (de 15% à 30%) et des illites (de 70% à 85%) et en plus petite quantité, des albites et des argiles gonflantes telles que les illite-montmorillonites interstratifiées. Le quartz et la calcite sont prédominants pour les minéraux non argileux. Ces résultats concordent avec les études précédentes (voir section 1.3). Toutefois, certains minéraux pourraient ne pas être détectables par la méthode DRX

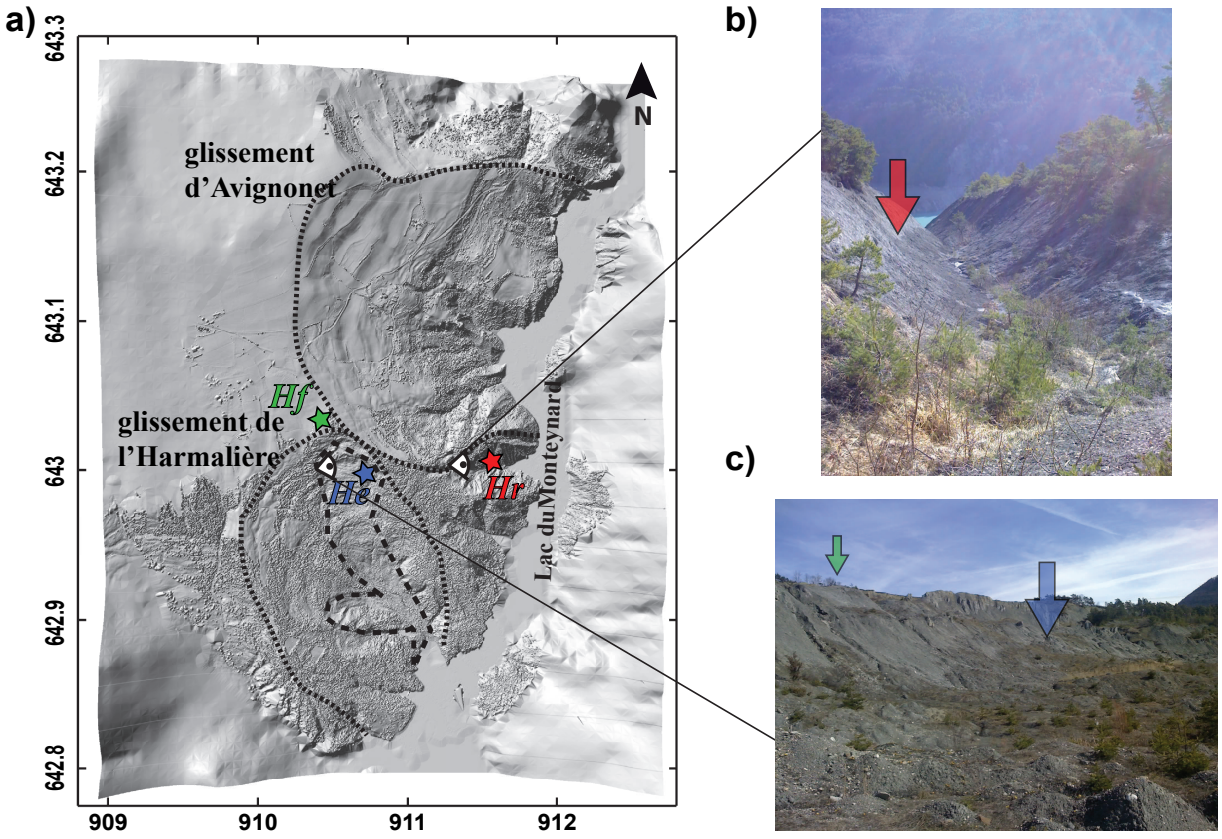


FIGURE 4.1 – a) Localisation des zones de prélèvement des trois échantillons d'argiles du Trièves étudiées. b) Vue sur la Ravine et localisation de prélèvement de *Hr*. c) Vue de l'escarpement principal du glissement de l'Harmalière et localisation de prélèvement de *He* et de *Hf* (au-dessus du glissement).

si ils ne sont pas bien cristallisés ou en quantité suffisante (<1%).

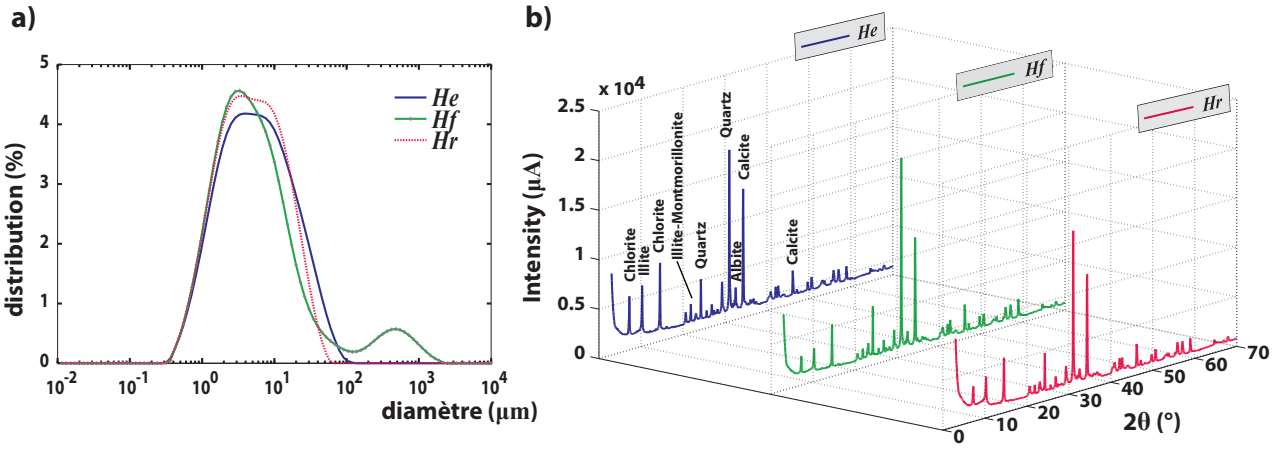


FIGURE 4.2 – a) Courbes granulométriques et b) pics de diffraction de DRX et interprétation minéralogique pour les trois échantillons : *He*, *Hf* et *Hr*.

4.1.3 Limites d'Atterberg

La figure 4.3 montre les résultats de l'identification des limites d'Atterberg dans le diagramme de Casagrande (voir section 1.1.4) pour les 3 échantillons (H_e H_f et H_r). La mesure a été réalisée trois fois pour chaque échantillon. *LL* est la limite de liquidité, c'est à dire la teneur en eau qui sépare l'état liquide de l'état plastique. *Ip* est l'indice de plasticité, c'est à dire la différence entre la limite de liquidité et la limite de plasticité *Lp* (la teneur en eau qui sépare l'état plastique et l'état solide).

Les valeurs des limites d'Atterberg se situent au-dessus de la ligne *A* et indiquent que ces argiles sont non organiques. Les limites d'Atterberg pour *Hf* (argiles remaniées) et *Hr* (argiles non remaniées) sont dans des fourchettes similaires à celles des études précédentes dans la région de Sinard (*Giraud et al.* (1991) ; voir section 1.3.2). L'indice de plasticité est relativement faible (10-25%). Par conséquent, la limite de liquidité peut être facilement atteinte, expliquant le déclenchement des coulées argileuses à la suite de fortes pluies et/ou de la fonte du manteau neigeux. Avec une limite de liquidité supérieure à 50%, les argiles remaniées de l'escarpement (*He*) sont classées comme des argiles de haute plasticité.

Argiles d'étude

Pour des raisons de commodité de prélèvement, les échantillons argileux nécessaires aux études en laboratoire, aussi bien sismiques que rhéologiques, proviennent tous de la ravine (*Hr*).

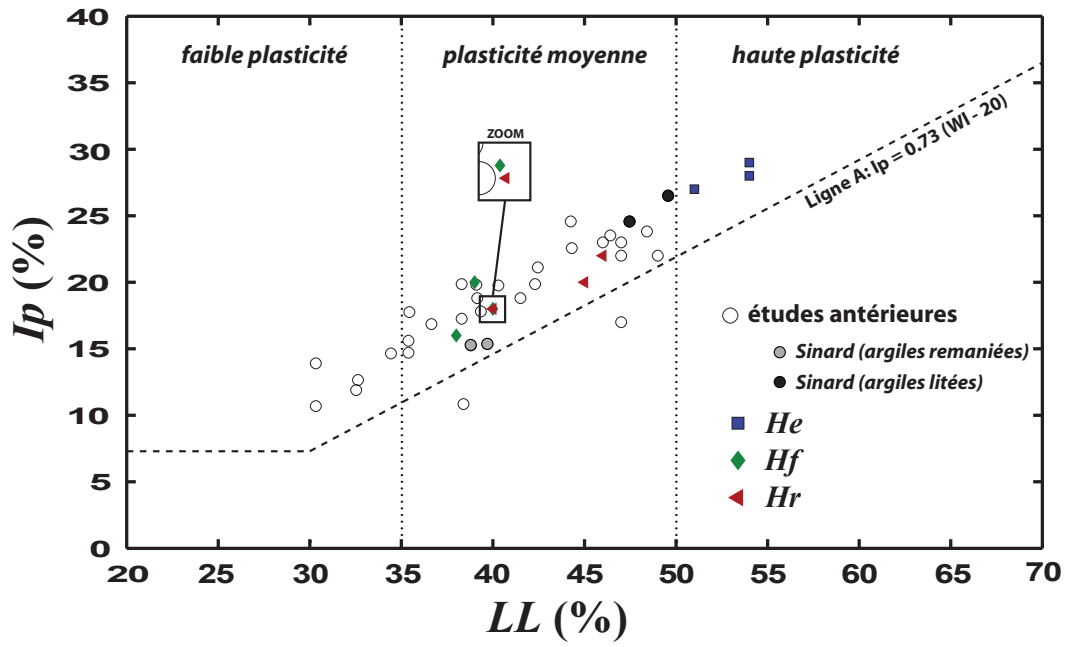


FIGURE 4.3 – Diagramme de Casagrande pour les trois échantillons prélevés dans le secteur Avignonet-Harmalière : *He*, *Hf* et *Hr*. Les résultats des études antérieures sur les argiles du Trièves (*Giraud et al.* (1991)) sont ajoutés et ceux des prélèvements localisés à proximité de notre zone d'échantillonnage sont mis en évidence (Secteur de Sinard).

Teneur en eau et masse volumique des argiles du Trièves

Pour toutes les expériences présentées dans ce manuscrit, la mesure de la teneur en eau a été effectuée de façon identique : les échantillons d'argiles recueillis en utilisant des échantillonneurs de cuivre (d'environ 3 cm de hauteur et 12 cm^3 de volume ; figure 4.4a (I)), sont séchés pendant au minimum 30 heures à 105 $^\circ$ C et pesés avant et après (illustration figure 4.4a (II) et (III)). Ce protocole standard n'est pas parfait pour les argiles dont la porosité est multi-échelle (*Guillot et al.* (2002)). Il est cependant suffisant pour étudier les phénomènes macro-structuraux que nous présenterons dans la suite de ce manuscrit. Les teneurs en eau seront définies par la teneur en eau gravimétrique w qui est le rapport entre la masse d'eau (W_e) et celle de la partie solide (W_s) : $w = W_e/W_s$.

A la suite de nombreuses mesures, une relation linéaire entre la teneur en eau gravimétrique et la densité de l'argile est obtenue (figure 4.4b) : $\rho = (2,27 - 1,03w).10^3$. Dans les sections suivantes, nous passerons de la teneur en eau gravimétrique à la densité par cette fonction, et non à partir de mesures ponctuelles.

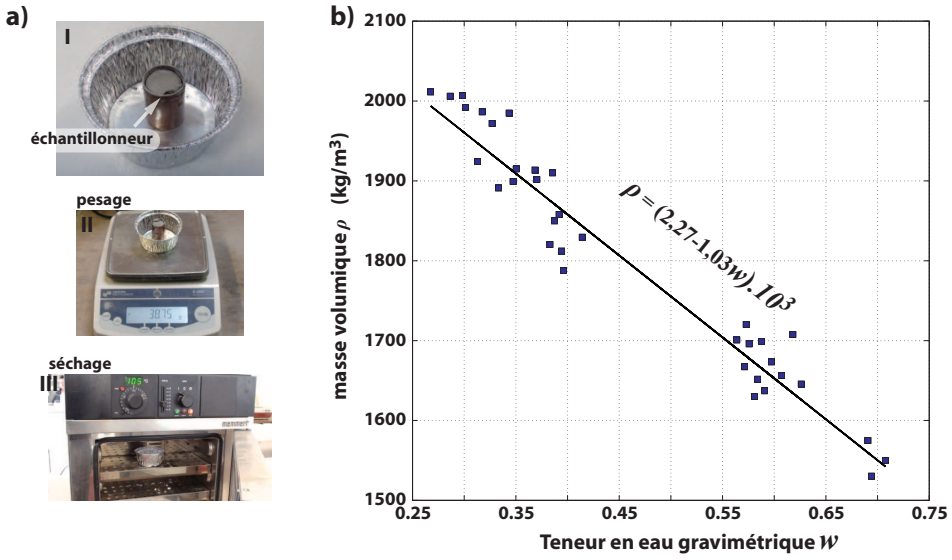


FIGURE 4.4 – a) Illustration de la mesure de la teneur en eau gravimétrique par (I) échantillonnage, (II) pesage et (III) séchage. b) Mesures de teneur en eau gravimétrique et de masse volumique pour 40 échantillons.

4.2 Comportements rhéologiques

4.2.1 Dispositif et préparation des argiles

Les argiles litées prélevées directement de la ravine (*Hr*) ont été mélangées avec de l'eau provenant d'un piézomètre situé sur le glissement d'Avignonet (en équilibre chimique avec le milieu argileux) à l'aide d'un *blender* suffisamment longtemps pour obtenir un matériau homogène (figure 4.5a).

Les mesures ont été réalisées avec un rhéomètre *Bohlin-CVOR* rotationel au laboratoire d'IRSTEA (figure 4.5b). La thermorégulation de l'échantillon est assurée par une circulation d'eau entre un chauffe-eau et l'embase du rhéomètre. La température pour toutes les expériences est fixée à 18°C. La géométrie plan-plan rugueux (voir section 1.2.1.4) a été utilisée. Elle permet, contrairement à la géométrie cône-plan, de faire varier l'entrefer (espacement) entre les deux plans suivant la teneur en eau des échantillons d'argiles : à faible teneur en eau, l'échantillon se fissure trop rapidement pour un entrefer trop faible. Nous l'avons fait varier entre 1,5 mm (pour les argiles à forte teneur en eau) et 3 mm (pour les plus faibles teneurs en eau). Une fois cet espacement défini, une quantité d'argiles en excès est déposée sur la plaque statique (figure 4.5c (I)), avant la descente de la plaque mobile (figure 4.5c (II)). Le matériau expulsé sur les bords est retiré à l'aide d'une spatule plate (figure 4.5c (III)).

Avant chaque essai, les échantillons ont été précisaillés à un taux de 50 s^{-1} pendant 10 secondes, puis laissés au repos pendant 10 secondes, permettant ainsi d'avoir un état initial de structuration argileuse identique pour chaque test.

4.2.2 Courbes d'écoulement

Des tests d'écoulement à rampes de taux de cisaillement en montée et descente ont été réalisés pour plusieurs échantillons d'argiles à teneurs en eau différentes dont deux sont exposés à la figure 4.6 (w =0,55 et w =0,72). Un seuil marque le début de l'écoulement et les essais en monté-descente mettent à jour un hystérésis aux faibles valeurs de taux de cisaillement $\dot{\gamma}$, marquant la thixotropie des argiles. La valeur du taux de cisaillement critique ($\dot{\gamma}_c$) définie par la limite entre l'hystérésis et le régime d'écoulement visqueux, sous lequel la déformation a lieu, est relativement élevée et sensiblement équivalent pour ces deux teneurs en eau (zone verte sur les 2 figures 4.6a et b). Elle est définie conjointement par ces deux expériences entre $10^{-1}s^{-1}$ et $4.10^{-1}s^{-1}$.

Pour modéliser les courbes d'écoulement en tenant compte du taux de cisaillement critique évalué, l'équation de comportement puissance (équation 1.13 section 1.2.2.1) de (*Coussot* (2005) p.122) est utilisée :

$$\begin{aligned} \tau &= \tau_c \left(\frac{\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_c}\right)^n \quad \text{pour} \quad \tau > \tau_c \\ \dot{\gamma} &= 0 \quad \text{pour} \quad \tau < \tau_c \end{aligned} \tag{4.1}$$

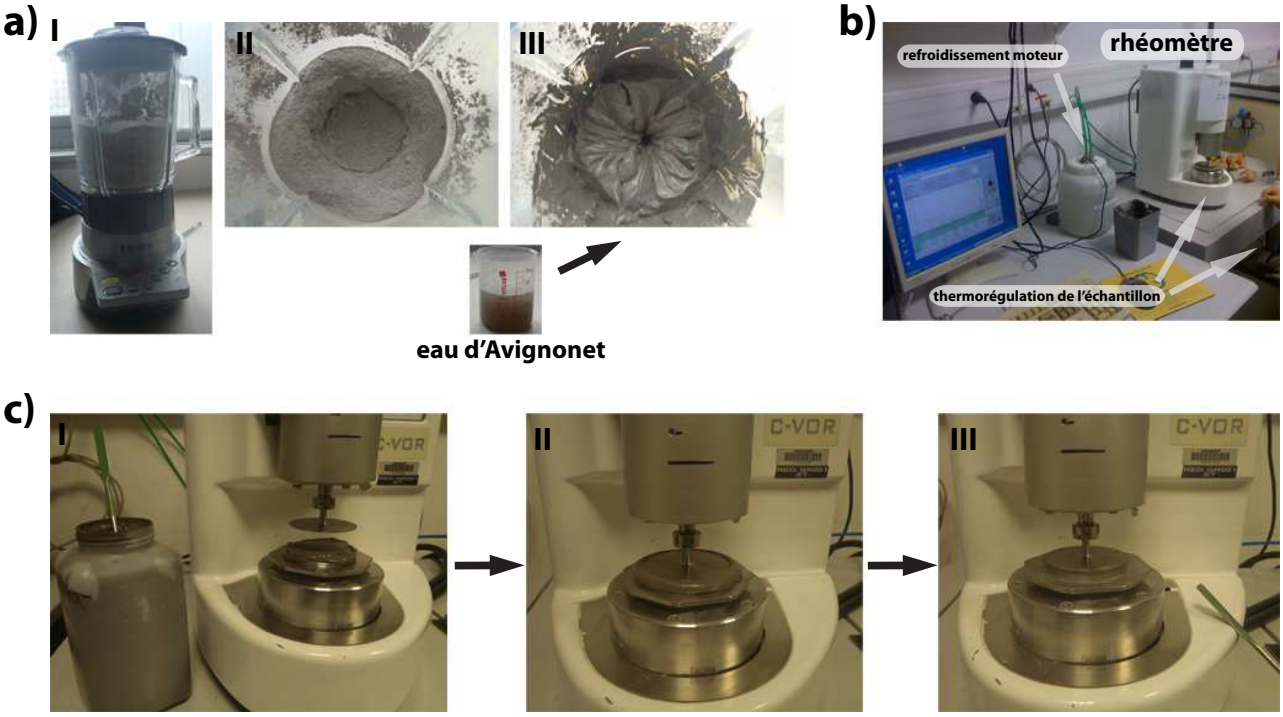


FIGURE 4.5 – Préparation et mise en place des échantillons argileux pour les analyses rhéométriques. a) Broyage des argiles dans un *blender* (I, II) puis (III) mélange avec de l'eau prélevée sur le site d'Avignonet. b) Vue générale du système de mesures rhéologiques. c) Mise en place de l'échantillon d'argiles dans le rhéomètre à géométrie plan-plan : (I) dépôt d'une quantité suffisante sur l'embase (plan statique), (II) descente du plan mobile jusqu'à l'entrefer désiré, expulsion de l'excès d'argile sur les bords, (III) retiré avant le lancement du test.

Quatre courbes d'écoulement sont exposées à la figure 4.7a dans une large gamme de teneurs en eau : w =0,54, 0,57, 0,65 et 0,71. L'équation 4.1 avec $\dot{\gamma}_c = 10^{-1}s^{-1}$ modélise bien les données pour toutes les teneurs en eau. Les valeurs de l'exposant n et celles des contraintes seuils obtenues sont indiquées pour chaque courbe d'écoulement.

Ces contraintes seuils obtenues par ces quatre modèles ainsi que pour trois autres courbes d'écoulement (non représentées) sont tracées en fonction de la teneur en eau des argiles à la figure 4.7b. Pour chaque échantillon, deux mesures de τ_c sont déterminées en fonction des deux $\dot{\gamma}_c$ bornant l'incertitude définie précédemment ($10^{-1}s^{-1}$: carrés bleus et $4.10^{-1}s^{-1}$: triangles noirs). Deux lois exponentielles de type :

$$\tau_c = \mathrm{c}_1 \ \exp\left(\frac{-w}{\mathrm{c}_2}\right) \tag{4.2}$$

sont tracées pour modéliser ces deux jeux de données. Pour $\dot{\gamma}_c = 10^{-1}s^{-1}$ ces coefficients valent : $\mathrm{c}_1 = 15652$ Pa et $\mathrm{c}_2 = 6,6.10^{-3}$ et pour $\dot{\gamma}_c = 4.10^{-1}s^{-1}$ ils valent : $\mathrm{c}_1 = 15810$ Pa et $\mathrm{c}_2 = 6,4.10^{-3}$.

Ces courbes d'écoulement montrent que les argiles du Trièves ont un comportement de fluide à seuil avec des effets de thixotropie au voisinage du seuil.

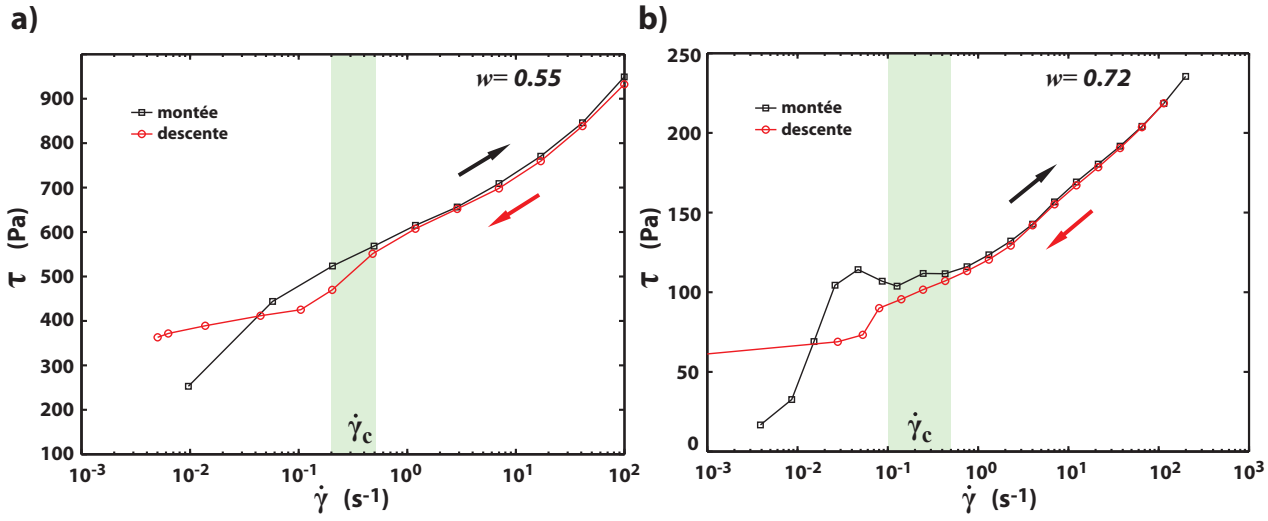


FIGURE 4.6 – Courbes d'écoulement aller-retour par rampes de taux de cisaillement pour deux teneurs en eau, a) w =0,55 et b) w =0,72. Thixotropie marquée sous le taux de cisaillement $10^{-1}s^{-1} < \dot{\gamma}_c < 4.10^{-1}\ s^{-1}$ (délimité en vert).

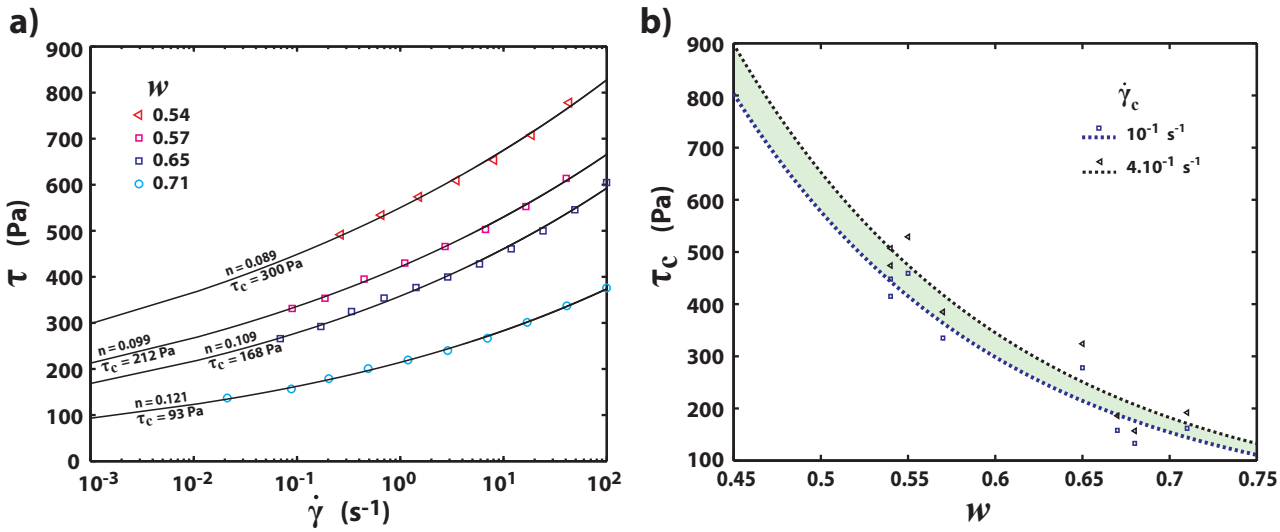


FIGURE 4.7 – a) Courbes d'écoulement pour quatre teneurs en eau (0,54 0,57 0,65 et 0,71), modèles en loi puissance (équation 4.1) pour $\dot{\gamma}_c = 10^{-1}s^{-1}$: les valeurs de l'exposant n et τ_c obtenues sont indiquées. b) Valeurs des contraintes seuils τ_c calculées à partir du modèle pour deux taux de cisaillement critiques différents : $\dot{\gamma}_c = 10^{-1}s^{-1}$: carrés bleus et $\dot{\gamma}_c = 4.10^{-1}s^{-1}$: triangle noir. Estimation (en vert) de la fonction $\tau_c = f(w)$ bornée par deux lois de type exponentielle.

4.2.3 Tests de fluage

Le caractère thixotrope des argiles ayant été mis en évidence dans la section précédente par l'hystérésis des courbes d'écoulement, des tests de fluage sont réalisés afin d'examiner les variations du comportement des argiles dans le temps pour une contrainte fixée. La figure 4.8a expose six tests de fluage d'un échantillon d'argile à forte teneur en eau ($w = 0{,}68$) pour des contraintes imposées proches de la contrainte seuil (entre 140 Pa et 180 Pa). Une transition claire est observée dans la réponse mécanique pour une valeur critique de la contrainte de cisaillement (τ_c) autour de 159/160 Pa. En dessous de cette valeur, le taux de cisaillement diminue systématiquement (la viscosité apparente augmente) et tend progressivement vers zéro. Dès que la contrainte critique est dépassée, au contraire, le taux de cisaillement tend vers la valeur précédemment définie $\dot{\gamma}_c \approx 10^{-1}s^{-1}$, indiquant que le matériau s'écoule. Il s'agit d'une bifurcation de viscosité (voir section 1.2.4).

Pour les valeurs légèrement supérieures à la contrainte de cisaillement critique, la viscosité apparente commence par augmenter aux temps courts, avant de brusquement diminuer et d'atteindre son niveau asymptotique. La fluidification de la matière est retardée, signifiant que la déstructuration du matériau dépend non seulement de la contrainte de cisaillement appliquée, mais aussi du temps pendant lequel cette contrainte est appliquée. Il s'agit de la compétition entre le vieillissement et le rajeunissement définie à la section 1.2.4 marquant la thixotropie de ces argiles lors de la fluidification.

Cette bifurcation de viscosité est également marquée pour les argiles à teneur en eau plus faible ($w = 0{,}55$ à la figure 4.8b) : six tests de fluage ont été réalisés entre 300 et 600 Pa et la contrainte seuil est ici évaluée aux alentours de 550 Pa. Le taux de cisaillement tend vers la valeur précédemment définie $\dot{\gamma}_c \approx 10^{-1} s^{-1}$ qui semble donc être indépendante de la teneur en eau de l'échantillon.

Au total, neuf études de fluage sur des argiles à teneurs en eau différentes ont été réalisées dont quatre autres seront exposés à la figure 4.14 de la section 4.4.2. Les valeurs des contraintes seuils évaluées figurent à la figure 4.8c. Une loi exponentielle de même type que l'équation 4.2, modélise ces données en fonction de la teneur en eau des argiles (*Coussot and Boyer* (1995)) :

$$\tau_c = 70824,36 \ \exp\left(\frac{-w}{1,119.10^{-1}}\right) \tag{4.3}$$

Si ce modèle est proche de celui déterminé par les courbes d'écoulement, ils divergent tous les deux pour des argiles à faibles teneurs en eau. Les tests de fluage étant à priori plus fiables pour déterminer la contrainte seuil que la modélisation des courbes d'écoulement, il semble que les contraintes seuil évaluées par les modèles de la loi puissance (équation 4.1) sous-estiment les valeurs de contraintes seuils d'autant plus que les argiles sont à faibles teneurs en eau. De plus, en raison de la thixotropie des argiles, il est logique que la valeur de la contrainte seuil τ_c soit plus faible en cisaillement continu (lors des tests d'écoulement) qu'après un temps de repos (lors des tests du fluage).

Incertitudes sur τ_c

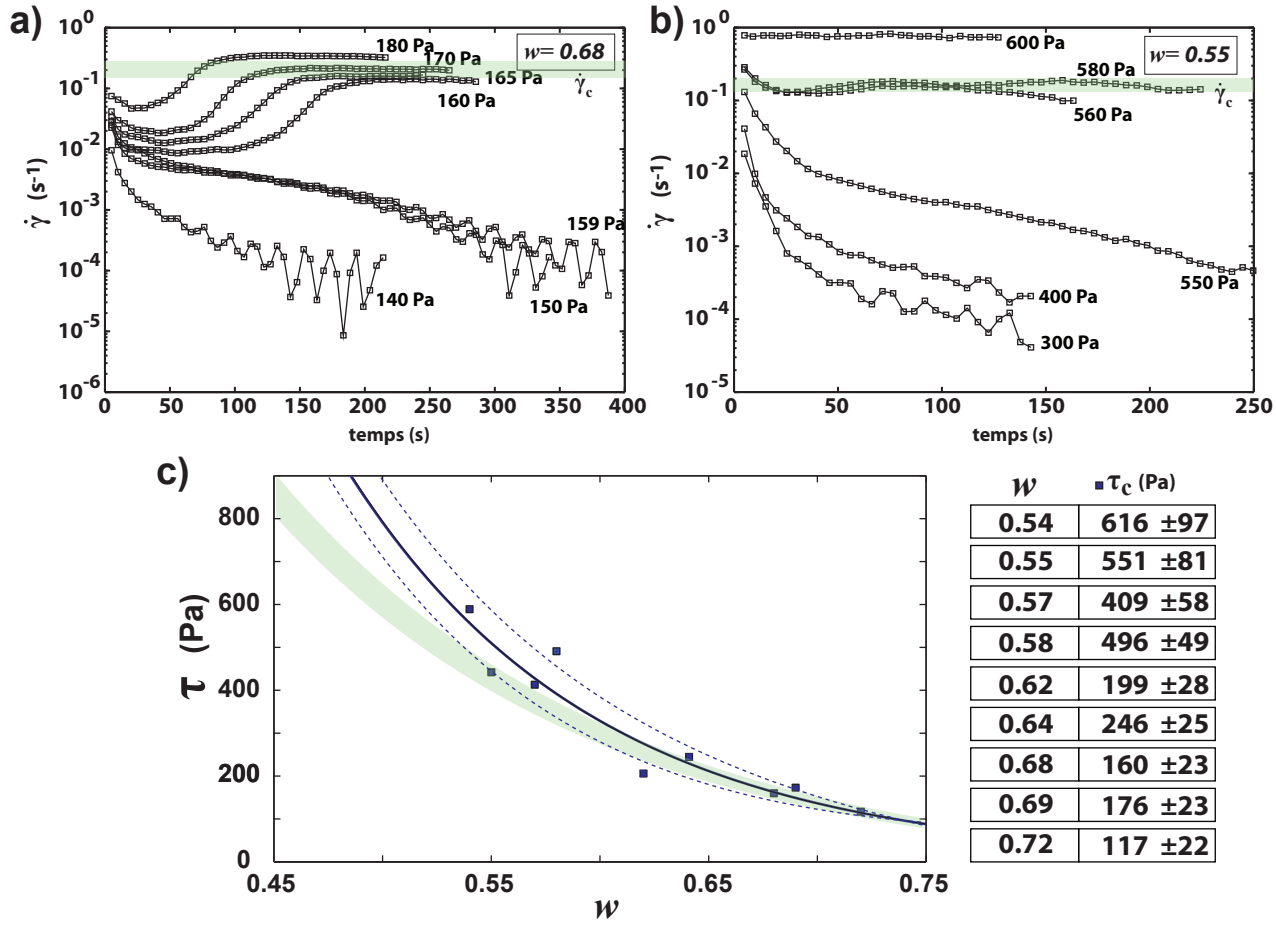
Les tests de fluage ont été réalisés sur des échantillons prélevés à des temps et des endroits différents de la ravine. Il existe donc une probable variation de la composition minérale entre eux. En outre, différentes mesures de la teneur en eau pour une même préparation montre une incertitude sur sa valeur de $w \pm 0,01$. En somme, toutes les incertitudes des valeurs présentées ici sont représentatives à la fois des incertitudes liées aux probables variations de composition minérale de la ravine mais aussi aux incertitudes de teneur en eau ainsi que celles liées à la reproductibilité expérimentale. Les incertitudes sont donc prises en compte de manière globale et calculées directement entre la régression proposée et les valeurs mesurées.

Les incertitudes entre les points τ_{ci} et la régression linéarisée[1] $\widehat{\tau_{ci}}$ sont calculées à partir d'un intervalle de confiance (90%) (*Borradaile* (2003)) pour $n = 9$ échantillons :

$$\begin{aligned} \tau_c \ \pm \ t_{\alpha/2} \ S_r \ \sqrt{\frac{1}{n} + \frac{(w - \overline{w})^2}{\sum (w_i - \overline{w})^2}} \\ S_r^2 = \frac{1}{n-2} \sum_{i=1}^{n} [\tau_{ci} - \widehat{\tau_{ci}}]^2 \end{aligned} \tag{4.4}$$

1. τ_{ci} et $\widehat{\tau_{ci}}$ sont donc préalablement linéarisés en prenant leurs logarithmes népériens.

où S_r^2 représente la variance des résidus et $t_{\alpha/2} = 1,833$ est la valeur du quantile à 90% de confiance de la loi *t-student* bilatéral. Les incertitudes sont calculées pour les limites inférieures et supérieures représentées sur la figure 4.8c. Les valeurs d'incertitudes explicitées sur le tableau joint sont une moyenne des deux.



w	τc (Pa)
0.54	616 ±97
0.55	551 ±81
0.57	409 ±58
0.58	496 ±49
0.62	199 ±28
0.64	246 ±25
0.68	160 ±23
0.69	176 ±23
0.72	117 ±22

FIGURE 4.8 – Tests de fluage pour deux échantillons d'argiles à teneur en eau a) de w =0,68 (7 tests entre 140 et 180 Pa) et b) w =0,55 (6 tests entre 300 et 600 Pa). c) Courbes et tableau des valeurs des résultats obtenus pour tous les tests de fluage réalisés sur neuf échantillons d'argiles à teneurs en eau différentes. Modélisation des données par une loi exponentielle (le tracé vert représente l'estimation de la fonction obtenue à partir des courbes d'écoulement (figure 4.7b).

4.2.4 Dynamique oscillatoire : mesure du module élastique de cisaillement

Les tests d'oscillations dynamiques permettent de définir le caractère viscoélastique du matériau et plus particulièrement le module élastique de cisaillement G obtenu à partir de la partie réelle (module élastique de conservation G') du module élastique complexe (G^*) (voir section 1.2.3). Il est possible ensuite d'évaluer une mesure de vitesse des ondes S (Vs) grâce à la relation 2.14 (section 2.3.3) : $Vs = \sqrt{G/\rho}$ où ρ est la masse volumique des argiles.

L'amplitude des oscillations en contrainte doit être suffisamment faible pour garantir une réponse linéaire entre les contraintes imposées et les déformations résultantes, et suffisamment élevée pour avoir une bonne résolution. Expérimentalement, on obtient de bons résultats pour des amplitudes de contraintes appliquées égales à environ 10% de la contrainte critique de l'échantillon (entre 10 et 30 Pa pour des argiles de teneurs en eau entre 0,7 et 0,5). Pour la plupart de nos tests la fréquence des oscillations évolue logarithmiquement au cours du temps entre 0,1 et 50 Hz.

Les oscillations dynamiques peuvent également se faire à des niveaux de contraintes moyennes, i.e. une contrainte est ajoutée aux oscillations. Cette méthode permet d'investiguer la réponse du module élastique (et de Vs correspondant) lors de la fluidification.

Dans un premier temps nous présenterons les expériences de dynamique oscillatoire à niveau de contrainte moyen 0 Pa (en mode statique) pour cinq échantillons à teneurs en eau différentes. Puis nous montrerons un exemple de mesures (pour un échantillon d'argile à teneur en eau $w =$ 0,62) pour des contraintes moyennes (notées τ_{moy}) évoluant proche de la contrainte seuil du matériau. Nous exposerons ensuite les résultats pour trois autres échantillons à teneur en eau différente. Pour finir, nous testerons l'évolution du module élastique lors d'essais de fluage pour trois échantillons d'argiles à différentes teneurs en eau.

Tests à niveau de contrainte moyen nul (figure 4.9)

Ces tests ont été effectués pour des échantillons d'argiles à cinq teneurs en eau différentes : w =0,54, 0,58, 0,62, 0,64 et 0,69. Trois exemples de signaux de contrainte et de déformation, pour trois fréquences différentes (0,17, 6,3 et 30 Hz) du test sur l'échantillon à forte teneur en eau (w =0,69), sont illustrés à la figure 4.9a. Les spectres de la contrainte appliquée et de la déformation résultante sont représentés sur cette même figure. Le module élastique complexe G^* est le rapport, dans le domaine de Fourier, de l'amplitude de la contrainte appliquée divisée par l'amplitude de la déformation résultante (section 1.2.3) ; le module de conservation G' est la partie réelle de G^* (les valeurs sont indiquées pour les trois exemples d'oscillations de la figure 4.9a).

Plus la fréquence croît, moins la relation entre la contrainte appliquée et la déformation résultante est linéaire (figure 4.9a). Cependant, les spectres montrent que la fréquence de la contrainte appliquée correspond bien dans tous les cas avec le maximum de la fréquence de déformation résultante. En prenant en considération que (1) les réponses restent suffisamment linéaires jusqu'à l'état stationnaire de G' (pour lequel G' ne varie plus en fonction de la fréquence ; figure 4.9b), c'est à dire que les mesures d'apparences non linéaires n'ont pas d'influence importante sur le comportement général et que (2) nous considérons uniquement les maxima spectraux (pics) cor-

respondant à la fréquence imposée pour calculer G^* (exemples de calcul à la figure 4.9a), toutes les mesures sont gardées.

Le module G' augmente en fonction de la fréquence de façon logarithmique, il semble donc pertinent de modéliser la réponse de ce système par un modèle de type Maxwell (voir figure 1.11 à la section 1.2.3.3). Un modèle de Maxwell simple et un double (2 modèles de Maxwell en parallèle) sont représentés (en traits pointillés et traits pleins respectivement) sur la figure 4.9b. Le modèle de Maxwell double rend mieux compte des variations de G' en fonction de la fréquence ce qui, au premier ordre, définit les argiles du Trièves comme un système à deux temps de relaxation. Les modules élastiques résultant de ce modèle varient de 114 kPa à 26 kPa (tableau à la figure 4.9b) et correspondent à la limite asymptotique de G' à haute fréquence. Plus la teneur en eau des argiles est faible, plus son module élastique est important.

A partir de ces modules on peut déduire une valeur de vitesse de cisaillement (équation 2.14 à la section 2.3.3) : $Vs = \sqrt{G/\rho}$ dont les valeurs sont également indiquées à la figure 1.11b. Vs croît de de 3,1 m/s et 7,1 m/s pour des teneurs en eau allant de 0,69 à 0,53.

Le but n'étant pas ici de modéliser le comportement viscoélastique du système argileux mais d'évaluer le module élastique de cisaillement, nous n'étudierons pas le module de perte G'' (réponse visqueuse définie par la partie imaginaire de G^*).

Tests à niveau de contrainte proche de τ_c

Des tests d'oscillations dynamiques, avec des contraintes moyennes (τ_{moy}) différentes et proches de la contrainte critique τ_c ont été réalisés sur quatre échantillons d'argiles à teneurs en eau w différentes, de 0,54 à 0,69. Les tests pour un échantillon à w =0,58 seront présentés en détail, puis les résultats de tous les autres seront exposés ensuite.

Exemple pour un échantillon d'argiles à w =0,58

La figure 4.10a montre un exemple de six tests d'oscillations dynamiques réalisés sur un échantillon d'argiles de teneur en eau w =0,58 (dont la contrainte seuil est évaluée à τ_c= 496 Pa) : trois tests avec des contraintes moyennes telles que $\tau_{\text{moy}} < \tau_c$ (dont l'un à contrainte nulle et les deux autres à 400 et 450 Pa) ainsi que trois tests telles que $\tau_{\text{moy}} > \tau_c$ (500, 550 et 600 Pa). Les amplitudes des oscillations de contraintes sont définies à 20 Pa. Avant d'étudier plus en détails les variations de G' en fonction de la fréquence présentée à la figure 4.10a, nous allons nous pencher plus précisément sur les signaux enregistrés lors de ces tests.

La figure 4.10b expose des exemples d'oscillations pour quatre fréquences (0,17, 0,47, 1,33 et 17,75 Hz) pour le test à contrainte moyenne τ_{moy} = 450 Pa (inférieure à τ_c). A 0,17 Hz un régime très basse fréquence perturbe les mesures de déformations. A plus hautes fréquences (17,75 Hz) la mesure est parasitée par des hautes fréquences. Entre les deux, à 0,47 et 1,33 Hz, les déformations sont plus linéaires avec les contraintes appliquées.

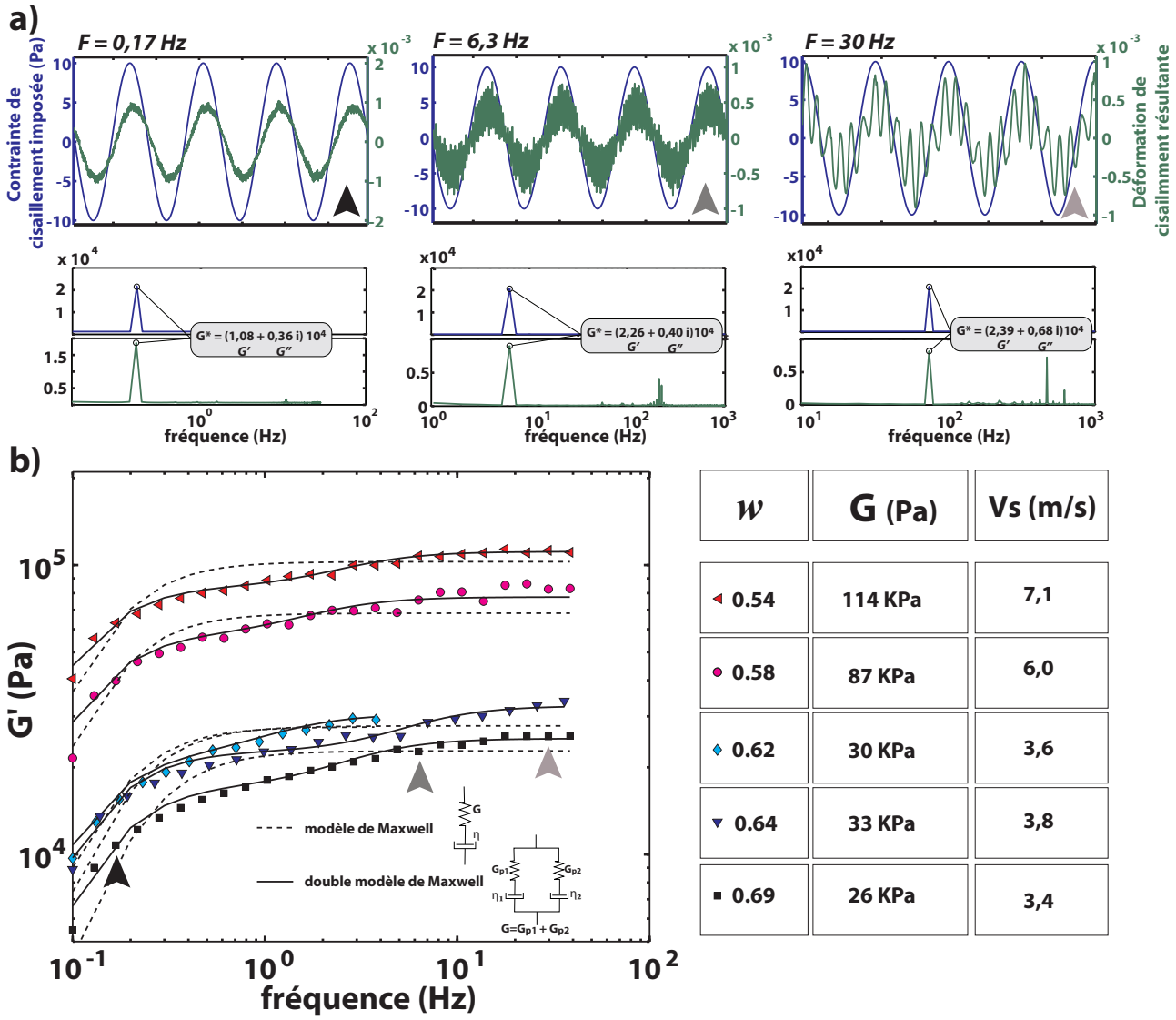


FIGURE 4.9 – a) Exemples d'oscillations dynamiques à contraintes imposées (en bleu) et déformation résultante (en vert) pour 3 fréquences appliquées à l'échantillon de teneur en eau (w =0,69). Leurs spectres respectifs (contrainte-déformation) sont illustrés en-dessous. b) Module élastique de conservation G' entre 0,01 et 50 Hz pour les 5 échantillons d'argiles à teneurs en eau w de 0,54 à 0,69 (Les 3 flèches grisées marquent les exemples d'oscillations de a). Modélisation par un modèle de Maxwell simple et double. La valeur du module élastique G est obtenue par la modélisation du double modèle de Maxwell. Vs est déduit par la relation $Vs = \sqrt{G/\rho}$ ou ρ est la densité des argiles.

La figure 4.10b expose quatre autres exemples d'oscillations pour quatre fréquences (0,1, 0,61, 1,33 et 23 Hz), pour le test à contrainte moyenne supérieure à τ_c : $\tau_{\text{moy}} = 500$ Pa (régime visqueux). Les mêmes non linéarités entre les déformations résultantes et les contraintes appliquées sont observées pour les mêmes gammes de fréquences.

Si pour les valeurs de $\tau_{\text{moy}} < \tau_c$ cette non linéarité ne perturbe pas l'état stationnaire de G' (figure 4.10a), il en va tout autrement lorsque $\tau_{\text{moy}} > \tau_c$ et les fluctuations non linaires de G' donnent des résultats ininterprétables. Deux seuils de fréquences sont alors définis pour lesquels les valeurs de G' ne sont plus prises en compte : entre 0,1 et 1,1 Hz et entre 6 et 50 Hz (zone rouge sur la figure 4.10a). La zone de confiance des mesures (entre 1,1 Hz et 6 Hz) montre une chute brutale des valeurs du module de conservation G' lorsque la contrainte moyenne appliquée est inférieure à la contrainte seuil ($\tau_{\text{moy}} < \tau_c$).

Le module élastique G est donc évalué à l'aide d'un double modèle de Maxwell ajusté uniquement par les mesures situées dans l'intervalle fréquentiel de linéarité, et indiqué dans le tableau à droite de la figure. A $\tau_{\text{moy}} = 0$, on retrouve bien la valeur de G ($G = 84$ Pa) évaluée à 87 Pa dans la section précédente. Pour des contraintes plus importantes (400 Pa et 450 Pa), G augmente légèrement (passe à 123 kPa puis à 138 kPa) avant de brutalement chuter à des valeurs inférieures à 200 Pa lorsque la contrainte moyenne dépasse une valeur qui semble correspondre à la contrainte seuil τ_c.

Les valeurs de Vs sont calculées à partir du module élastique de cisaillement G de la même manière qu'à la section précédente, et sont indiquées dans le tableau de la figure 4.10a. On observe une chute brutale de Vs (de près de 10 m/s à 0,3 m/s) lorsque la contrainte seuil est atteinte, indiquant une fluidification quasi totale de l'échantillon.

Résultats pour des échantillons d'argiles à teneurs en eau différentes

Ces mêmes tests ont été réalisés sur trois autres échantillons d'argiles à teneur en eau : $w = 0{,}54$, 0,64 et 0,69 (figure 4.11a, c et d respectivement). Les résultats de l'exemple cité ci-dessus (à $w = 0{,}58$) sont également représentés à la figure 4.11b. Les contraintes seuils évaluées lors des tests de fluage de la section 4.2.3 sont ajoutées.

On observe une baisse systématique du module élastique G (courbes vertes) et de Vs correspondant (courbes bleues) au niveau des contraintes seuils τ_c préalablement définies.

4.2.5 Evolution du module élastique lors de tests de fluage

Afin d'étudier le comportement du module élastique dans le temps, des tests d'oscillations dynamiques ont été réalisés pour différentes contraintes constantes pendant un temps d'environ une minute. La fréquence des oscillations a été établie à 5 Hz pour laquelle : (1) le régime stationnaire de G' est atteint, (2) les signaux en réponse de déformation sont linéaires avec la contrainte appliquée.

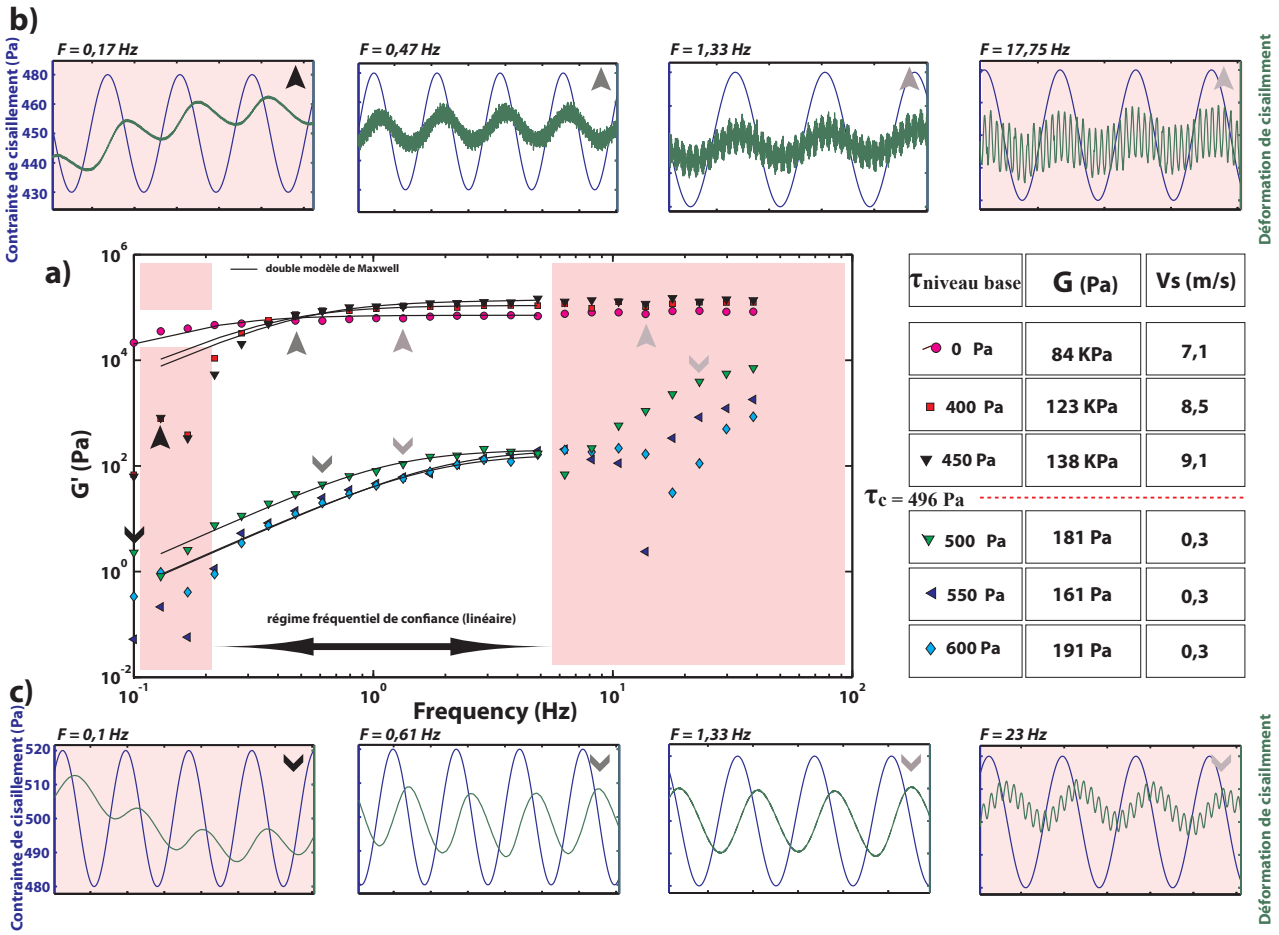


FIGURE 4.10 – a) Module élastique de conservation G' à contrainte nulle puis à contraintes de niveau de base proches de la contrainte seuil τ_c : entre 400 et 600 Pa pour un échantillon d'argiles à teneur en eau w =0,58 ($\tau_c \approx 496Pa$). Modélisation par un double modèle de Maxwell des données situées dans l'intervalle de confiance de linéarité entre la contrainte appliquée et la réponse en déformation. Les valeurs obtenues du module élastique G (déduit du double modèle de Maxwell) et de Vs (déduit de la relation $Vs = \sqrt{G/\rho}$ où ρ est la densité des argiles) sont indiquées dans le tableau. b) Exemples d'oscillations pour le test à τ_{moy} = 450 Pa (juste en-dessous de τ_c) pour 0,17, 0,47, 1,33 et 17,75 Hz. c) Exemples d'oscillations pour le test à τ_{moy} = 500 Pa (juste au-dessus de τ_c) pour 0,1, 0,61, 1,33 et 23 Hz.

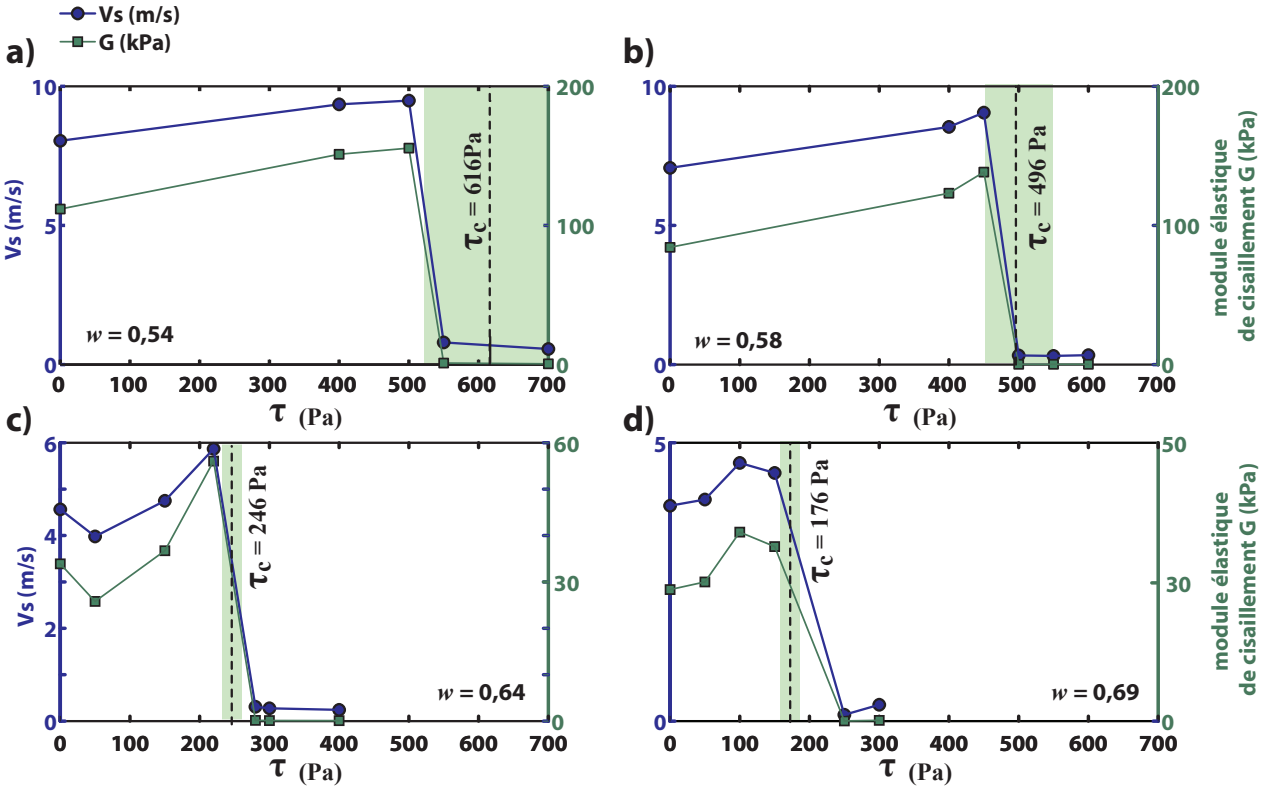


FIGURE 4.11 – Module élastique et Vs en fonction de la contrainte moyenne appliquée pour des argiles à 4 teneurs en eau différentes : w =0,54, 0,58, 0,64 et 0,69 (a,b,c et d respectivement). Une chute du module élastique (et de Vs correspondant) est observée pour une contrainte appliquée proche de la contrainte seuil (les incertitudes sont délimitées par les zones vert pâle).

w	0,78	0,66	0,52
τ_c' (Pa)	120-130	240-250	490-500
τ_c (Pa)	67±20	195±25	680±100

TABLE 4.1 – Tableau comparatif entre les contraintes seuils définies par les tests de fluage, de l'évolution de la viscosité τ_c et du module élastique de conservation (G') τ_c'.

Les figures 4.12a, b et c montrent les résultats obtenus pour trois échantillons à teneurs en eau 0,78, 0,66 et 0,52. Pour l'échantillon d'argiles à teneur en eau w =0,78, six tests de fluage du module élastique ont été réalisés entre 50 Pa et 150 Pa (figure 4.12a). Une transition de la réponse du module élastique de conservation G' est fortement marquée lorsque la contrainte dépasse τ_c' =120/130 Pa et chute d'environ 10 kPa à 50 Pa. Pour l'échantillon d'argiles à teneur en eau w =0,66, six tests ont été réalisés entre 150 Pa et 270 Pa (figure 4.12b). La chute de G' d'un ordre de grandeur (de 10 kPa à 1 kPa), s'opère à une contrainte aux alentours de τ_c' =240/250 Pa. Enfin, la figure 4.12c présente les huit tests réalisés pour l'échantillon d'argiles à teneur en eau w =0,52. La transition du module G' est nettement moins marquée (chute d'environ 5 kPa) pour une contrainte aux alentours de τ_c' =490/500 Pa.

La baisse des modules élastiques de conservation est retardée lorsque la contrainte appliquée est proche de la contrainte seuil. Ce phénomène est particulièrement visible pour les essais sur l'échantillon à forte teneur en eau (w =0,78 et w =0,66) : lorsque la contrainte appliqué est légèrement plus faible que la contrainte seuil, G' tend à monter puis à redescendre légèrement. Au contraire lorsque la contrainte appliquée est juste au-dessus de la contrainte seuil, G' augmente lentement. Tout comme la viscosité, les modules élastiques mettent en évidence le caractère de vieillissement et de rajeunissement des argiles lors de la transition solide-liquide.

Les contraintes seuils τ_c' de ces mesures sont comparées à celles des tests de fluages de la section 4.2.3 (estimées à partir de la relation 4.3), dans le tableau 4.1. Elles semblent correspondre aux contraintes seuils mesurées précédemment mais sont toutes en dehors de la zone d'incertitude. Ces tests de fluage d'évolution du module élastique doivent être considérés comme préliminaires et d'autres tests doivent être réalisés afin de mieu comprendre l'évolution de G autour de la contrainte seuil τ_c.

4.3 Caractéristiques géophysiques des argiles du Trièves

Les études rhéologiques précédentes nous ont permis de définir les variations de la viscosité et des modules élastiques lors de la transition solide-liquide pour des fluides argileux dont la teneur en eau est supérieure à la limite de liquidité définie par les limites d'Atterberg ($w > LL$ =0,44). Des mesures indirectes de vitesses d'ondes de cisaillement Vs ont pu être évaluées à partir des modules élastiques mesurés. Dans cette section nous allons maintenant étudier la propagation des ondes de cisaillement dans les argiles du Trièves dans une gamme de teneur en eau beaucoup plus vaste, recouvrant les domaines liquides et plastiques.

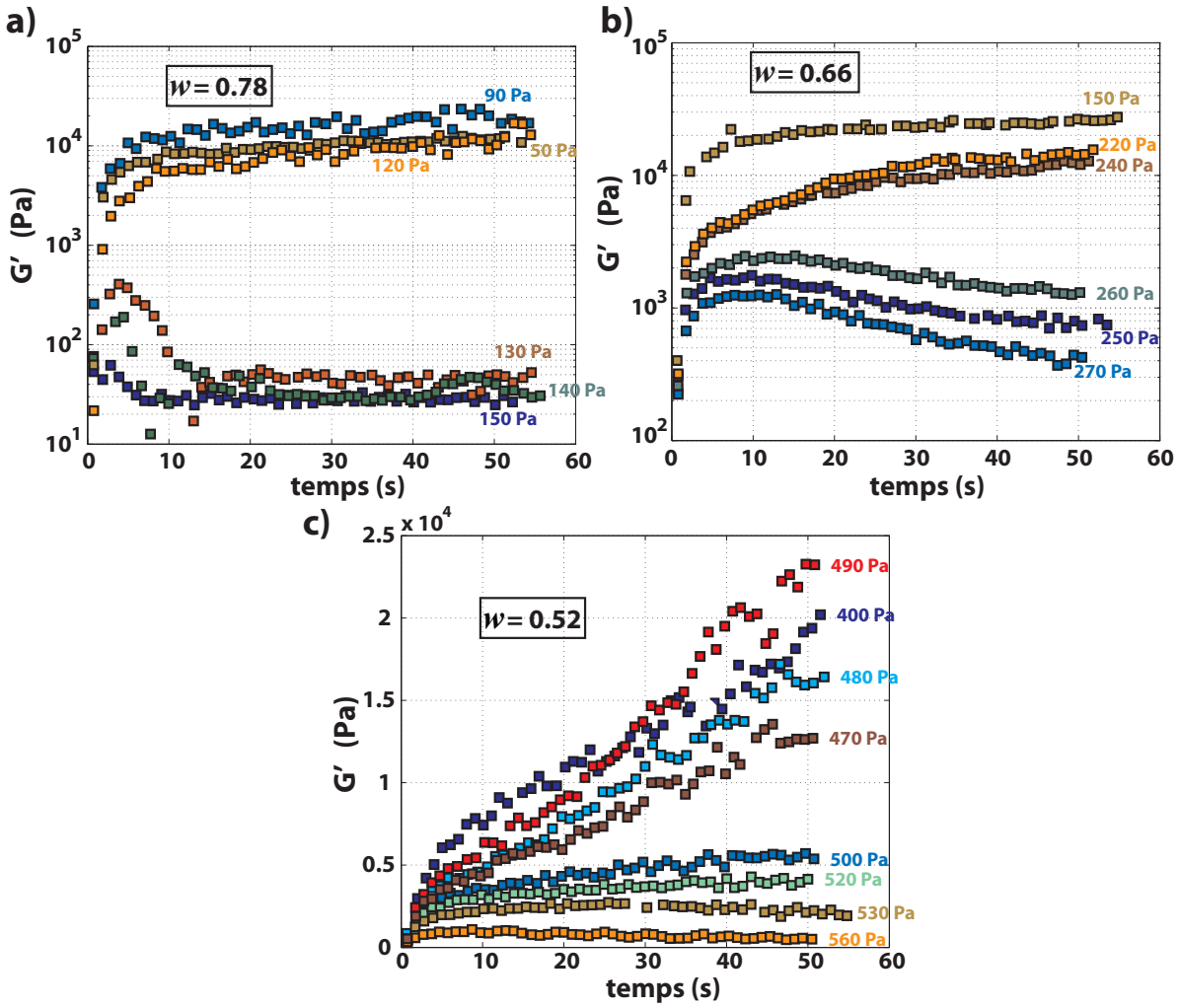


FIGURE 4.12 – Module élastique de conservation G' en fonction du temps à contraintes fixes pour 3 teneurs en eau différentes a) 0,78, b) 0,66 et c) 0,52.

Deux protocoles de géophysique en laboratoire ont été développés pour estimer la vitesse des ondes S à partir de la propagation des ondes de surface (Rayleigh) sur un échantillon d'argiles du Trièves prélevé dans la ravine *Hr* :

- Une première expérience de mesure de Vs en continu (à l'aide d'une source piézo-électrique et de récepteurs accélérométriques) dans le domaine plastique ($0,27 < w < 0,44$), en laissant sécher naturellement une masse argileuse pendant 36 jours .

- Une deuxième expérience de mesure de Vs (à l'aide de la même source piézo-électrique mais d'un vibromètre laser comme récepteur) dans le domaine liquide ($0,45 < w < 0,67$). Ces mesures ont étés ponctuelles dans le temps, le vibromètre laser ne pouvant pas être disponible continûment.

4.3.1 Mesures de Vs avec dispositif accélérométrique (figure 4.13a)

Un bac de 42 cm de largeur, 64 cm de long et 15 cm de profondeur a été rempli avec de l'argile du Trièves saturée et homogénéisée à une teneur en eau proche de la limite de liquidité ($LL \approx 0,44$). Une source piézométrique (type *KPE-126*, exemple d'émission à la figure 5.3 de la section 5.1.2) a été placée au centre, en surface du volume d'argile et génère un signal modulé en fréquence (*sweep* ou *chirp*) entre 400-2000 Hz de durée 1,6 seconde. Les récepteurs utilisés sont des accéléromètres de type 4393V (©Brüel & Kjær) à composante verticale. Les signaux ont été enregistrés par un réseau linéaire de cinq accéléromètres placés à 5, 8, 11, 14 et 17 cm de la source. Tous les canaux sont connectés à des amplificateurs de formes d'onde eux-mêmes reliés à une carte d'acquisition 16-bit (MAGMA) (photos du dispositif et représentation schématique à la figure 4.13a (I) et (II) respectivement). Les signaux ont été générés régulièrement pendant 36 jours lors du séchage naturel de l'argile (toutes les 40 minutes pendant les 18 premiers jours, puis toutes les deux heures pour les 18 jours suivants). Les mesures de teneur en eau ont été conduites périodiquement pendant la durée du test par échantillonnage dans le bac d'argile.

Le signal source est corrélé avec les enregistrements des accéléromètres afin de reconstruire l'onde de surface de Rayleigh (e.g. *Larose et al.* (2007)). Le temps d'arrivée est ensuite défini par le maximum de l'enveloppe du signal. Les vitesses des ondes de surface U_R sont mesurées par régression linéaire de ces maximas (figure 4.13a (IV) et (V)). Considérant ici un milieu homogène, la loi de *Viktorov* (1967) est utilisée pour accéder aux vitesses d'ondes S (voir section 3.2.1, équation 3.2). Compte tenu de la loi empirique selon laquelle les ondes de Rayleigh sont majoritairement sensibles aux propriétés mécaniques du matériau jusqu'à une profondeur d'un tiers de la longueur d'onde (section 3.2.1), les signaux ont été filtrés en conséquence afin de garantir que ces ondes de surface ne se propagent que dans l'argile et ne soient pas sensibles au fond du bac.

On observe que Vs passe de 26 m/s à 122 m/s pour des teneurs en eau w diminuant de 0,4 à 0,27 (figure 4.13a (III)). Vs augmente linéairement avec l'inverse de la teneur en eau.

4.3.2 Mesures de Vs avec dispositif vibrométrique laser (figure 4.13b)

Une seconde expérience a été réalisée sur une masse argileuse au-delà de la limite de liquidité des argiles du Trièves ($w > 0,44$) dans le même bac. Cependant, pour des fortes teneurs en eau, les accéléromètres ne peuvent être aisément maintenus : ils tournent sous l'effet de la torsion de leurs câbles et/ou s'enfoncent sous l'effet de leurs propres poids. Ils ont donc été remplacés par un vibromètre laser de type 8337 (©Brüel & Kjær). Le laser émi est pointé sur la surface du matériau étudié, permettant par interférométrie, de mesurer la déformation générée par la propagation d'ondes en surface (photos du dispositif et représentation schématique à la figure 4.13b (I) et (II) respectivement). N'ayant qu'un seul appareil à disposition, la source a du être déplacée pour chaque mesure de Vs. Huit mesures sont réalisées successivement à des distances variant de 30 cm jusqu'à 5 cm du laser. Pour toute la période de séchage (56 jours), les mesures des vitesses n'ont pu être réalisées que sept fois, Le vibromètre laser n'étant pas disponible continuellement.

De même qu'au test précédent, les vitesses des ondes de surface U_R sont mesurées par régression linéaire des maximas des enveloppes des signaux. Les signaux ont été filtrés entre 100 et 850 Hz au vu de la forte atténuation des ondes à ces hautes teneurs en eau. Pour w =0,6, le rapport signal sur bruit augmente fortement au-delà de 17 cm et l'onde de surface n'est plus perceptible (figure 4.13b (IV)). A plus faible teneur en eau, proche de la limite de liquidité (w =0,44) le signal est moins atténué et le rapport signal/bruit est bon sur tout le long du profil de mesures (figure 4.13b (V)).

Pour une gamme de teneur en eau allant de w =0,68 à w =0,37, Vs augmente lentement de 8 m/s à 25 m/s (figure 4.13b (III)). Ensuite une brusque montée de Vs ce produit pour une teneur en eau $0,37 < w <$0,27 (figure 4.13a (III)).

4.3.3 Discussion et incertitude

Seules deux mesures de l'expérience utilisant le vibromètre laser recoupent celles conduites avec le dispositif accélérométrique et correspondent aux teneurs en eau : w =0,37 et w =0,68. Les deux valeurs de Vs obtenues sont en bonne correspondance pour w =0,68 (Vs≈120 m/s), mais montrent un écart relativement important pour w =0,37 : Vs≈25m/s lors du test à l'aide du dispositif vibrométrique et Vs≈50 m/s lors du test à l'aide du dispositif accélérométrique. Cette différence peut s'expliquer par l'incertitude de la mesure de la teneur en eau. En effet, les teneurs en eau ont été réalisées directement par échantillonnage dans le bac d'argile. Au regard de la longue durée de l'expérience et afin de ne pas trop perturber le milieu, seul un prélèvement a été réalisé à chaque temps et n'est pas forcément représentatif de la teneur en eau moyenne de tout le bac.

Ces résultats seront confrontés ensemble avec les valeurs de Vs obtenues à partir du module élastique de conservation lors des essais rhéologiques et des mesures provenant d'autres études,

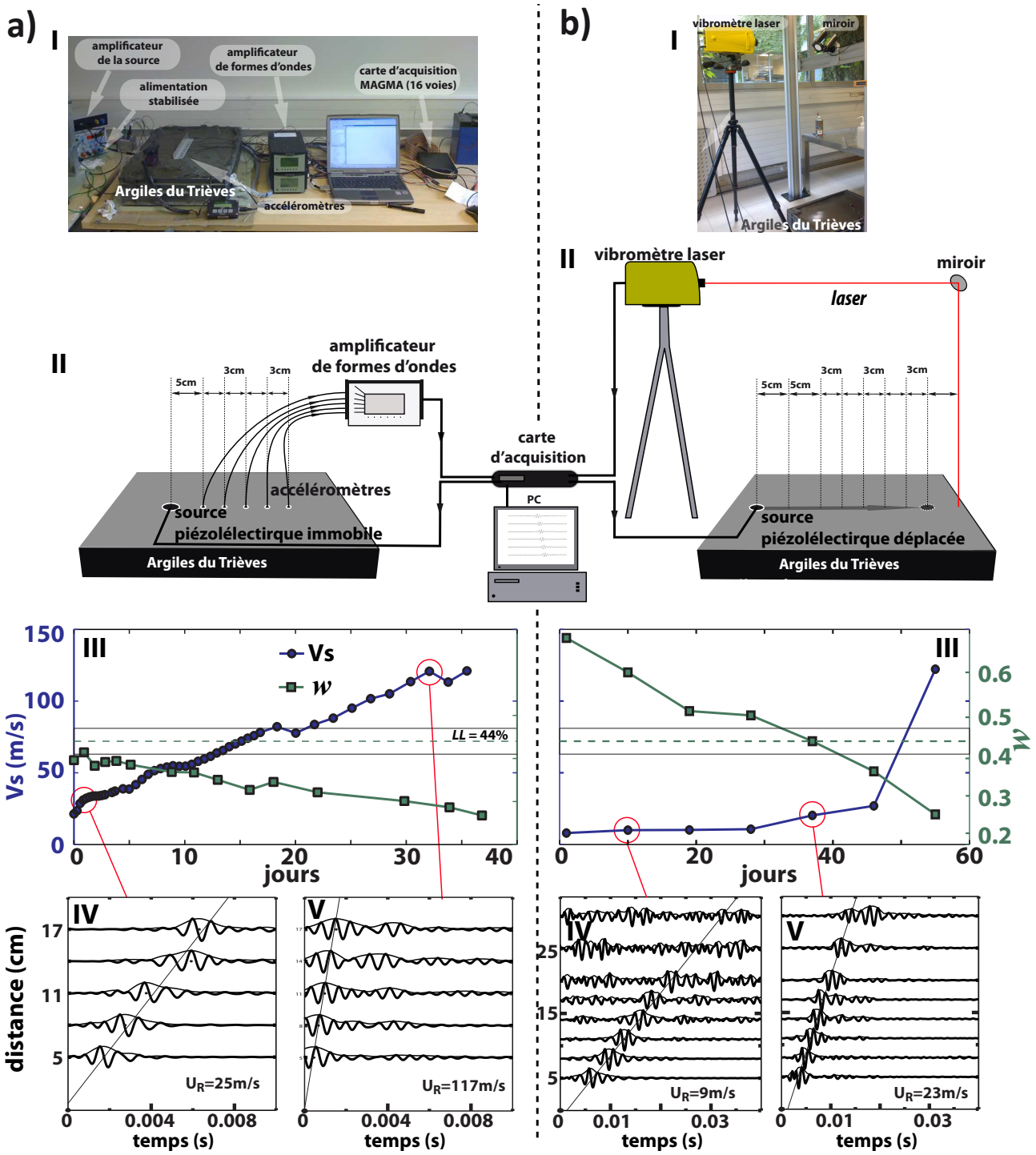


FIGURE 4.13 – Système d'acquisition de propagation d'ondes acoustiques et résultats. (I) vues et (II) schémas simplifiés de l'ensemble des expériences, (III) résultats de Vs et des teneurs en eau w en fonction du temps des expériences, (IV) et (V) exemples de propagation des ondes de Rayleigh pour a) dans le domaine plastique ($0,27 < w < 0,44$), en utilisant les accéléromètres comme récepteurs (36 jours) et b) dans le domaine liquide et plastique ($0,25 < w < 0,68$),en utilisant le vibromètre laser comme récepteurs (55 jours).

dans la section suivante. Nous verrons que deux régimes linéaires de vitesses, lentes et rapides, semblent bien se dissocier et qu'ils sont séparés par la limite de liquidité *LL*.

4.4 Shear-wave velocity as an indicator for rheological changes in clay materials : lessons from laboratory experiments [2]

Résumé

Les formations géologiques riches en argiles sont responsables de nombreux glissements de terrain avec des dynamiques encore mal connues et vivement débattue. L'analyse du mouvement des glissements de terrain montre que les mouvements lents argileux peuvent soudainement s'accélérer et se fluidifier lors d'une augmentation de contrainte interne et/ou de variation de la quantité d'eau (par précipitations ou fonte du manteau neigeux). Cette transition solide-liquide, qui implique une désorganisation du réseau de particules, est accompagnée d'une perte de rigidité qui pourrait éventuellement être contrôlée par la variation des vitesse d'ondes S *Vs*. Pour vérifier cette hypothèse, deux types d'expériences de laboratoire ont été effectuées sur des échantillons d'argile provenant d'une région particulièrement touchée par des glissements de terrain (la région du Trièves, Alpes françaises). Tout d'abord, des tests de fluage et d'oscillations dynamiques ont révélés le comportement thixotrope de l'argile avec une bifurcation de viscosité très prononcée à une contrainte critique τ_c. En relation avec cette réduction de la viscosité apparente, une baisse significative de *Vs* est également observée lorsque la contrainte seuil τ_c est atteinte. Deuxièmement, à contrainte nulle, des expériences de propagation des ondes accoustiques ont montré une diminution rapide et linéaire de *Vs* en fonction de la teneur en eau gravimétrique (w) dans le domaine plastique, et une décroissance beaucoup plus faible dans le domaine liquide. La limite de liquidité géotechnique (*LL*) apparaît à la rupture de pente de la courbe *Vs*-w. Pour des teneurs en eau élevée (domaine liquide), les deux expériences ont donné des résultats cohérents. Ces résultats de laboratoire montrent que des changements rhéologiques en argile peuvent être révélés par les variations de vitesses d'ondes S, offrant la possibilité de suivre la transition solide-liquide de ces matériaux.

Abstract

Clay-rich geological formations are responsible for many landslides, the dynamics of which are still poorly understood and intensely debated. Analysis of landslide motion shows that slow clayey slope movements can suddenly accelerate and fluidize as a result of sudden loading or heavy rainfall. This solid-fluid transition, which involves disorganization of the particle network, is accompanied by a loss in rigidity that could potentially be monitored by S-wave velocity (*Vs*) variations. To investigate this hypothesis, two types of laboratory experiments were performed on clay samples originating from an area affected by numerous landslides (Trièves, French Alps). First, creep and oscillatory rheometric tests revealed the thixotropic behavior of the clay with a highly pronounced viscosity bifurcation at a critical stress τ_c. In relation with this reduction in apparent viscosity, a significant drop in *Vs* is also observed over τ_c. Second, at zero stress,

2. Auteurs : G. Mainsant (ISTerre), D. Jongmans (ISTerre), G. Chambon (IRSTEA), E. Larose (ISTerre), L. Baillet (ISTerre). Publié dans *Geophysical Research Letters* le 6 octobre 2012.

acoustic surface wave propagation experiments showed a rapid linear *Vs* decrease with the gravimetric water content (w) in the plastic domain, and a much lower decay in the liquid domain. The geotechnically-defined liquid limit then appears as a break in the *Vs*-w curve. For water contents in the liquid domain in particular, both experiments gave consistent results. These laboratory results demonstrate that rheological changes in clay can be revealed through *Vs* variations, offering the possibility of monitoring solid-to-fluid transitions in the field.

4.4.1 Introduction

Clay landslides are widespread throughout the world and pose serious problems for land management, because the slide can exhibit a dramatic increase in velocity (from a few cm/y to more than one m/s)(*Van Asch and Malet*, 2009). These acceleration phases, which generally occur during or after heavy and sustained rainfall, are regularly associated with a change in rheology, from a solid to a fluid-like behavior ([*Angeli et al.* (2000) ; *Picarelli et al.* (2005) ; *Eilertsen et al.* (2008)). The solid-fluid transition has aroused considerable interest in physics and soil mechanics and has been the object of significant research efforts (*Coussot et al.* (2005) ; *Van Asch and Malet* (2009)). In soil mechanics, fine-grained soils are usually classified using the so-called Atterberg limits (plastic limit *PL* and liquid limit *LL*), which are the water contents separating the three main states (solid, plastic and liquid) and measured experimentally using standard tests (for details, see Cornforth, 2005, chapter 8). Although the physical interpretation of these empirically-derived limits is still poorly understood, they are widely used in geotechnical engineering and frequently correlated to other engineering properties (*Cornforth* (2005)). However, if the Atterberg limits constitute good indicators of the macroscopic behavior of clay sediments, these parameters are not sufficient to fully understand the initiation and dynamics of landslides.

To gain a deeper insight into the constitutive law of such materials, i.e. the relationship between stress, strain, and strain rate, rheological tests are necessary. The rheological behavior of earthflows and debris flows has been the subject of intense research and debate in the scientific community, with the confrontation between elastoplastic and viscoplastic models (*Iverson et al.* (1997) ; *Ancey* (2007)). In elastoplastic models, fluidization is related to the observed increase in pore water pressure, resulting from water infiltration or internal stress variations (*Iverson* (2005)). In contrast, numerous laboratory experiments performed on water-clay dispersions demonstrated the potential of viscoplastic models for homogenized fine-grained materials, whereas, for poorly sorted materials, the bulk rheology can obey either elastoplastic or viscoplastic models (*Ancey2007*). In clays, rheology is thus usually described by a viscoplastic law (e.g. the Herschel-Bulkley model) in which the solid-to-fluid transition is characterized by a critical, yield stress τ_c (*Huang and Garcia* (1998)). However, in some clays like bentonite, *Coussot et al.* (2002a) showed that this transition can be more complex, and occurs with a viscosity bifurcation. Below the critical stress, the viscosity increases with time and the initial creep eventually stops, while for a slightly higher stress the fluid abruptly starts to flow with finite viscosity. This thixotropic behavior, which results from the competition between aging and shear rejunevation, was also observed in quick clays by *Khaldoun et al.* (2009), who found that the viscosity decreased dramatically during flow, which may explain the unexpected large runout distances of clayey mass

slides.

Unfortunately, viscoplastic parameters for fine-grained soils can only be determined in the laboratory (*Ancey* (2007)) and no in-situ monitoring of these properties is possible at the present time. An alternative is to continuously measure changes in the geophysical parameters characterizing the sliding material behavior. In this respect, recent field and laboratory studies (*Jongmans et al.* (2009) ; *Renalier et al.* (2010)) have shown that the shear wave velocity (*Vs*) is very sensitive to clay deconsolidation (and the corresponding increase in porosity). In case of clay liquefaction, *Vs* should tend to zero. Recently, a significant drop in *Vs* (from 360 m/s to 200 m/s) was measured at the base of a small active clayey landslide (Pont Bourquin, Switzerland), several days before the triggering of an earthslide-earthflow of a few hundred m^3 (*Mainsant et al.* (2012b)). This result opens up promising perspectives in relating geophysical and rheological parameters for landslide prediction.

This paper aims to investigate through laboratory tests the potentiality of *Vs* as an indicator for rheological changes and the solid-fluid transition in clay. The tested clay was sampled in the Trièves plateau (Western Alps, France), at the southern limit of the large Avignonet landslide (*Bièvre et al.* (2011a)). Atterberg limits were measured on 3 samples, yielding a mean value of $LL = 0,44 \pm 0.03$, with a plasticity index of about 0.2. First, parallel-plate rheometric tests were performed at different water contents w in order to determine the viscoplastic behavior of the Avignonet clay. In parallel, the dynamic shear modulus under loading was measured by applying harmonic shear stress variations, in order to be able to relate *Vs* values to rheological parameters. In a second step, *Vs* values at zero stress were measured in saturated clay, with water content ranging from the plasticity limit to over the liquidity limit. *Vs* values were obtained by studying the propagation of surface waves in a clay-filled box. Combining the two series of tests, the *Vs*-w curve was drawn, showing the pertinence of *Vs* for monitoring the clay state over a wide range of porosity values.

4.4.2 Rheometric tests

Rheological measurements on Trièves clay were performed using a 60 mm diameter Bohlin-CVOR rotational rheometer, with a parallel-plate geometry. Before each test, the samples were pre-sheared at a strain rate of 50 s^{-1} for 10 s, and then left at rest for 5 s, to ensure a reproducible initial state. The temperature in the rheometer was fixed at 18 °C. As several phenomena might hinder the repeatability of the rheometric results (*Coussot* (2005)), tests were systematically duplicated to quantify uncertainty. Creep tests, which consist in subjecting the sample to a steady shear stress and monitoring the strain rate induced versus time, were conducted for 8 different water contents (from $w = 0,54$ to $w = 0,72$) over the liquid limit $LL = 0,44$. Tests for $w < 0,54$ were not possible due to the development of heterogeneous deformation and cracking in the samples. Figure 1 shows the creep curves measured at constant stress for four values of w. For $w = 0,54$ (Figure 4.14 a), a clear transition in the mechanical response is observed at a critical shear stress $\tau_c \approx 617$ Pa. Below τ_c, the strain rate systematically decreases (i.e., the apparent viscosity increases) with time and progressively tends to zero (solid behavior).

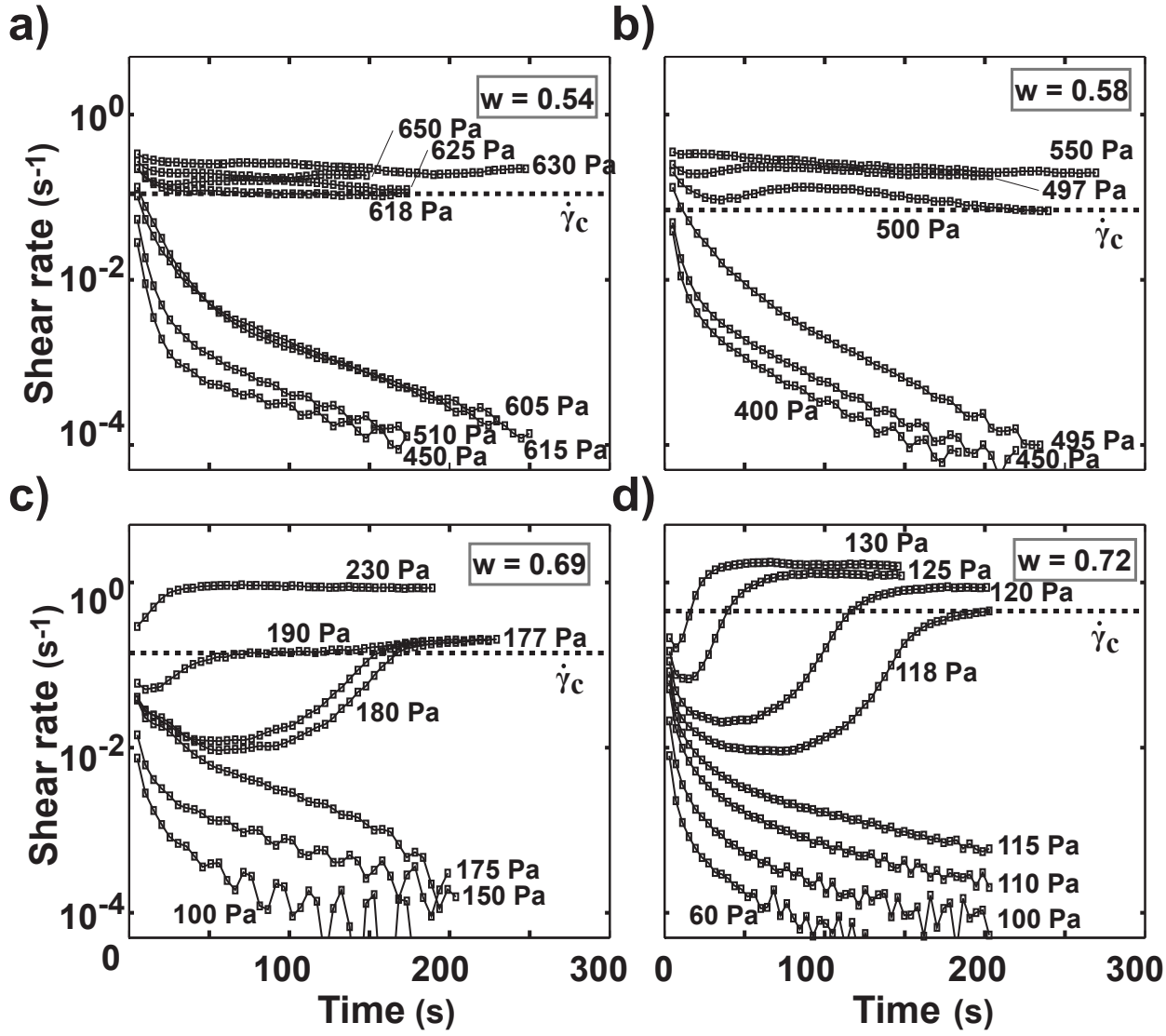


FIGURE 4.14 – Creep tests : time-dependent variation in the strain rate for different imposed values of shear stress (indicated in legend). All tests show a bifurcation in viscosity with values of critical stress τ_c and critical strain rate $\dot{\gamma}_c$ (dashed horizontal lines) varying with water content. a) w=0.54, τ_c=617 Pa,. b) w=0.58, τ_c=492 Pa, c) w=0.69. τ_c=173 Pa, (d) w=0.72, τ_c=116 Pa. Each curve corresponds to a different sample and the pre-shear period is not shown. Oscillations at low strain rate are due to sensor accuracy limit.

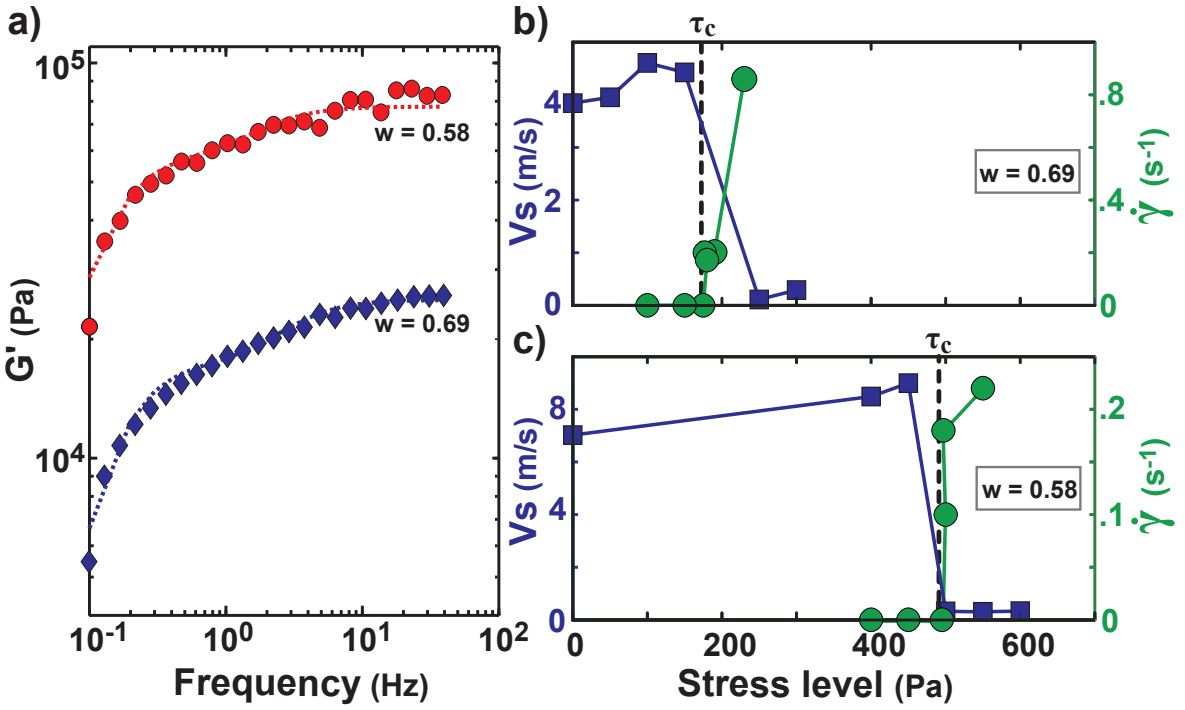


FIGURE 4.15 – a) Real part of the viscoelastic modulus (G') as a function of frequency for two samples at different water contents w=0,58 (red circles) and w=0,69 (blue lozenges) and at steady stress=0 Pa. b) and c) : Values of Vs (squares, oscillatory tests) and steady-state strain rate (circles, creep tests) as a function of imposed stress for the same water contents.

Conversely, above this critical stress, a constant, finite strain rate value is reached after a short time, indicating that the clay undergoes flow. Notably, the asymptotic strain rate displays a marked discontinuity at the transition, jumping from zero to a critical value ($\dot{\gamma_c} \approx 0,11 s^{-1}$). Such an abrupt solid-fluid transition was already observed in other clayey materials and was referred to as a viscosity bifurcation (*Coussot et al.* (2002a), *Khaldoun et al.* (2009)). For a higher water content (w=0.72, Figure 4.14 d), the solid-fluid transition and associated viscosity bifurcation are obtained for a lower critical shear stress τ_c=116-117 Pa, with a critical strain rate slightly higher ($\dot{\gamma_c} \approx 0.45 s^{-1}$). In addition, creep curves for values of shear stress slightly above τ_c exhibit a peculiar behavior : the strain rate first decreases for a short time, before abruptly increasing and reaching its asymptotic level close to $\dot{\gamma_c}$. Hence, the fluidization is delayed, indicating that the disruption of the material depends not only on the applied shear stress but also on the time during which this stress is applied. This is a clear indication of thixotropic behavior (*Roussel et al.* (2004)) in the vicinity of the critical stress. This time-dependent behavior was clearly observed for samples with w greater than 0.58 (Figure 4.14).

For a few w values, a periodic oscillating shear stress (at a given frequency, from 0,1 to 10 Hz) was imposed to samples already subjected to a constant, base level of shear stress (hereaf-

ter denoted steady stress), and the resulting strain was measured. These tests were aimed at assessing the linear viscoelastic shear modulus $G^\star$ of the material, with a sufficiently low stress oscillation amplitude so that the response remains in the linear regime. The complex viscoelastic modulus $G^\star$, defined as the ratio between the stress and strain in the Fourier domain, is classically broken down into $G^\star = G' + iG''$, where the real and imaginary parts G' and G'' correspond to the elastic and viscous responses respectively (*Oswald* (2009)). As shown in Figure 2a (for two different samples at w=0,54 and 0,69), the value of G' increases with the imposed oscillation frequency, and tends towards a constant value for high frequencies. Consistent with most classical viscoelastic models (e.g., the Maxwell model ; *Oswald* (2009)), the high-frequency limit of G' can be considered to be representative of the elastic shear modulus G of the material. Ultimately, oscillatory tests thus enabled the shear modulus of the clay to be estimated for different water contents and levels of steady stress. From G, the shear wave velocity Vs can easily be derived using $Vs = \sqrt{G/\rho}$, where ρ is the density.

Vs and steady-state strain rate values versus imposed stress are plotted together for two values of w in Figure 4.15 b and c, where the critical shear stress determined by creep tests is also shown by a vertical dotted black line. In both graphs, the strain rate increases above τ_c, resulting from the solid-fluid transition already highlighted in Figure 4.14. Concomitantly, the Vs curve shows a dramatic drop above tc, from 4 to 8 m/s to less than 1 m/s. These results show that the solid-fluid transition in the clay samples, which was highlighted through a viscosity bifurcation, is also accompanied by a significant decrease in Vs.

4.4.3 Acoustic surface wave tests

Acoustic tests were performed in order to measure Vs at zero stress for w values ranging from the plastic to the liquid domains. Surface wave experiments were conducted in a 15 cm deep box (42 cm wide, 64 cm long) filled with saturated clay, using two different layouts in order to measure Vs during natural drying of the clay. In the first layout (Figure 4.16 a) a Brüel&Kjære laser Doppler vibrometer was used as a unique receiver. In this setup, the 15 mm-diameter piezoelectric source was manually moved from 30 to 5 cm towards the receiver, as shown in Figure 3a. The source generates a 1,6 s long sweep with frequencies linearly ranging from 400 Hz to 2000 Hz. For high water contents (w over the liquid limit LL), the frequency range was lowered (100-850 Hz) because of the severe wave attenuation. A second series of experiments (layout 2) was conducted with the same piezoelectric source, using a linear array of five accelerometers and a spacing of 3 cm. The closest accelerometer was 5 cm from the source. Because accelerometers sink and rotate in the high water content clay, all measurements with this layout were taken in the plastic domain. By combining the two layouts it was possible to measure Vs over a wide water content range from w=0,27 to 0,68, with an overlap below $LL = 0,44$. For both layouts, the box was filled with homogenized saturated clay with high water content (w=0,68 for layout 1, and close to LL for layout 2). The change in surface wave velocity with w was monitored during the natural drying of the clay.

The porosity ϕ and gravimetric water content w were regularly measured on soil samples. The acquired signals were correlated with the source signal to reconstruct the wave propagation,

similarly to *Larose et al.* (2007). Figures 4.16 b and d show the signals after correlation for w=0.60 and w=0,27 respectively. The main propagating wave is the Rayleigh wave, the frequency content of which decreases with increase in the water content (Figures 4.16 c and e). The Rayleigh wave group velocity (U_R) was measured by picking the times of the maximum of the Hilbert envelope of the signals (Figures 4.16 b and d). Over the whole w range, U_R was found to decay with w, from 121 m/s for w=0,27 to less than 10 m/s for w=0,68. At high water content, the measured P-wave velocity was close to 1500 m/s. In these experiments the clay layer was assumed to be a homogeneous half-space. As clay drying progresses from the surface to the bottom of the box, it was possible for an inverse vertical seismic wave velocity gradient to develop, generating dispersion of the Rayleigh wave and invalidating the clay homogeneity assumption. Dispersion curves for the two signals displayed in Figures 4.16 b and d were computed using the f-k method implemented in the Sesarray package (*Wathelet et al.* (2004) ; www.geopsy.org). In the higher energy range of the spectra, dispersion curves (Figures 4.16 c and e) exhibit a nearly constant phase velocity, which indicates the absence of dispersion in the frequency band of interest. Phase velocity values of 10 m/s and 120 m/s were determined for water contents of 0,60 and 0,27 respectively. These phase velocities agree with the group velocity values determined from the envelope maxima (Figures 4.16 b and d), supporting the non-dispersive characteristic of these waves. The clay half-space hypothesis also requires that the surface wave propagation not be influenced by the box bottom boundary. Considering the rule of thumb that Rayleigh waves are mostly sensitive to the mechanical properties of the material down to a depth of one-third of the wavelength, the penetration for the signals shown in Figure 4.16 was estimated to be 0,6 cm (w=0.60) and 5,0 cm (w=0,27). These values are far below the clay thickness (15 cm), thereby ensuring that the waves propagate within the clay only.

For consistency, the Rayleigh wave group velocity U_R was determined in a given narrow wavelength range in order to investigate the same clay thickness. Signals were band-pass filtered with a central frequency chosen so as to obtain a common wavelength of about 5 cm over the whole w range (0,27-0,60). The S-wave velocity (Vs) was then deduced from U_R using the approximate relation proposed by *Viktorov* (1967) :

$$Vs = U_R \frac{1+\nu}{1.12\nu + 0.87} \tag{4.5}$$

where the Poisson coefficient ν is given by the equation

$$\nu = \frac{(\frac{Vp}{Vs})^2 - 2}{2[(\frac{Vp}{Vs})^2 - 1]} \tag{4.6}$$

As Vs appears in both equations, an iterative process with an initial value of 0,49 for the Poisson coefficient was used to determine Vs.

4.4.4 Discussion

Vs measurements obtained at zero stress from all experiments are merged in Figure 4.17, which also shows three Vs values previously measured by *Renalier et al.* (2010) in a triaxial cell at zero stress, using bender elements in the same clay. Although four independent sets of data

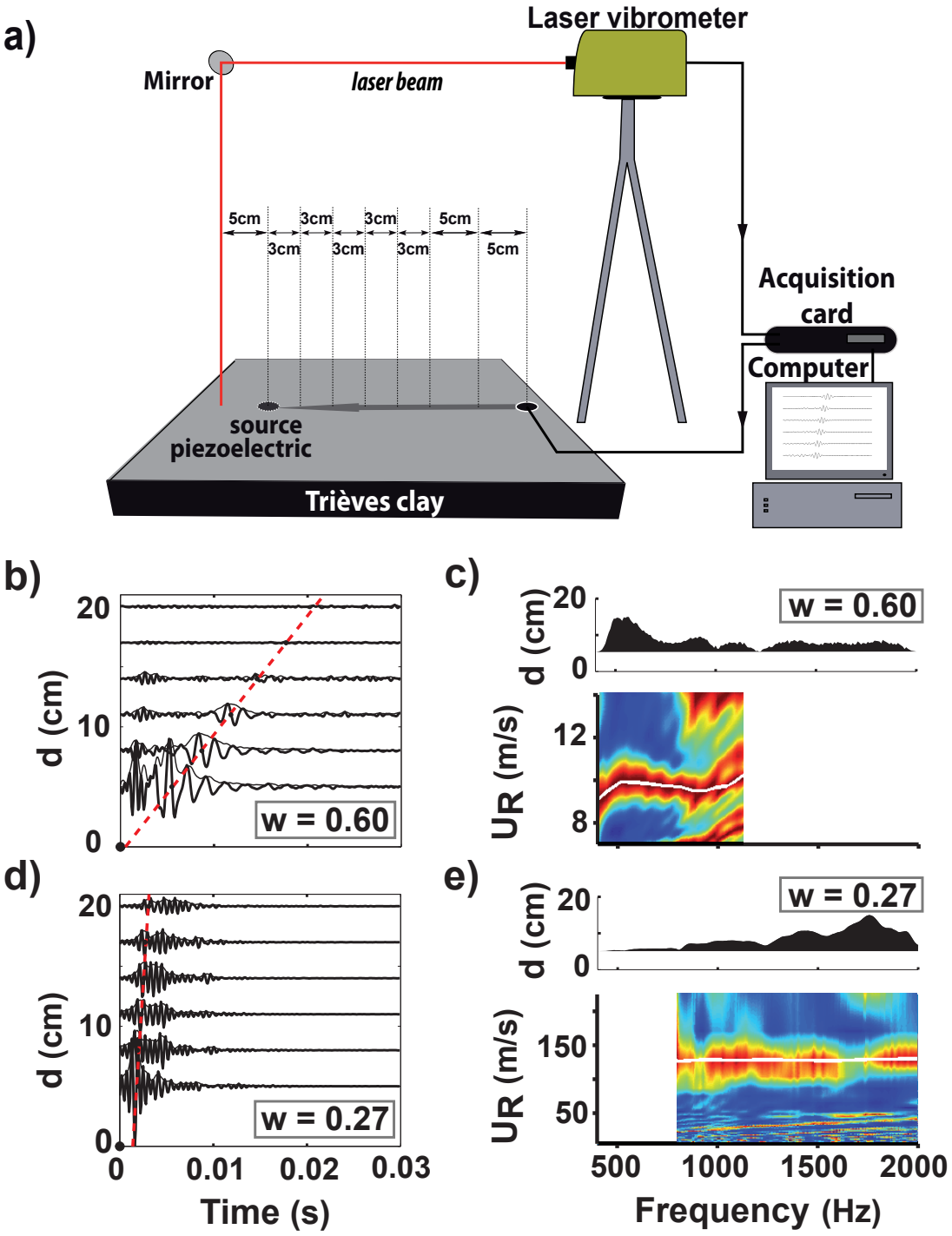


FIGURE 4.16 – Acoustic surface wave experiments conducted in a clay-box a) Layout 1 with a moving piezoelectric source and a fixed laser Doppler vibrometer. b) and d) Signals measured with a laser vibrometer for water contents w=0,6 and 0,27 respectively. c) and e) Corresponding Rayleigh wave dispersion curves (group velocity U_R) and normalized Fourier spectrum for the signal located 5 cm from the source. In b) and d) the mean group velocity for Rayleigh wave U_R is given by the dashed line joining the times of the maximum of the signal Hilbert envelope b) U_R=9,9 m/s ; d) U_R=121,1 m/s

(acoustic tests with two types of receiver, rheometric oscillatory tests and *Vs* measurements in triaxial cells) have been used for building the curve, all *Vs* values are consistent.In particular, data obtained with the laser vibrometer, which span the whole investigated range of w, are in good agreement with the measurements coming from other techniques. Data obey two linear laws : in the plastic domain, a strong decrease in *Vs* with w is observed from w=0,27 to about 0,43, followed by a lower decay in the liquid domain (from w=0,43 to 0,69). The slope break between these two linear regimes occurs for w=0,43, which is in the range of the *LL* $(0,44 \pm 0,03)$ defined by geotechnical tests. Linear regression models were fitted on the two parts of the curve, yielding *Vs* decrease rates of 7,09 and 0,28 in the plastic and liquid domains respectively. In particular, the laboratory-determined *Vs* values in the plastic domain are also consistent with in-situ shallow measurements ($Vs = 120$ m/s for w =0,33) performed in the Avignonet landslide (*Renalier et al.* (2010)).

In the liquid domain ($w > LL$), effective fluidization of the material occurs only above a critical stress, as clearly revealed by creep tests. As shown in Figure 4.17 b, the value of critical stress τ_c regularly decreases with w, approximately according to an exponential law, as previously proposed by *Coussot and Boyer* (1995). *Vs* values measured by oscillatory tests are shown in the same figure. They exhibit both a regular decrease with w, consistent with Figure 4.17 a, and a sharp decrease above the critical stress τ_c, when the clay undergoes flow. These results demonstrate that *Vs* significantly varies with rheological changes in the clay, presumably resulting from the disorganization of the particle network. First, the liquid limit *LL*, which is empirically determined through standard laboratory tests, corresponds to a dramatic change in the *Vs* decay rate with w. Second, the clay fluidization occurring above a critical shear stress is associated with a significant drop in *Vs*. Hence, these results suggest that rheological changes in clayey landslides could be tracked by monitoring *Vs*, provided that the transition mechanism observed in rheometric tests also occurs under real confining conditions. Indeed, in-situ experiments conducted in the Avignonet landslide showed a significant *Vs* increase with depth (and confining pressure), from 120 m/s at the surface to about 400 m/s at 40 m depth. Viscoplastic rheology models, such as the Herschel-Bulkley law, imply that the clay flows once the critical yield stress has been exceeded at the base of a plug layer, the thickness of which is controlled by the clay properties and the slope (*Huang and Garcia*, 1988). However, although no specific laboratory tests were performed to investigate the solid-fluid transition in confined conditions, it is likely that this phenomenon also generates a decrease in *Vs* in the fluidized layer. This assumption is supported by recent seismic measurements conducted in the clayey landslide of Pont Bourquin, Switzerland (*Mainsant et al.* (2012b)), which was equipped with continuously recording seismic sensors during spring and summer 2010. An earthslide-earthflow, which occurred in mid-August 2010, was preceded a few days before by a significant decrease in *Vs* (from 360 m/s to 200 m/s) in a 2m thick layer located at the identified earthslide base (10 m depth). This result suggests that the time-dependent variation in this parameter could effectively be a valuable precursor for earthflows.

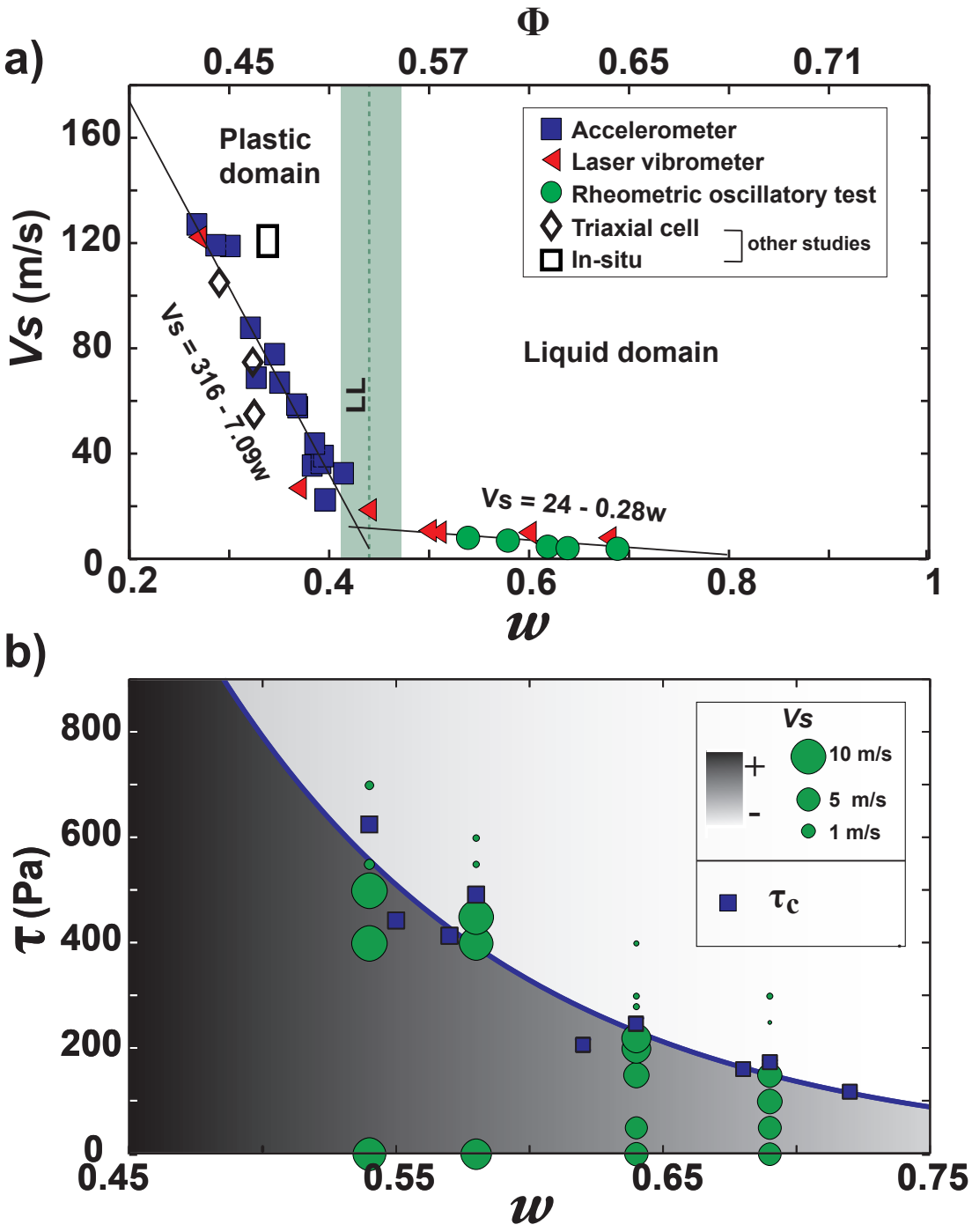


FIGURE 4.17 – a) Vs as a function of water content w and corresponding porosity ϕ at zero stress for the five types of experiment (see text for detail). The liquid limit LL is shown with its uncertainty by a shaded bar. Linear regression lines are drawn for the two domains (plastic and liquid). b) Critical stress τ_c (blue squares) as a function of w. The blue line is the exponential law fitting the τ_c data. Vs values measured at specific water content for different shear stress values are shown with green circles, the diameter of which increases with Vs magnitude. The darker the shadowing the higher the Vs value, qualitatively.

4.4.5 Conclusions

The solid-fluid transition in the Avignonet clay was studied using rheometric tests during which the shear wave velocity Vs was monitored through oscillatory tests. A dramatic rheological change, associated with a viscosity bifurcation, was observed at critical shear stress values varying with the water content. This change was shown to be accompanied by a severe drop in Vs above the critical shear stress. These laboratory results, which link rheological and seismic velocity changes, highlight the potential benefits of Vs for monitoring the solid-fluid transition in clay, as recently shown in the Pont Bourquin landslide. The study of the variation in Vs with water content w at zero stress also suggests that the so-called liquid limit LL, experimentally defined in geotechnical engineering for separating the plastic and liquid domains, corresponds to a dramatic change in the decay rate of Vs. All the laboratory tests performed in this study have shown that Vs is a pertinent parameter for monitoring the clay mechanical state changes, opening up prospects for monitoring clayey slope fluidization. Given that a long observation time could be required before an earthflow occurrence, solid-fluid transitions will be studied during flume tests in order to better understand the Vs variations precluding this rheological change.

acknowledgments

The authors wish to thank G. Cougoulat, A. Richard, L. Darras and B. de Cacqueray for their help in installing the experimental set-up. The authors also acknowledge financial support from VOR and the French ANR project SISCA.

Chapitre 5

Modélisation analogique (plan incliné)

Dans le chapitre précédent, nous avons mis en évidence les variations de vitesse des ondes S (Vs) dans un bac d'argile pendant son séchage à température ambiante. A l'aide des mesures rhéométriques, nous avons également observé la diminution du module élastique de cisaillement lorsque la contrainte seuil est atteinte (et Vs correspondant). Dans ce chapitre nous allons simuler à échelle réduite un glissement d'une masse argileuse homogène, pour des teneurs en eau variables, en la mettant sous contraintes à l'aide d'un plan incliné.

Dans un premier temps, tous les appareils de mesures installés sur le plan incliné seront décrits. Ensuite les étapes d'amélioration du système d'acquisition des ondes de cisaillement, en fonction des problèmes rencontrés lors de l'écoulement de la masse argileuse, seront présentées. Le développement de cette expérimentation a entièrement été réalisé dans le cadre de ce travail. Les résultats de deux essais complets réalisés pour deux teneurs en eau ($w = 57\%$ et $w = 68\%$) seront exposés en détail. Nous finirons ce chapitre par une étude de la dynamique de la masse argileuse au repos et de l'influence de la propagation des ondes sismiques sur l'état structurel des argiles.

5.1 Installation et préparation des essais de plan incliné

Le canal utilisé mesure 1 m de longueur et 55 cm de largeur (figure 5.1). Il est incliné à l'aide d'un moteur MDrive23 (©IMS) pas à pas, asservi en vitesse et contrôlé depuis ©MATLAB. La masse argileuse est préparée en mélangeant des argiles du Trièves avec de l'eau pompée dans les forages du site d'Avignonet, afin de prévenir un déséquilibre physico-chimique. Le mélange est mixé jusqu'à obtention d'un matériau homogène (figure 5.2 a). Les teneurs en eau sont mesurées ultérieurement aux expériences par le même procédé qu'au chapitre 4 (échantillonage / séchage / pesage).

Les expériences sont suivies par trois capteurs de hauteurs (figure 5.1d), un inclinomètre et une caméra (figure 5.1a et b). Le système d'acquisition des ondes acoustiques est identique à celui utilisé dans le chapitre 4, comprenant quatre accéléromètres branchés à un amplificateur de forme d'onde (figure 5.1c) et une source d'émission piézométrique. Mise à part la caméra, tous les systèmes d'acquisition sont branchés à la carte d'acquisition MAGMA et enregistrés en quasi-continu (trois mesures par minute environ) durant les tests par une interface ©MATLAB.

Un bord en polystyrène condensé est positionné sur le bord gauche du canal pour réduire la largeur du glissement et positionner les accéléromètres (figure 5.1f). Une grille est fixée au fond du plan incliné pour prévenir tout glissement sur cette surface. Lors de tous les essais, la masse argileuse mise en place sur le plan incliné, est de mêmes dimensions : 10±1 cm de hauteur (la surface étant irrégulière), 35 cm de largeur et entre 50 et 70 cm de longueur (le pied du glissement étant irrégulier et de géométrie variable suivant les teneurs en eau de l'argile).

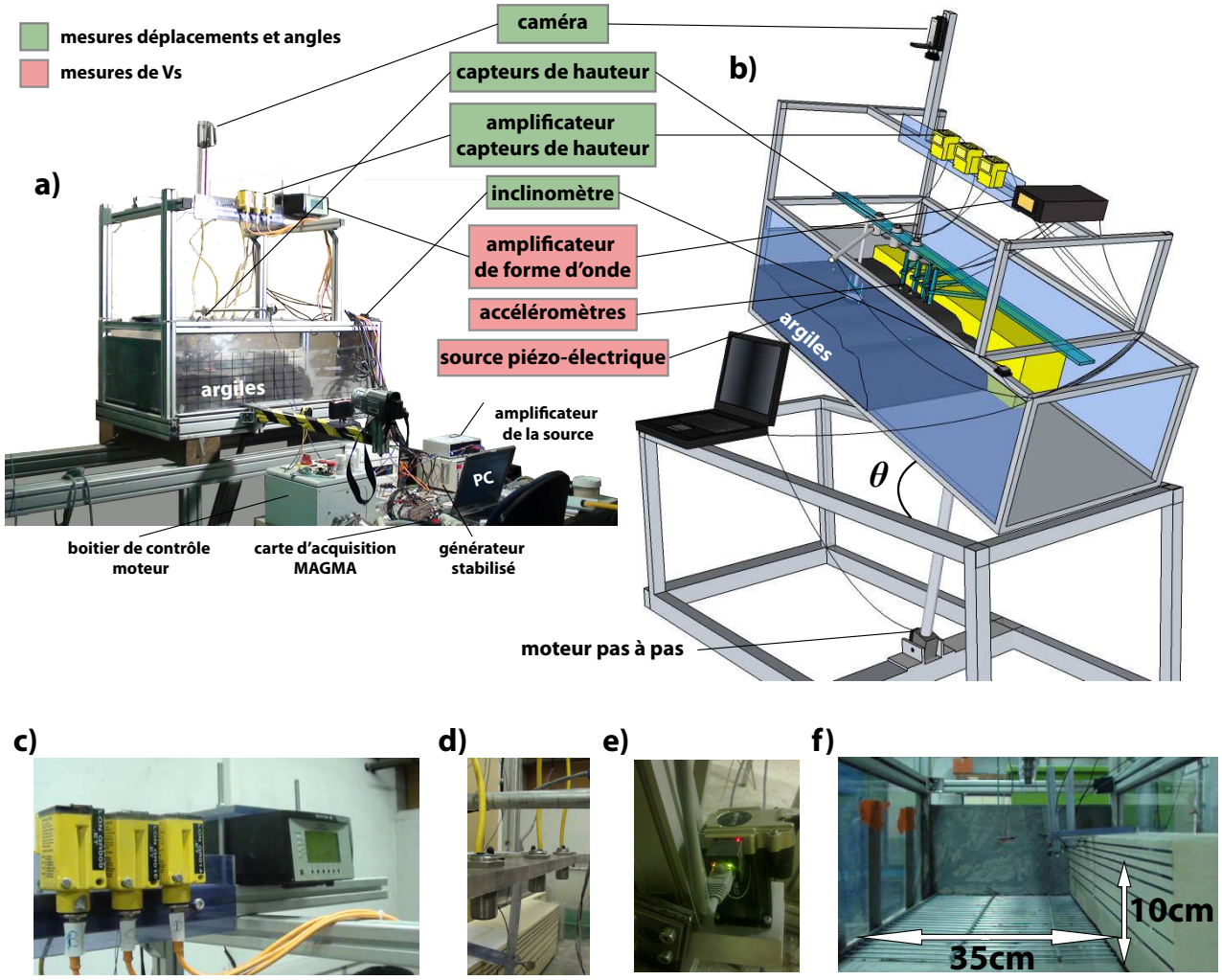


FIGURE 5.1 – Appareillage du plan incliné. a) Photographie générale du plan à l'horizontale et b) schéma du plan incliné et de ses appareils de mesures. c) Amplificateurs des capteurs de hauteur et amplificateur de forme d'ondes des signaux accélérométriques. d) Capteurs ultrasoniques de hauteur. e) Moteur pas à pas MDrive23. f) Vue de l'aval du plan incliné et dimensions du glissement.

5.1.1 Mesure des déplacements et des inclinaisons

Caméra et mesures des déplacements en surface

Une caméra est installée à environ 90 cm au-dessus du plan incliné, à la verticale (figure 5.1 a et b). Elle permet de suivre le déplacement des traceurs surfaciques (punaises de couleurs) durant toute la durée de l'expérience et de visualiser l'évolution de l'état de surface. En outre, elle filme une horloge analogique synchronisée avec l'horloge de l'ordinateur, permettant de relier les informations acquises visuellement avec toutes les autres données enregistrées via la carte d'acquisition MAGMA.

Afin de vérifier l'effet de distorsion de la caméra sur l'image, un damier (de carrés de 2 cm) a été photographié par la caméra (figure 5.2 b). Un damier (carrés de 8 cm de côté, en rouge sur la figure) a été dessiné sur l'image et centré sur la photo (au niveau du carré rosé). Les lignes des deux damiers se confondent sur toute la surface de l'image indiquant ainsi que les distances mesurées à l'aide des images prises par la caméra sont correctes sur toute la surface du glissement.

Les déplacements ont été étudiés à l'aide du logiciel *Avimeca*[1]. Il permet, à partir d'une vidéo, de pointer des cibles précisément sur les images choisies. Pour tous les déplacements des différents tests, les traceurs sont pointés toutes les 100 secondes et les déplacements interpolés par la suite.

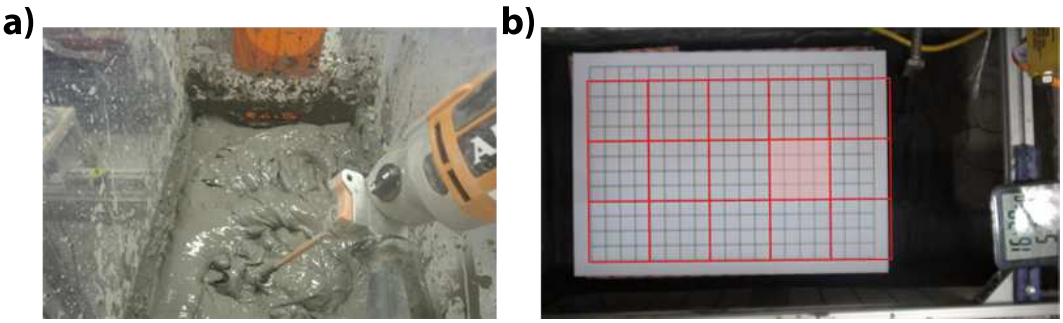


FIGURE 5.2 – a) Mélange des argiles du Trièves avec l'eau récupérée sur le terrain. b) Prise de vue de la caméra située en haut du glissement d'un damier de carrés de 2 cm de côté. Dessin d'un damier de 8cm de côté centré au milieu de la photo.

Capteurs de hauteur

Les capteurs de hauteur utilisés sont des détecteurs ultrasoniques (figure 5.1d) avec amplificateur déporté (figure 5.1c) Q45UR (©BANNER). Ils permettent de mesurer une variation

1. le fichier vidéo ne doit pas dépasser 1 Go, le format accepté est l'.avi (codec *Cinepack*). La vidéo est donc rééchantillonnée à 5 frames par seconde (à l'aide du logiciel *SUPER*) et ensuite encodée avec le codec *Cinepack* (à l'aide du logiciel *Free Video Converter*).

relative de distance, mesurée par le temps aller-retour d'une onde ultrasonique envoyée par le capteur et réfléchie sur la surface, comprise entre 5 et 25 cm, avec une résolution de 0,2% et 0,4% respectivement. La résolution latérale de mesure augmente avec la distance de la cible (entre 4 mm et 10 mm). La réponse en tension V_{ch} des capteurs est linéaire avec la hauteur H en mm : $H(mm) = \mathrm{c}_1.V_{ch} + \mathrm{c}_2$ dont les coefficients sont déterminés par calibration à l'aide de cinq cales d'épaisseur connue.

Trois capteurs (A, B et C) [2] ont été placés au-dessus du centre de la masse argileuse et espacés de 10 cm (figure 5.1d). Ils ont été installés sur une barre de plexiglas translucide afin de ne pas gêner les prises du vue de la caméra située au-dessus et mesurent la variation relative d'épaisseur de la masse argileuse.

Inclinomètre

Un inclinomètre de type CXTA01 (©MEMSIC) a été installé sur le bord droit du plan incliné (figure 5.1a et b). Il s'agit d'un accéléromètre micro-usiné capable de détecter l'inclinaison par rapport à la gravité et qui répond par une tension V_{incl}. L'angle mesuré (θ) vaut : $\theta = [V_{incl} - V_{ref}]/\mathrm{S}$, où V_{ref} et S sont respectivement la réponse à angle nul et la sensibilité. Ces valeurs sont calibrées pour chaque unité par le constructeur [3].

Sur toute la gamme d'angle mesurable ($\pm$ 75°), la réponse de l'inclinomètre n'est linéaire que jusqu'à 20° avec une incertitude de 0,03° (données constructeur). Un test réalisé avec un niveau d'angle numérique confirme cette non linéarité au-delà de 20°. A l'aide de celui-ci (précision : dizième de degré), un calibrage par loi polynomiale sur une gamme large d'angle est effectué ($\pm$ 50°). Il a l'inconvénient d'augmenter l'incertitude entre 0° et 20° mais celle-ci reste suffisamment faible pour nos travaux (inférieure à 0,3°). L'angle (θ_{corr}) est ainsi évalué par rapport à l'angle mesuré (θ_{mes}) : $\theta_{\mathrm{corr}} = 1,171 + 0,8876\theta_{\mathrm{mes}} + 0,0046\theta^2_{\mathrm{mes}}$.

5.1.2 Mesure de Vs

La mesure des vitesses des ondes S est réalisée avec la même méthode que celle exposée à la section 4.3. Le signal source modulé en fréquences (*sweep* ou *chirp*) de durée d'une seconde est corrélé avec les enregistrements des accéléromètres afin de reconstuire la propagation de l'onde de Rayleigh. Le temps d'arrivée est ensuite défini par le maximum de l'enveloppe du signal. Les distances étant connues, une valeur de vitesse de groupe des ondes de surface est alors obtenue. Considérant ici un milieu parfaitement homogène, la loi de *Viktorov* (1967) est utilisée pour déterminer la vitesse des ondes S (voir section 3.2.1, équation 3.2).

Plusieurs tests à émission de *sweep* pour différentes bandes fréquentielles : 30-200 Hz, 300-600 Hz (non exposés ici) ont été réalisés et ne montrent aucune variation de vitesse, confirmant ainsi l'hypothèse du milieu homogène non dispersif. Les signaux émis lors des expériences ont

2. Leurs coefficients de calibrage sont pour A : $\mathrm{c}_1 = 15,0066$ et $\mathrm{c}_2 = -65,6678$, pour B : $\mathrm{c}_1 = 14,5589$ et $\mathrm{c}_2 = -62,6218$ et pour C : $\mathrm{c}_1 = 14,2828$ et $\mathrm{c}_2 = -62,5213$.

3. 2,406V et 34,726 V/rad pour V_{ref} et la sensibilité S respectivement.

des modulations fréquentielles semblables (100-800 Hz, 100-1000 Hz et 100-700 Hz). Toutes les corrélations présentées dans ce chapitre seront filtrées entre 100 (limite d'émission fréquentielle des sources piézo-électriques) et 600 Hz (limite d'atténuation fréquentielle dans des argiles à forte teneur en eau). Cette bande fréquentielle concorde avec une bonne réponse des sources piézo-électriques utilisées et permettent d'investiguer toute l'épaisseur de la masse argileuse.

Différentes configurations du dispositif d'acquisition des ondes S ont été testées (section 5.1.3) afin de déterminer la plus adéquate. Les récepteurs sont restés identiques tandis que le type de source a évolué.

Sources

Lors des premières expériences, nous avons utilisé la même source piézo-électrique(*KPE-126*) que pour les expériences sur le bac d'argile (section 4.3) . La figure 5.3a montre deux exemples d'enregistrements à inclinaison nulle : l'un avec le moteur éteint, le second avec le moteur allumé. Si le signal est correctement enregistré lorsque le moteur est éteint (comme pour les expériences précédentes du chapitre 4), le bruit du moteur allumé domine le signal. La corrélation entre ces deux différents signaux et la source montre que l'onde de surface est reconstruite proprement dans le premier cas mais qu'aucun signal n'émerge lorsque le moteur est allumé (figure 5.3a (IV) et (V)). Ce bruit, très large bande, est difficilement filtrable et d'autres sources plus puissantes ont été testées.

Nous ne montrerons ensuite que les résultats pour les deux sources piézo-électriques qui ont été les plus utilisées lors des tests préliminaires : elles sont de diamètres identiques (5 cm), la première est recouverte d'une coque en plastique type *buzzer* (*KPE-135*) mais pas la seconde (*KPS-100*).

- Un exemple de signal émis par un source piézo-électrique *KPE-135* est montré à la figure 5.3b (I) et son spectre est comparé au spectre de la source émise (II). Le rapport signal sur bruit est bien meilleur qu'avec le *KPE-126* et les hautes fréquences sont atténuées, la coque en plastique jouant le rôle d'un filtre passe-bas. La corrélation entre le signal et la source montre toutefois que l'onde de surface peut être correctement reconstruite (III). Cependant une diaphonie apparait fréquemment (IV). Elle est reconstruite dans la corrélation au temps 0. Si dans cet exemple, l'onde de surface semble émerger (zoom), dans la plupart des cas la diaphonie recouvre le signal et la corrélation devient ininterprétable. L'origine de cette diaphonie n'a pas pu être clairement définie : elle pourrait être dûe à un problème de connexion de la source piézo-électrique et/ou aux conditions d'humidité du milieu d'étude.

- Un source piézo-électrique *KPS-100* a été utilisée par la suite et un exemple d'enregistrement est montré à la figure 5.3c (I). L'amplitude du signal est plus importante et le bruit n'est quasiment plus perceptible. Le spectre du signal montre une bonne réponse fréquentielle par rapport à celle de l'émission (II) et la corrélation obtenue entre le signal et la source permet de reconstruire proprement l'onde de surface (III). Cette source

piézo-électrique, sans coque, est directement en contact de l'argile et permet un transfert du signal dans la masse argileuse de meilleure qualité et une plus grande distance entre la source et les récepteurs. En revanche, sans point d'accroche, ce type de source piézo-électrique ne peut pas être maintenu au sein de la masse argileuse lorsque celle-ci commence à couler.

Récepteurs

Les récepteurs d'ondes acoustiques utilisés sont des accéléromètres de type 4393V (©Brüel&Kjær), identiques à ceux utilisés au chapitre 4. Le vibromètre laser (présenté au chapitre précédent) n'a pas pu être disponible. Différents dispositifs ont alors étés conçus pour maintenir les accéléromètres dans la masse argileuse.

5.1.3 Dispositifs d'acquisition d'ondes de surface

Un des principaux problèmes rencontrés durant cette étude expérimentale a été de trouver un dispositif adéquat de positionnement du système source-récepteurs pour la mesure des ondes de surface. Les différents essais réalisés vont être passés en revues en mettant en évidence les améliorations techniques apportées.

Dans une première étape, des tests préalables de propagation d'ondes entre une source située sur un bord et les récepteurs en face de celui ci sur l'autre bord du glissement ont été réalisés (non présentés ici). Ce dispositif est analogue à l'installation mise en place pour l'étude sismique réalisée sur le glissement de Pont-Bourquin (section 6.4) et facilite le positionnement de la source et des récepteurs. Les différences d'impédances entre les bords testés (argiles sèches et polystirène condensé) et la masse argileuse à forte teneur en eau sont trop importantes. On peut estimer le contraste d'impédance d'environ un ordre de grandeur entre les argiles sèches et les argiles humides, causé essentiellement par un contraste élevé des vitesses des ondes S dans ces deux milieux. De plus, cette configuration oblige à rétrécir la largeur du glissement (en raison de la forte atténuation des ondes dans l'argile au-dessus de la limite de liquidité), augmentant ainsi les effets de bords et rendant plus difficile l'interprétation cinématique de la coulée et de son déclenchement.

Pour tous les tests, il a donc été décidé de placer la source ainsi que les capteurs à la surface même de la masse argileuse. Deux dispositifs différents ont été étudiés et sont présentés par ordre chronologique de leurs réalisations : une configuration où la source et les récepteurs sont maintenus immobiles par différents supports lors du glissement et une configuration mobile où la source et les récepteurs ont été laissés libres à la surface de la masse argileuse. Dans ce cas les distances relatives ont été mesurées par la même méthode que les traceurs de surface (pointage des déplacements à l'aide du logiciel *Avimeca* des images filmées par la caméra).

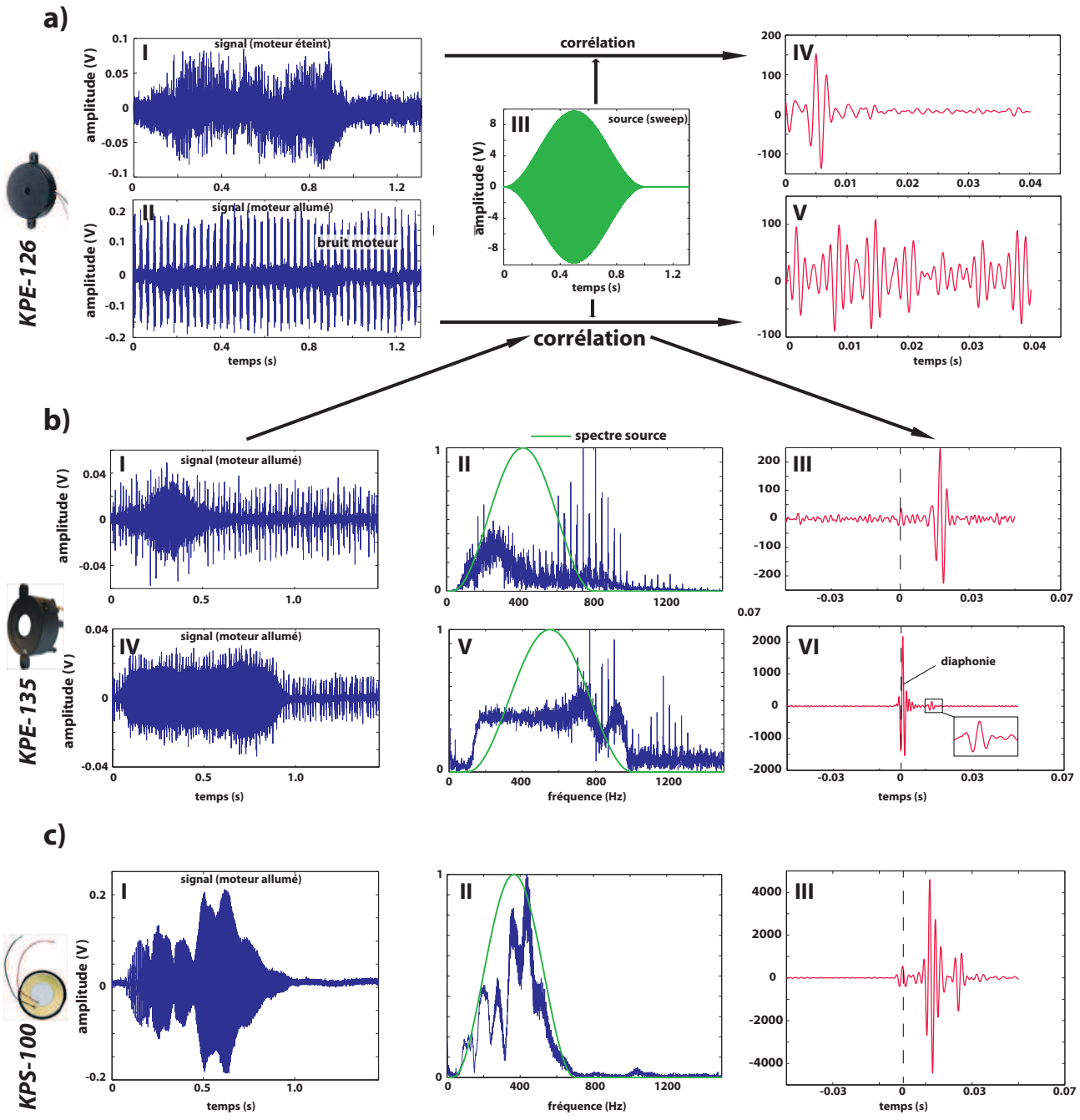


FIGURE 5.3 – Reconstruction de l'onde de surface par corrélation en utilisant trois sources piézo-électriques. a) Signaux enregistrés avec le source piézo-électrique *KPE-126* comme source, (I) moteur éteint et (II) moteur allumé. (III) Signal source (*sweep*) modulé entre 100 et 1000Hz. Corrélation entre la source et les signaux enregistrés (IV) moteur éteint et (V) moteur allumé. b) Signaux enregistrés avec le source piézo-électrique *KPE-135* comme source (I) correctement et (IV) avec diaphonie. (II) et (V) Spectre du signal comparé au spectre de la source. (III) et (VI) Corrélations respectives du signal source et des signaux enregistrés. c) (I) Signal enregistré avec le source piézo-électrique *KPS-100* comme source et (II) spectre correspondant avec celui du signal émis. (III) Corrélation entre la source et le signal enregistré.

Dispositif fixe

Des essais ont d'abord été réalisés avec un système source-récepteur maintenu au sein de la masse argileuse. La source *KPE-135* a été utilisée, sa coque en plastique, permettant d'insérer deux tiges laissant le source piézo-électrique libre de ses mouvements verticaux (figure 5.4a (I)). Les accéléromètres ont été coincés, par leurs prises externes, sur le bord d'une barre en plexiglas verticale (figure 5.4a (II)), elle-même coulissant dans une seconde barre horizontale, scratchée sur le bord du glissement. Un papillon a permis de fixer et d'adapter la hauteur de chaque accéléromètre sur le glissement. Un gabarit circulaire a été utilisé pour ajuster les récepteurs à équidistance de la source (figure 5.4a (III)) afin d'avoir une distance connue et unique entre la source et le récepteur, et de s'assurer que les premières arrivées proviennent de la source et non pas d'une onde qui se propagerait le long de l'installation de maintien des récepteurs où les vitesses sont d'un ordre de grandeur supérieur.

Dispositif mobile

Pour ce deuxième dispositif, la source et les récepteurs sont libres de glisser avec l'écoulement argileux. La source (*KPS-100*) n'a donc plus besoin de coque en plastique et est posée directement à la surface des argiles (figure 5.4 b (I)). Les récepteurs sont fixés à de petits flotteurs en polystyrène, montés de deux pas de vis en plastique chacun pour un meilleur maintien dans les argiles (figure 5.4b (II)). Dans ce cas les premières arrivées correspondent à des ondes provenant directement de la source (plus de propagations possibles dans les supports). Les distances source-récepteurs ont été mesurées dans le temps. Le source piézo-électrique *KPS-100* générant un signal beaucoup plus puissant que le précédent, la distance entre celle-ci et les récepteurs a pu être augmentée (figure 5.4 b (III)). En pratique, cette distance a été ajustée avant le début de chaque expérience afin d'assurer la qualité du signal reçu.

Localisation des appareils de mesure

Que ce soit en acquisition fixe ou mobile, la position relative de tous les capteurs a été à peu près identique. Les accéléromètres ont été disposés sur le milieu du bord gauche de la masse argileuse. La source a été placée au centre du glissement, en regard des accéléromètres. La ligne de capteur de hauteur a été placée à l'aplomb de la surface entre les récepteurs et la source. Trois traceurs (punaises) ont étés centrés le long de la masse argileuse (figure 5.4a (IV) et b (IV)).

5.2 Mesures préliminaires

5.2.1 Suivi des déplacements

Des tests préliminaires ont été réalisés pour permettre d'observer le comportement mécanique de la masse argileuse lors d'augmentation de l'inclinaison. Ces tests ont été réalisés sans appareil de mesure, ni moteur (remplacé par un simple treuil actionné manuellement). L'objectif était de mettre en évidence les mouvements relatifs en surface et en profondeur.

De la sciure de bois fine (couleur beige) ainsi que de la farine (blanche) ont été utilisées comme

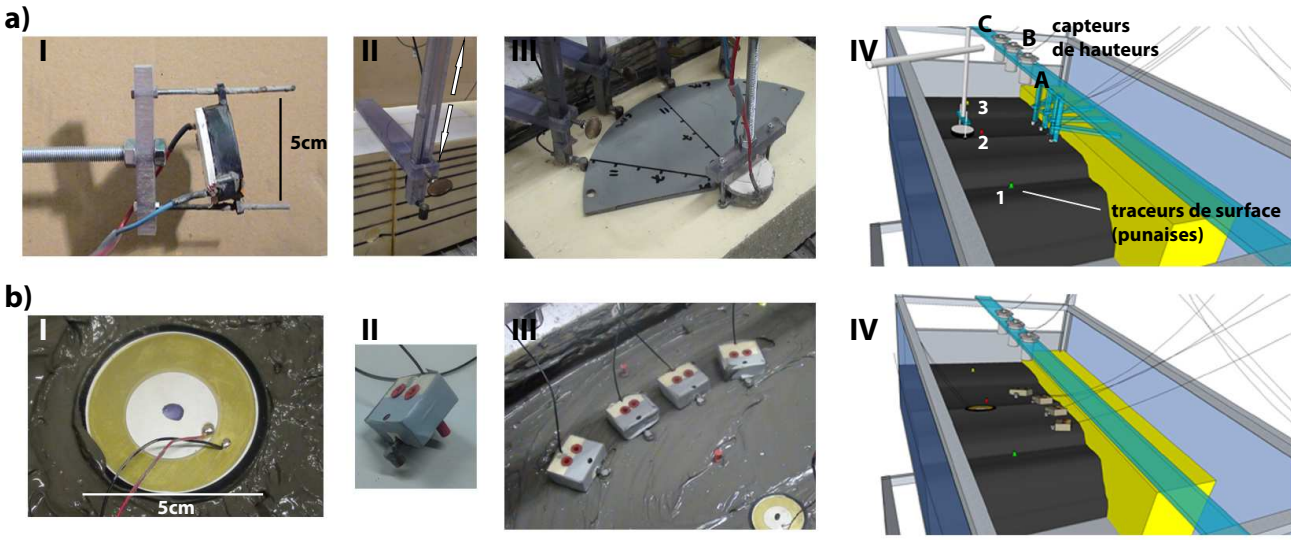


FIGURE 5.4 – Deux principaux dispositifs de mesures. a) Configuration statique, (I) source *KPE-135* sur son support, (II) accéléromètre sur son support coulissant, (III) vue de l'ensemble positionné sur la plan incliné à l'aide d'un gabarit et (IV) vue schématique d'ensemble lors des expériences. b) Configuration mobile, (I) source *KPS-100*, (II) accéléromètre fixé sur un 'flotteur', (III) vue d'ensemble installée sur le glissement et (IV) vue schématique d'ensemble lors des expériences.

traceurs. Une masse argileuses de longueur de 55 cm, d'épaisseur de 10 cm et de largeur de 30 cm est placée sur le plan. Quatre lignes de traceurs parcourant transversalement la surface du glissement et deux lignes, le long de la paroi translucide du glissement, permettent de suivre l'écoulement en profondeur (figure 5.5a, b et c). Le plan a ensuite été incliné jusqu'au départ en coulée, puis redescendu lorsque l'argile a atteint le fond du plan incliné.

Les déplacements en surface observés à la figure 5.5d montrent une vitesse augmentant avec la distance par rapport aux bords. Un gradient de cisaillement vetical est bien marqué sur les traceurs verticaux à la figure 5.5 e mais interrompu par un cisaillement net à environ 7 cm de profondeur. Afin de vérifier l'existence d'une telle bande de cisaillement dans le glissement, et pas uniquement à la paroi, une autre expérience a été réalisée (expérience bis, figure 5.5f). Quatre cubes en plastique (de densité quasi-équivalente aux argiles et d'arêtes de 1 cm) sont placés verticalement au centre du glissement. Ils sont liés entre eux par du fil de pêche, léger et résistant de suffisamment grande longueur pour ne pas gêner leurs déplacements respectifs, ce fil est destiné à localiser et récupérer les cubes plus facilement. Ils sont définis sur la figure par quatre couleurs correspondant aux couleurs de la flèche indiquant leurs localisations à la fin du glissement (figure 5.5f). Tous les cubes ont été retrouvés graduellement en bon accord avec les déplacements observés par les traceurs à la paroi : les deux premiers ont été retrouvés relativement proche l'un de l'autre (à environ 3 cm d'intervalle), le troisième à environ 6 cm du deuxième et le dernier à 8 cm derrière le troisième. Bien qu'aucune localisation quantitative ne puisse donner plus d'informations, le déplacement du cube rouge (de quelques centimètres), placé initialement au fond du glissement et dont la taille est inférieure à la zone immobile définie par l'expérience précédente, confirme que le profil de cisaillement montré sur la figure 5.5e en profondeur ne s'applique pas à toute la masse argileuse. L'existence de cette bande de cisaillement est sans doute liée aux effets de bords, probablement dus à une zone 'morte' (sans déplacement) dans le coin formé entre la paroi et le fond.

Ces tests révèlent que la destructuration de l'argile est complète sur toute l'épaisseur de la masse argileuse lors du glissement, au moins sur celle suffisamment loin des parois. Lors de nos tests de propagation d'ondes acoustiques, nous n'essaierons donc pas de localiser un cisaillement mais regarderons si cette destructuration peut être observée par une modification de la vitesse des ondes de cisaillement (Vs) au sein de la masse argileuse.

5.2.2 Dispositif statique

Plusieurs expériences en mode de configuration d'acquisition statique ont été réalisées, dont une seule est illustrée dans cette section (figure 5.4a). La masse argileuse (teneur en eau gravimétrique w =0,59, masse volumique ρ = 1365 kg m^3) est mise en place sur le plan incliné, les capteurs sont ensuite installés (figure 5.6a (I), (II)) et la montée du plan incliné commence dès les premières acquisitions à une vitesse d'environ 0,5°/min. Un enregistrement est effectué toutes les 10 secondes environ.

Les mesures de Vs sur deux des quatre voies (voies n$^\circ$3 et n$^\circ$2) sont représentées à la figure 5.6b et c). Une vitesse initiale cohérente entre 11 et 12.5 m/s a été mesurée, avec des fluctuations

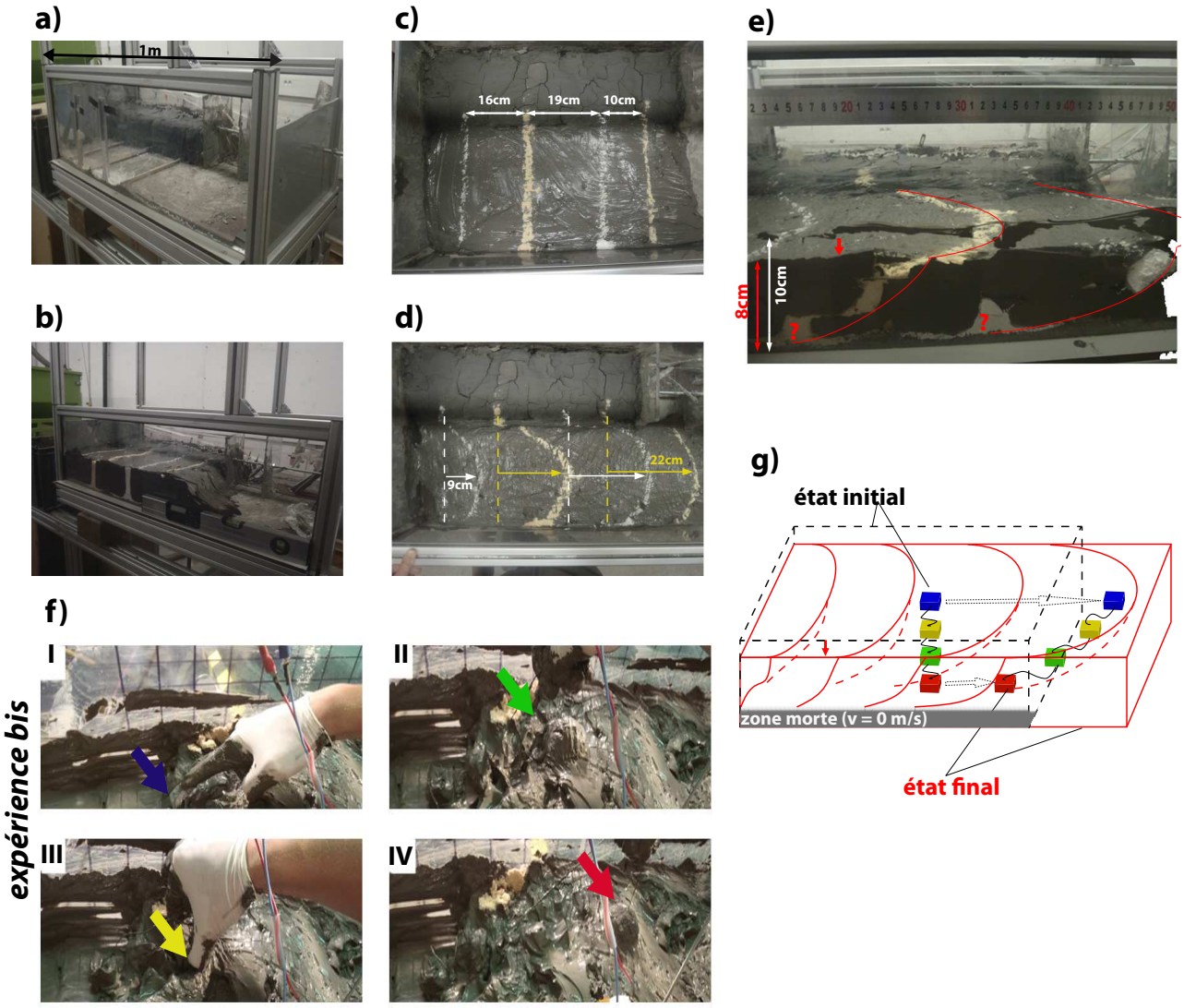


FIGURE 5.5 – Vue générale du plan incliné a) avant la mise en place de l'argile, les traceurs (farine et sciure de bois) sont maintenus verticalement dans des demi-tubes en plastique, b) après l'ajout de l'argile, les demi-tubes sont retirés. Vue du dessus du glissement c) à l'état initial, d) à l'état final. e) Vue de 3/4 : profil et surface. f) Localisation des cubes en plastique après écoulement : (I) cube bleu, (II) cube jaune, (III) cube vert et (IV) cube rouge. g) Représentation schématique du développement de la coulée de l'état initial (noir) à l'état final (rouge) en fonction des résultats des 2 expériences.

de plusieurs m/s sur la voie n°2. Le changement de forme d'onde visible à la 32ème minute de l'expérience (pointillés rouges sur la figure 5.6b (I), (II)) ne permet plus d'interpréter Vs au-delà de cette limite (les valeurs de vitesses sont alors marquées en rouges). Sur la voie n°3, le rapport signal sur bruit très faible donne des résultats de vitesses trop aléatoires pour réaliser des mesures fiables : ces résultats sont représentatifs de la majorité des signaux enregistrés durant les expériences avec un dispositif fixe. Deux problèmes peuvent expliquer ces résultats décevants.

Les études des vidéos ont montré un déplacement de certains supports de capteurs supposés immobiles. La variation de vitesse n'a pas pu être corrigée car les accéléromètres ne sont pas visibles (cachés par le papillon de maintien des supports). Cependant, ce déplacement estimé au maximum à 1 cm durant la durée des tests, n'a qu'une faible influence sur la valeur finale de Vs ($\pm$ 0.05 m/s), plus faible d'un ordre de grandeur que les variations de vitesse d'un point à l'autre (l'incertitude sur Vs est estimée entre 0.3 et 0.4 m/s).

En outre, de l'argile vient s'amasser sur les bords de la source piézo-électrique et des récepteurs lors de l'écoulement qui eux-mêmes forment des trainées pendant le glissement (figure 5.6a (III) et (IV)). Ces modifications du milieu par les instruments peuvent être préjudiciables à une mesure stable de la vitesse des ondes S.

Conclusion et améliorations proposées

En plus des diaphonies importantes et fréquentes (figure 5.3b), ces expériences montrent que les signaux sont généralement de mauvaise qualité avec un rapport signal/bruit trop faible. De plus, les interactions entre le système d'acquisition fixe (source-récepteurs) et la masse argileuse peuvent influencer les mesures de vitesse des ondes. Un autre protocole de configuration mobile a alors été conçu.

5.2.3 Dispositif de source-récepteurs mobile

Dans cette configuration la source et les récepteurs sont placés directement de manière libre à la surface des argiles (figure 5.7a (I)). A la différence de la configuration précédente, les déplacements de la source et des capteurs doivent être mesurés en continu, de manière identique à celui des punaises (un pointage tous les 100 s et interpolation des déplacements, voir section 5.1).

Une seule étude préliminaire est présentée ici pour une masse argileuse de teneur en eau gravimétrique w =0,55 (masse volumique $\rho = 1704$ kg m^3). Les enregistrements commencent quatre minutes avant la montée du plan incliné.

Les résultats sur deux des quatre voies (voies n°3 et n°2) (figure 5.7b et c) montrent que la vitesse des ondes S initiale est identique (14 m/s). L'onde de surface peut être bien suivie sur les deux voies jusqu'à ce qu'un changement de formes d'ondes apparaissant simultanément au temps t' (trait pointillé rouge). La courbe Vs présente une forme de cloche sur les deux voies avec une fluctuation de l'ordre de 2 m/s. La baisse de Vs (au temps t_1) semble débuter alors que ni les niveaux de hauteurs des capteurs A, B et C, ni les mesures des déplacements en surface

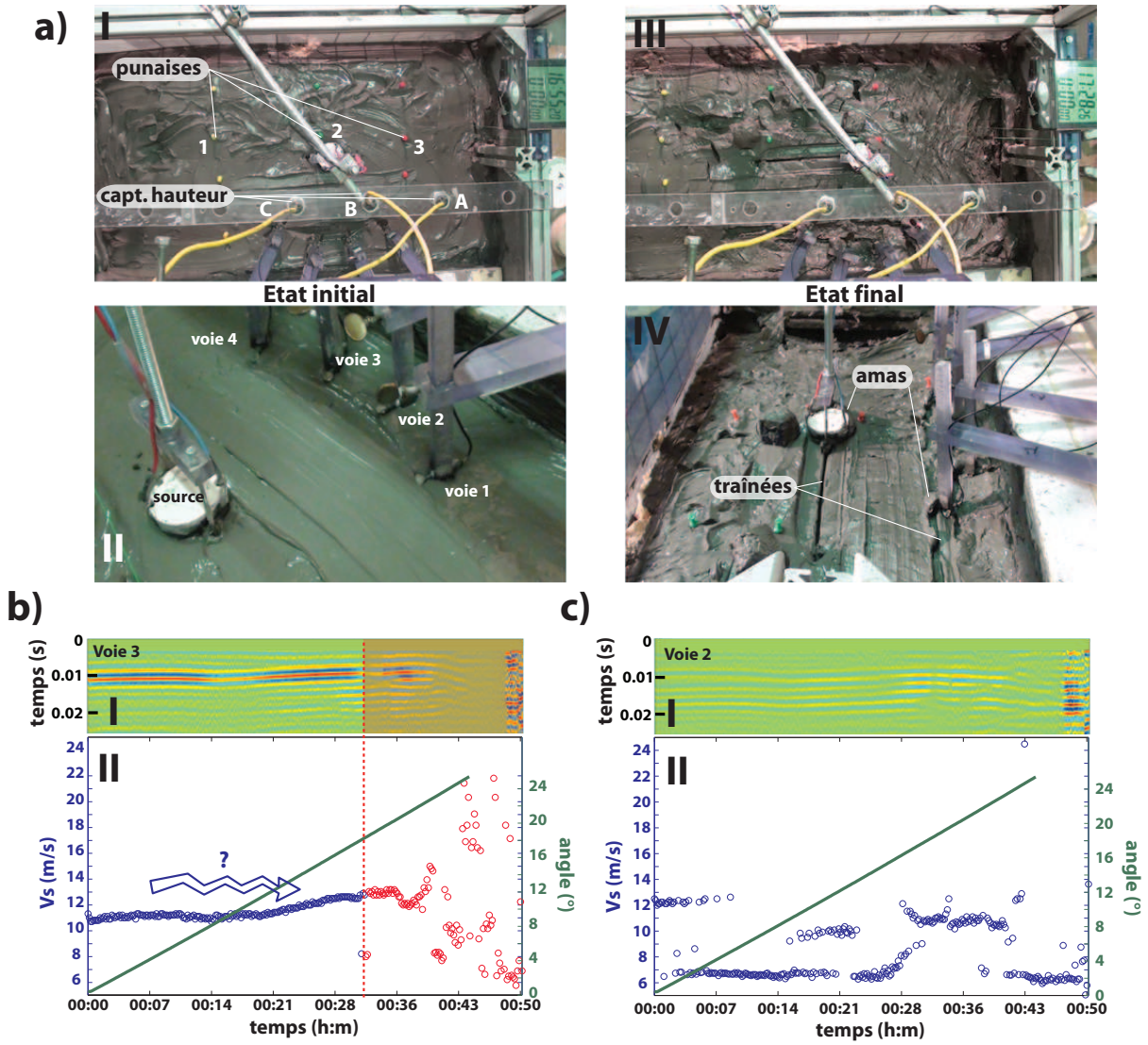


FIGURE 5.6 – Expérience de plan incliné avec un dispositif source-capteurs fixe. a) Photo des expériences : (I) état initial vu du dessus et positionnement des traceurs de déplacement (punaises 1, 2 et 3) et des capteurs de hauteurs (A,B et C). (II) Vue de côté montrant la source et les 4 accéléromètres numérotés de 1 à 4. Etat final (III) vu du dessus et (IV) de l'aval du glissement : amas et traînées générés dans l'argile par la source piézo-électrique et les récepteurs. b) et c) (I) Ensemble des corrélations enregistrées pendant l'expérience, (II) Vs et inclinaison du plan incliné pour les voies n°3 et n°2 respectivement

n'indiquent la moindre variation (figure 5.7d et e).

Au delà de la limite temporelle du changement de forme d'onde (zone rouge sur les figures 4.17b et c), le suivi des variations de la vitesse des ondes est difficile à interpréter. Selon la vidéo, la diminution brutale et discontinue de vitesse au temps t'' sur la voie n°2 (pointillé vert à la figure 5.7c) est probablement causée par l'apparition d'une fissure importante au niveau de ce capteur. Les deux photos en insert à la figure 5.6c montrent le développement de cette fissure avant et après la chute des vitesses.

Conclusion et améliorations proposées

Cette expérience avec un dispositif mobile nous a montré que : (1) Vs montre une phase de croissance puis de décroissance juste avant l'initiation du glissement, (2) le changement de forme d'onde est probablement dû aux destructurations internes de la masse argileuse (fissures), (3) la vitesse des ondes de surface ne semble pas en régime stationnaire dès le début de l'expérience. Ce dernier constat nous amène à faire des tests où les mesures seront réalisées avec un laps de temps beaucoup plus important avant de démarrer la montée du plan incliné (inclinaison nulle).

5.2.4 Variation de Vs à inclinaison nulle

La vitesse des ondes S a été mesurée dans un masse argileuse (w =0,58, masse volumique ρ = 1673 kg/m^3) à angle nul pendant environ 3h. Durant cette période, les valeurs de Vs mesurées par les voies n°1 et n°2 augmentent d'environ 20-25%, de 12 m/s à 14-15 m/s (figure 5.8a et b). Ces résultats indiquent que la vitesse au repos n'est pas stable durant les mesures sismiques mais qu'elle augmente de manière logarithmique pour atteindre un état d'équilibre au bout de 2 heures environ. Les courbes en cloche observées sur la figure 5.7b (II) et c (II) pourraient donc résulter de la compétition entre cette augmentation de vitesse et la chute de vitesse due à l'initiation du glissement.

Une tentative d'explication de ce phénomène sera fournie à la section 5.3.5. Pour l'éviter, les dernières expériences ont été réalisées avec un temps de repos d'au moins deux heures avant le début de l'inclinaison.

5.3 Essais en configuration mobile

Deux expériences avec une masse argileuse à deux teneurs en eau (w =57% et w =68%) ont été réalisées en prenant en considération les améliorations proposées lors des tests préliminaires de la section précédente : dispositif mobile avec source *KPS 100* et acquisition de Vs pendant au moins deux heures avant la montée du plan incliné (avec une vitesse d'un degré par minute environ). Un test de reproductibilité à teneur en eau de w =0,58 sera également rapidement exposé.

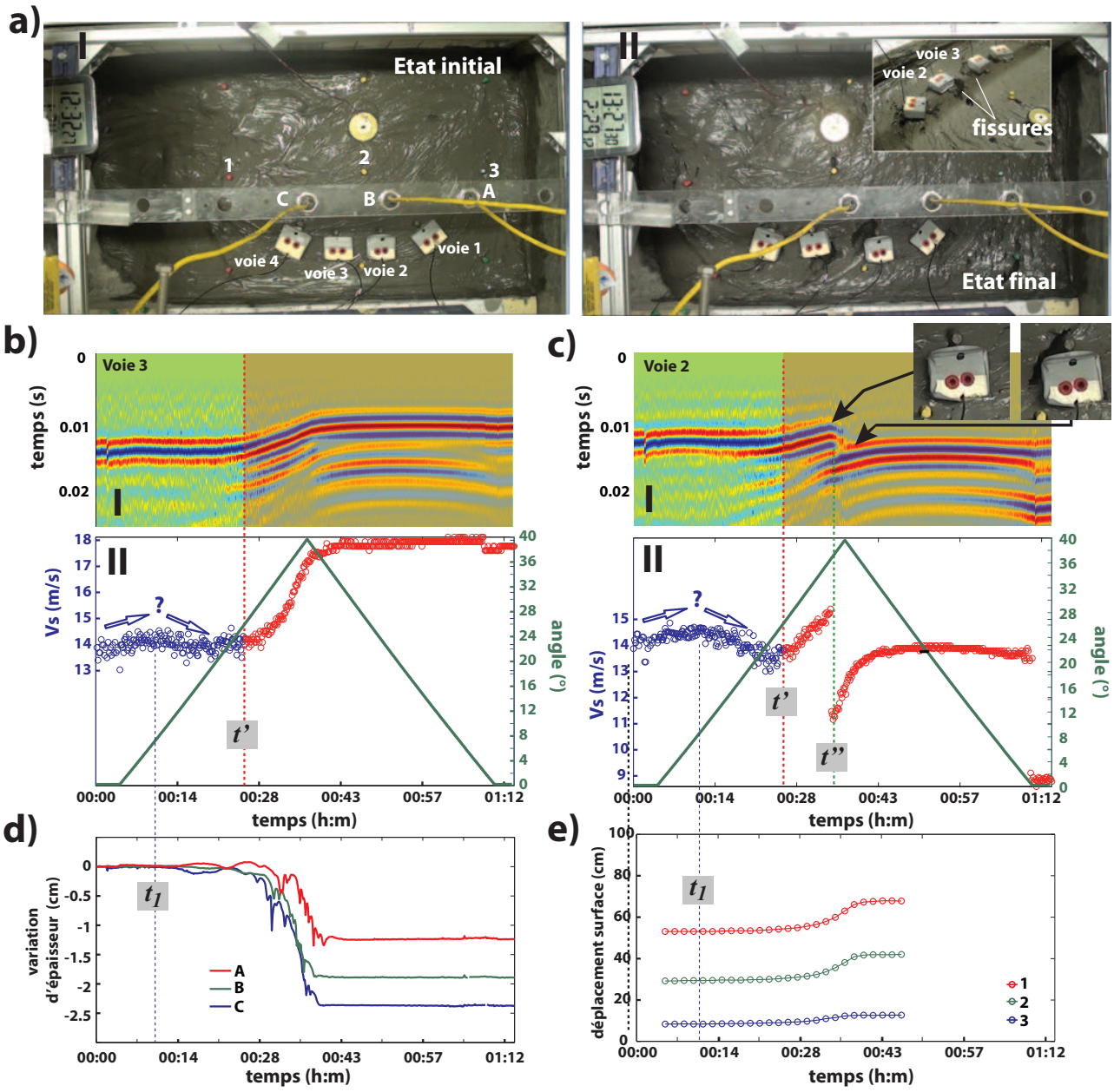


FIGURE 5.7 – Exemple de résultats de plan incliné en configuration mobile. a) Photo des expériences, (I) état initial vu du dessus et (II) état final (insert : vue prise de côté). b) et c) Voie n°3 : (I) toutes les corrélations enregistrées, (II) Vs et inclinaison du plan incliné. c) Voie n°2 : (I) toutes les corrélations enregistrées (et vues du dessus du capteur n°2, avant et après le changement de forme d'onde), (II) Vs et inclinaison du plan incliné. d) Mesures des variations d'épaisseur par les 3 capteurs (A, B et C). e) Mesures des déplacements de surface par les trois punaises au centre du glissement (1, 2 et 3). Les valeurs initiales du déplacement en surface correspond à leurs distances respectives avec le bord amont du glissement à l'état initial.

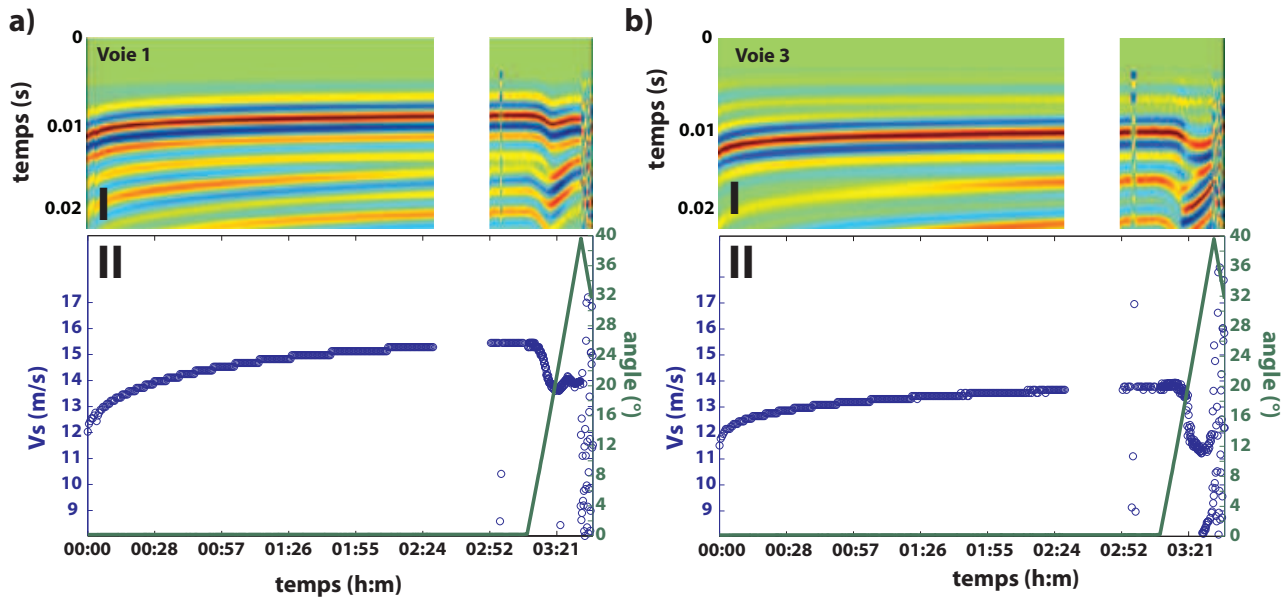


FIGURE 5.8 – Variation de Vs au sein de la masse argileuse au repos. a) et b) (I) toutes les corrélations enregistrées, (II) Vs et inclinaison du plan incliné pour les voies n°1 et n°2, respectivement. Le manque de données entre 2h30 et 2h50 est dû à l'arrêt impromptu de l'amplificateur de forme d'onde.

5.3.1 Teneur en eau w =0,57 (figure 5.9)

Une masse argileuse de teneur en eau w =0,57 est placée sur le plan incliné (figure 5.9a). Les systèmes d'acquisition sont mis en place et les enregistrements débutent à inclinaison nulle pendant près de trois heures. Ensuite le plan incliné est monté à une vitesse constante d'un degré par minute. Les courbes de Vs sur deux voies (voie n°1 et voie n°4), et celles de déplacement et des variations d'épaisseur sont montrées aux figures 5.9b, c et d. L'examen de ces courbes en fonction du temps permet de distinguer quatre étapes :

1. Jusqu'à $t = t_1$ (θ =8°), Vs reste contant (13 à 13.2 m/s) et aucun déplacement n'est observé.

2. A θ =8° (θ_{Vs}), Vs commence à décroître alors qu'aucun mouvement n'apparaît au sein de la masse d'argile.

3. Au temps t_2 (θ =14°= θ_g), un mouvement est détecté à la fois sur les capteurs de hauteur et de déplacement. Vs a chuté de 9 à 10% sur les deux voies. Sur les courbes de déplacement, on observe une phase d'accélération du mouvement. Durant cette phase (au temps t'), les signaux subissent un changement de forme, résultant probablement d'une modification forte du milieu, et les valeurs de Vs (points rouges) tendent à augmenter, en étant affectées par des variations brusques.

4. Au temps t_3, la masse argileuse se déplace à vitesse constante, avec des valeurs de 3,1 cm/min à 1 cm/min selon les marqueurs (figure 5.9d). Cette phase se marque également par une décroissance très nette de l'épaisseur de la masse en glissement (figure 5.9e). Ces variations qui ne sont plus en fonction ni du temps ni de la contrainte imposée (inclinaison) marquent un régime permanent. Il débute à un angle de glissement défini en temps par le point d'intersection entre les regressions linéaires à vitesses nulles et celles à vitesses constantes (figure 5.9d). Toutes les intersections des régressions linéaires des trois punaises pendant ce régime se font exactement au même temps et l'angle correspondant, noté θ_{gl} vaut 30°.

5. Au temps t_4, le canal a atteint son angle d'inclinaison maximum (40°) et commence à redescendre. Tous les déplacements (verticaux et le long de la surface) s'arrêtent.

Le calcul de l'angle critique de coulée pour un fluide à seuil peut être déduit de l'équation de *Johnson* (1970) (équation 2.4 à la section 2.2.1), énoncée pour une déstabilisation d'une masse uniforme de matériaux (effets de bord négligés) :

$$\sin(\theta_c) \;=\; \frac{\tau_c}{\rho\; g\; h_0} \tag{5.1}$$

où θ_c est l'angle critique de coulée pour un fluide à contrainte seuil τ_c, d'épaisseur h_0 (m) et de masse volumique ρ (g est la gravité). Dans notre cas h_0 = 10 cm initialement et ρ=1684

kg/m^3. La contrainte seuil, évaluée à l'aide de la relation empirique établie de la figure 4.17b de la section 4.4.4, vaut 435±58 Pa. L'angle critique est donc estimé à θ_c =15±2,5°. Cet angle est quasiment équivalent à l'angle observé au début du déplacement (θ_g =14°), indiquant un bon accord entre la modélisation analogique et l'équation 5.1.

Pour la voie n°4 (figure 5.9 c) la vitesse initiale de Vs est légèrement plus faible (12,9 m/s) et décroît jusqu'à Vs=11,6 m/s (baisse de 10%) avant le changement de forme d'onde (figure 5.11 b (I) et (II)). L'angle de chute de Vs (θ_{Vs}) est le même que pour la voie n°1. Les mesures sur les deux autres voies (voie n°2 et n°3), non présentées ici, montrent des résultats semblables.

Note sur l'état structural du glissement

Les vues du dessus de l'état initial et de l'état final de la surface du glissement (figure 5.9 a) indiquent que d'importantes fissures (centimétriques) d'extension se sont créées, la plupart transversalement au glissement pendant l'écoulement.

5.3.2 Teneur en eau w =0,58 (figure 5.10)

Un test de reproductibilité du même essai a été réalisé, à teneur quasi équivalente w =0,58 (masse volumique ρ=1673 kg/m^3). Le temps de repos à été allongé (4h30) avant le début de la montée du plan incliné. La figure 5.10a montre l'évolution de l'inclinaison du plan et de Vs lors de l'initiation du glissement. La mesure du capteur de hauteur (B) centré sur la zone investiguée est représentée sur la figure 5.10b.

La chute de Vs débute à un angle quasi-identique au test précédent θ_{Vs} =7° (θ_{Vs} =8° pour une teneur en eau w =0,57). Vs passe d'une valeur initiale de 14.3 m/s à 13,6 m/s (5% de baisse), alors qu'aucun déplacement n'est observé par le capteur de hauteur B. Ensuite les variations de l'épaisseur de la masse argileuse montrent des fluctuations irrégulières liées à la rugosité de surface (phase d'accélération définie précédemment). L'angle θ_g, signalant le début du glissement, est également identique au test précédent (θ_g = 14°) et proche de l'angle critique estimé à θ_c =13±2,5° (τ_c =398±58 Pa). Durant cette phase d'initiation Vs chute encore brutalement de 7% (de 13,6 m/s à 12,6 m/s). La baisse totale de vitesse des ondes S (12%) est du même ordre de grandeur que celle des voies n°1 et n°4 du test précédent (9% et 10% respectivement).

Cette étude montre donc la reproductibilité des tests pour une même teneur en eau. De plus, elle indique que la chute de vitesse semble se décomposer en deux phases, en lien avec le déplacement en surface observé : une première chute de Vs sans déplacement de surface observé (à t_1), une seconde lors de la phase d'accélération du glissement (à t_2).

5.3.3 Teneur en eau w =0,68 (figure 5.11)

Les systèmes d'acquisition sont mis en place sur une masse argileuse de teneur en eau w =0,68 (figure 5.11a) et les enregistrements commencent à angle θ nul, pendant près de deux heures. Le plan est ensuite incliné à une vitesse équivalent à celle du test précédent (1°/min.). Les courbes

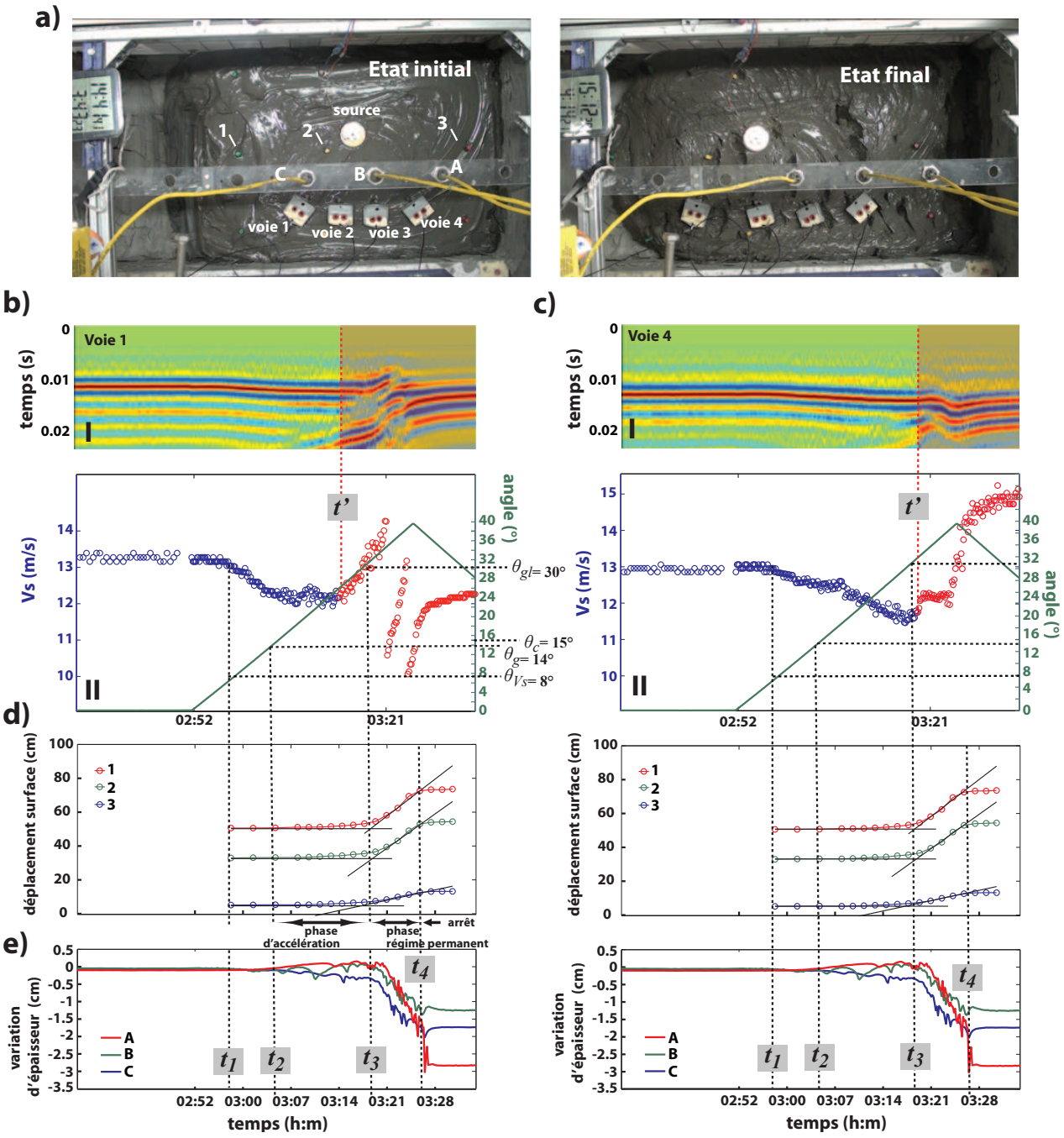


FIGURE 5.9 – Variation de Vs pour une masse argileuse de teneur à eau w =0,57. a) Vues du dessus à au début de l'expérience à l'état initial et final. b) Voie n°1 : (I) toutes les corrélations enregistrées, (II) Vs et inclinaison du plan incliné. b) Voie n°4 : (I) toutes les corrélations enregistrées, (II) Vs et inclinaison du plan incliné. d) Mesures de déplacements surfaciques et e) de déplacements verticaux (identiques). $\theta_g = 14^\circ$ est l'angle de coulée (pour lequel le déplacement commence), θ_c =15±2,5° est l'angle critique théorique et $\theta_{Vs} = 8^\circ$ est l'angle de chute de Vs (identiques pour la voie n°1 et la voie n°4).

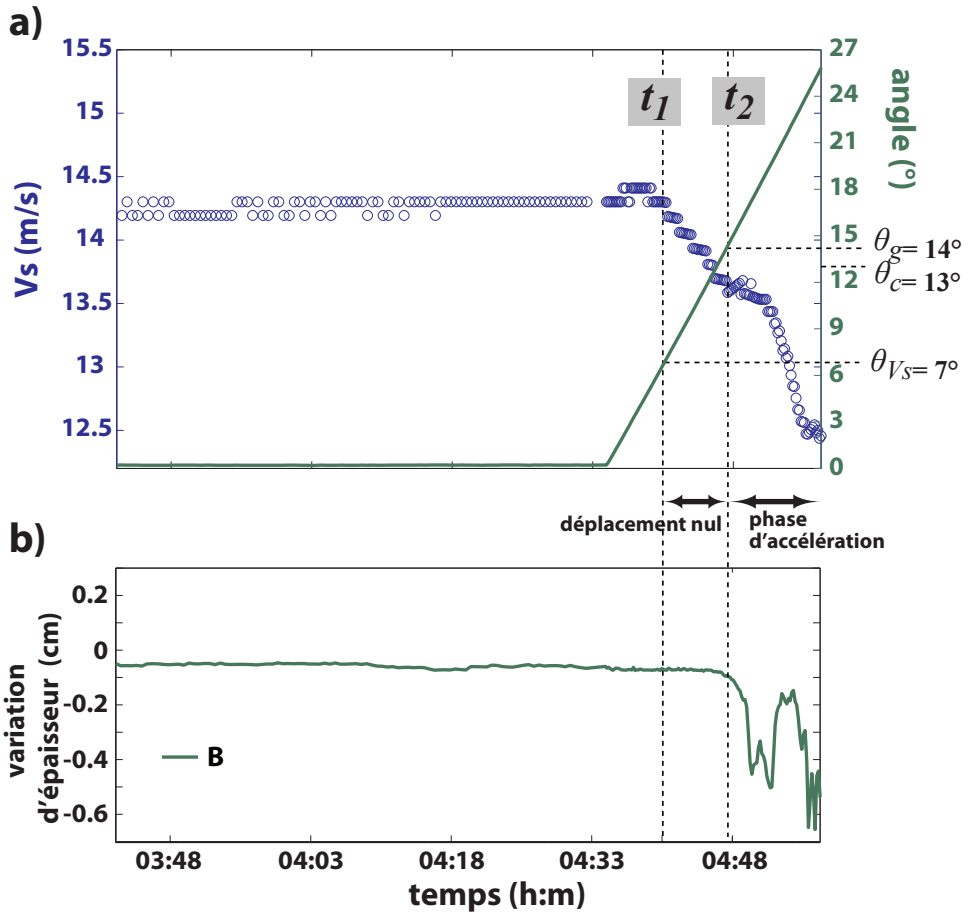


FIGURE 5.10 – Essai sur plan incliné pour une masse argileuse de teneur à eau w =58%. a) Vs et inclinaison du plan incliné. b) Mesures des déplacements verticaux du capteur de hauteur central B. $\theta_{Vs} = 8^\circ$ est l'angle de chute de Vs (à t_1), $\theta_g = 14^\circ$ est l'angle de glissement pour lequel le déplacement commence (à t_2), $\theta_{gl} = 30^\circ$ est l'angle linéaire (à t_3) et θ_c =13±2,5° est l'angle critique théorique d'un fluide à seuil.

de Vs sur deux voies (voie n°1 et voie n°2), et celles des déplacements horizontaux et des variations d'épaisseur sont montrées aux figures 5.11b, c et d. L'examen de ces courbes en fonction du temps permet de distinguer trois étapes :

1. Jusqu'à $t = t_1$ (θ =5°), Vs est contant (8,8 m/s) et aucun déplacement n'est observé.

2. A θ =5° (θ_{Vs}), Vs commence à décroître alors qu'aucun mouvement n'apparaît au sein de la masse d'argile.

3. Au temps t_2 (θ =9°= θ_g), un mouvement est détecté à la fois sur les capteurs de hauteur et de déplacement. Vs a chuté de 6% sur les deux voies avant t' qui marque le moment pour lequel Vs ne peut plus être interprété (ligne pointillé rouge sur la figure 5.11b). Contrairement au test précédent à faible teneur en eau, les déplacements ne montrent pas de phase d'accélération perceptible (pas de temps t_3) (figure 5.11d et e). Les vitesses des 3 punaises passent d'une valeur nulle à des valeurs constantes en temps et sont estimées respectivement à 3,6 cm/min, 2 cm/min et 0,8 cm/min. Ce régime linéaire de vitesse s'arrête lorsque le pied de la coulée rentre en contact avec le fond du plan incliné à t'' (les données sont noircies sur la figure 5.11d). Pendant ce régime permanent, les 3 capteurs de hauteur montrent une décroissance de l'épaisseur de la masse argileuse d'environ 2 cm (figure 5.11e). Lorsque le glissement atteint le fond du plan incliné, les valeurs des variations de l'épaisseur de la masse argileuse divergent, comme celles des déplacements des punaises (figure 5.11d). L'angle θ_{gl} (début du déplacement linéaire) est donc identique à θ_g (début du déplacement perceptible). Durant cette phase (au temps t'), les signaux subissent un changement de forme et les valeurs de Vs (points rouges) tendent à augmenter, en étant affectées par des variations brusques comme le test précédent à teneur en eau plus faible w =0,57.

4. Au temps t_4, le canal a atteint son angle d'inclinaison maximum (36°) et commence à redescendre. Tous les déplacements (verticaux et le long de la surface) s'arrêtent.

L'angle critique théorique (équation 5.1) a été estimé ici à θ_c =6±1,5° (masse volumique ρ=1571 kg/m^3, contrainte seuil τ_c =163±23 Pa, épaisseur h_0 =10 cm). Il est légèrement plus faible que celui de la chute de Vs ($\theta_{Vs} = 5°$), lui-même inférieur à l'angle où la coulée est perceptible $\theta_g = 9°$.

Pour la voie n°2 (figure 5.11c) la vitesse initiale de Vs est légèrement plus haute (9,3 m/s) et chute à une vitesse d'environ 8,8 m/s (baisse de 5% environ) à partir du temps t_1 pour un angle identique à celui de la voie n°1 $\theta_{Vs} = 5°$. Le changement de forme d'onde au temps (zone rouge sur la figure 5.11b (I)) s'opère au même temps t'. Les mesures sur les deux autres voies (voie n°2 et n°3), non présentées ici, donnent des résultats similaires.

Note sur l'état structural du glissement

Contrairement au test précédent, les vues du dessus de l'état initial et d'un état avancé, ne montrent pas de fissures d'extension importantes (figure 5.11a). Le glissement se produit de manière plus homogène et continue.

5.3.4 Conclusion

En conclusion de ces trois expériences :

- L'argile du Trièves se comporte comme un fluide à seuil : aucun écoulement n'est visible avant un angle θ_g comparable à l'angle théorique d'écoulement d'un fluide à seuil θ_c.

- Une chute notable de Vs (entre 6% et 12%) se produit avant tout déplacement ($\theta_{Vs} < \theta_g$) . Vs se révèle ici être un paramètre précurseur du glissement.

- La cinématique du glissement a deux régimes différents suivant la teneur en eau w. A faible teneur en eau, le glissement s'initie (à θ_g) et s'accélère lors d'une phase transitoire jusqu'au régime permanent de vitesse (à θ_{gl}). A forte teneur, on n'observe qu'une seule cinématique constante et aucune étape de transition d'accélération ne semble se manifester ($\theta_g = \theta_{gl}$).

- Des fissures d'extension en surfaces sont observées à forte et faible teneur en eau mais elles sont bien plus imposantes pour ce dernier cas. Le comportement rhéologique de l'argile glissée n'est pas uniquement visqueux mais est constitué également de déformation plastique.

La figure de conclusion 5.12 reprend les deux expériences finales présentées à la section précédente et dont les mesures sont représentées en fonction de l'angle imposé. Vs est définie relativement par rapport à une vitesse moyenne calculée sur 30 vitesses avant le début de l'inclinaison (figure 5.12a). Les déplacements des traceurs de surface ont été interpolés (figure 5.12b) et les mesures du capteur de hauteur B sont exposées à la figure 5.12c.

On peut tenter de résumer ces constats par une équation comparative entre l'angle de début de baisse de Vs (θ_{Vs}), l'angle critique théorique de départ en coulée d'un fluide à seuil (θ_c), l'angle d'initiation du glissement (θ_g) et l'angle du régime permanent du glissement (θ_{gl}), pour une teneur en eau des argiles w par :

$$\theta_{Vs} \; < \; \theta_c \approx \theta_g \; \leq \; \theta_{gl} \quad \text{avec} \quad \theta_{gl} \underset{w\nearrow}{\longrightarrow} \theta_g \tag{5.2}$$

5.3.5 Vs au repos

A la section 5.2.4 une augmentation logarithmique de la vitesse des ondes S a été mis en évidence pour une acquisition d'ondes en continu sur une masse argileuse au repos. Afin de tenter

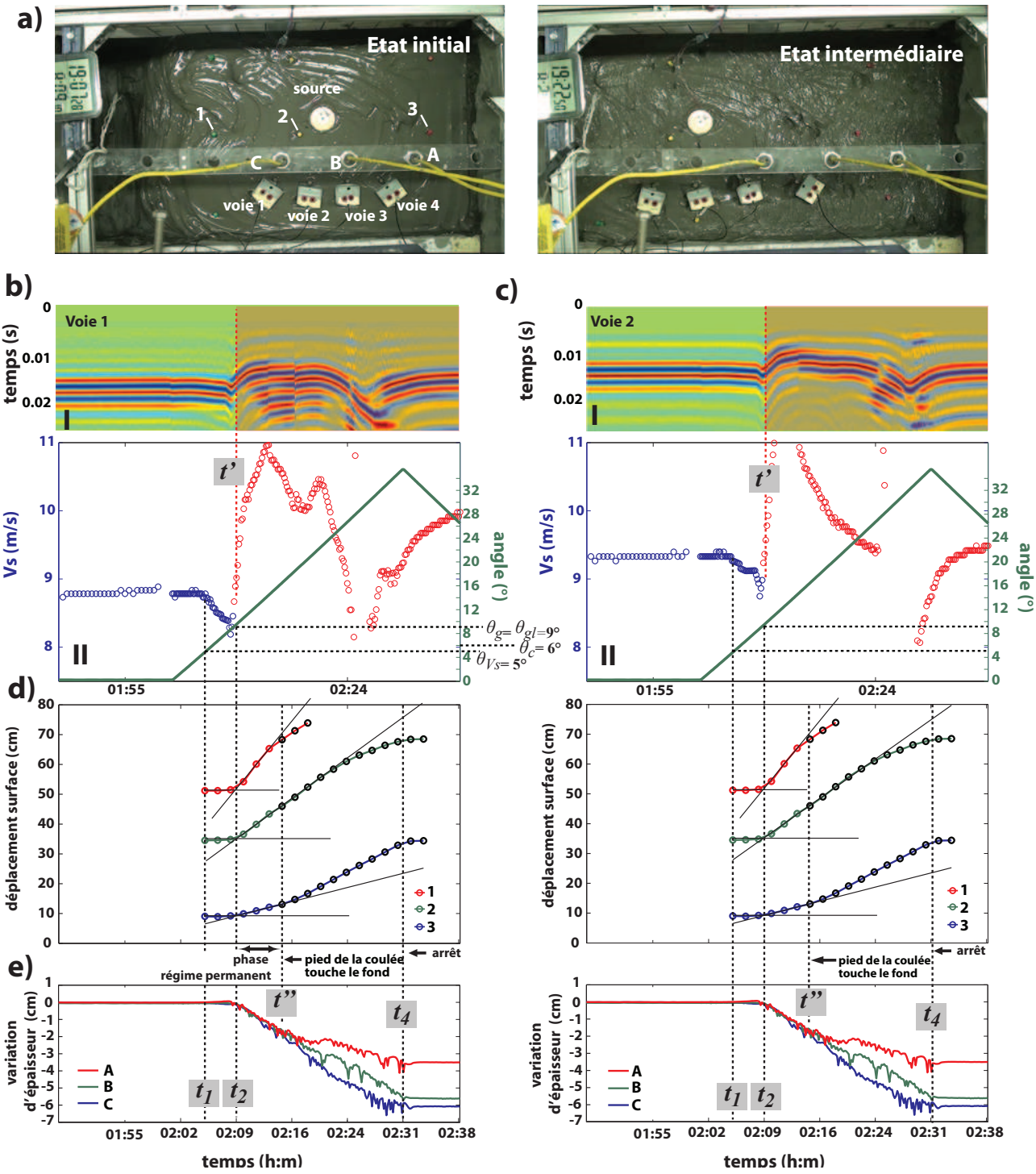


FIGURE 5.11 – Variation de Vs pour une masse argileuse de teneur à eau w =0,68. a) Vues du dessus au début de l'expérience puis 15 mns après le début de la montée. b) Voie n°1 : (I) toutes les corrélations enregistrées, (II) Vs et inclinaison du plan incliné. b) Voie n°2 : (I) toutes les corrélations enregistrées, (II) Vs et inclinaison du plan incliné. d) Mesures de déplacements surfaciques et e) de déplacements verticaux (identiques). $\theta_g = 9°$ est l'angle de coulée (pour lequel le déplacement commence), θ_c =6±1,5° est l'angle critique théorique et $\theta_{Vs} = 5°$ est l'angle de chute de Vs (identiques pour la voie n°1 et la voie n°2).

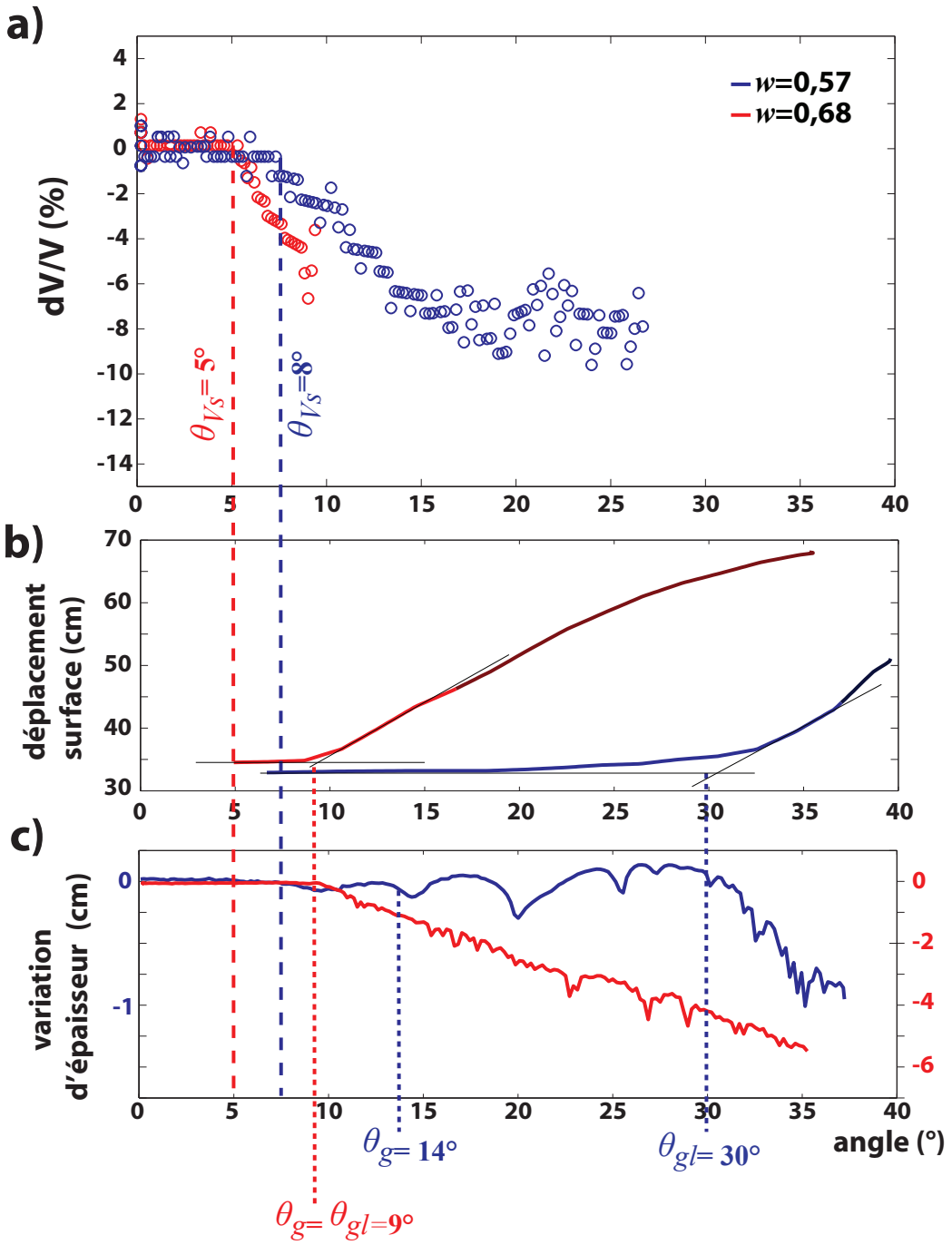


FIGURE 5.12 – Figure de conclusion de essais de plan incliné pour deux teneurs en eau (en bleu pour w =0,57 et en rouge pour w =0,68). a) Variations des vitesses relatives des ondes S. b) Déplacements des traceurs surfaciques interpollés. c) Variations de l'épaisseur de la masse argileuse mesurées par le capteur de hauteur central (B).

de déterminer son origine et de montrer l'influence de la propagation des ondes dans le milieu, des mesures complémentaires de Vs (à inclinaison nulle) ont été réalisées en trois étapes : trois mesures de Vs ponctuelles réalisées à une heure d'intervalle et une acquisition en continu une heure après. L'ensemble des résultats est présenté à la figure 5.13 :

1. Quelques minutes après avoir mis en place la masse argileuse, trois mesures de Vs sont effectuées à t_0. Vs augmente très rapidement sur les quatre voies entre 3 et 4% (figure 5.13 a, b, c et d respectivement). Ces augmentations de Vs successives sont accompagnées d'une augmentation de l'amplitude des ondes mise en évidence à la figure 5.13f (I) pour les corrélations de la voie n°2.
2. A t_1 =1h, trois autres mesures sont effectuées. Les valeurs de Vs sont sensiblement plus hautes que les valeurs à $t = 0$, de 13% pour la voie n°3 et de 16% pour les voies n°1, n°2 et n°4 et stables, de même que leurs amplitudes (figure 5.13f (II) pour ceux de la voie n°2).

3. A t_2 = 2h, après une deuxième heure d'attente, l'acquisition en continu de Vs est lancée pendant 2 heures avec 2 acquisitions par minute. Les premières valeurs de Vs sont proches des valeurs obtenues à t_1 (fluctuant entre 0% et un maximum de 3% pour la voie n°2) et stables également. Ensuite les variations de Vs diffèrent selon les voies. Pour la voie n°1 les premières valeurs de Vs sont stables mais chutent légèrement de près d'1 m/s au bout de 10 minutes, avant de remonter de façon logarithmique. Pour la voie n°2, on observe à peu près le même comportement mais la chute de Vs est moins importante (0,3 m/s). Pour la voie n°3, la vitesse ne chute pas et augmente logarithmiquement, dès la reprise des acquisitions. Enfin, pour la voie n°4, où un état d'équilibre semble déjà atteint, aucune variation de Vs n'est observée. Quelle que soit la voie, l'augmentation de Vs durant cette phase, est plus faible que lors des trois premières acquisitions et se fait par palier (voir insert à la figure 5.13c).

4. A t_3 =4h, Le plan est incliné et toutes les vitesses Vs chutent de 4% à 8% lorsque l'angle θ_{Vs} est atteint.

Durant toute l'expérience, le suivi de l'épaisseur de la masse argileuse montre une diminution progressive d'environ 0,5 mm (figure 5.13e), indiquant une compaction et/ou un vieillissement lent de la masse argileuse (voir section 1.2.2.2 du chapitre 1). Comme les variations de Vs, cette décroissance semble se faire de manière logarithmique et pourrait expliquer les variations de vitesses entre les 3 premières mesures au début de l'expérience à t_0 et les variations beaucoup plus faibles au bout de 1 (à t_1) et 2 heures (à t_2).

Les résultats obtenus semblent montrer un phénomène de compactage naturel statique et/ou vieillissement lent, de la masse argileuse dès sa mise en place, associé à une croissance logarithmique de Vs (tracés noirs approximatifs sur la figure 5.13). Cette tendance peut être temporairement perturbée par la génération continue d'ondes sismiques qui a pour effet de destructurer le matériau et de faire chuter Vs de 0% à 5% (flèches rouges sur la figure 5.13).

La conclusion de ces expériences est que la masse argileuse saturée se déforme sous l'effet de son poids et/ou de son vieillissement lent ainsi que des solliciations sismiques.

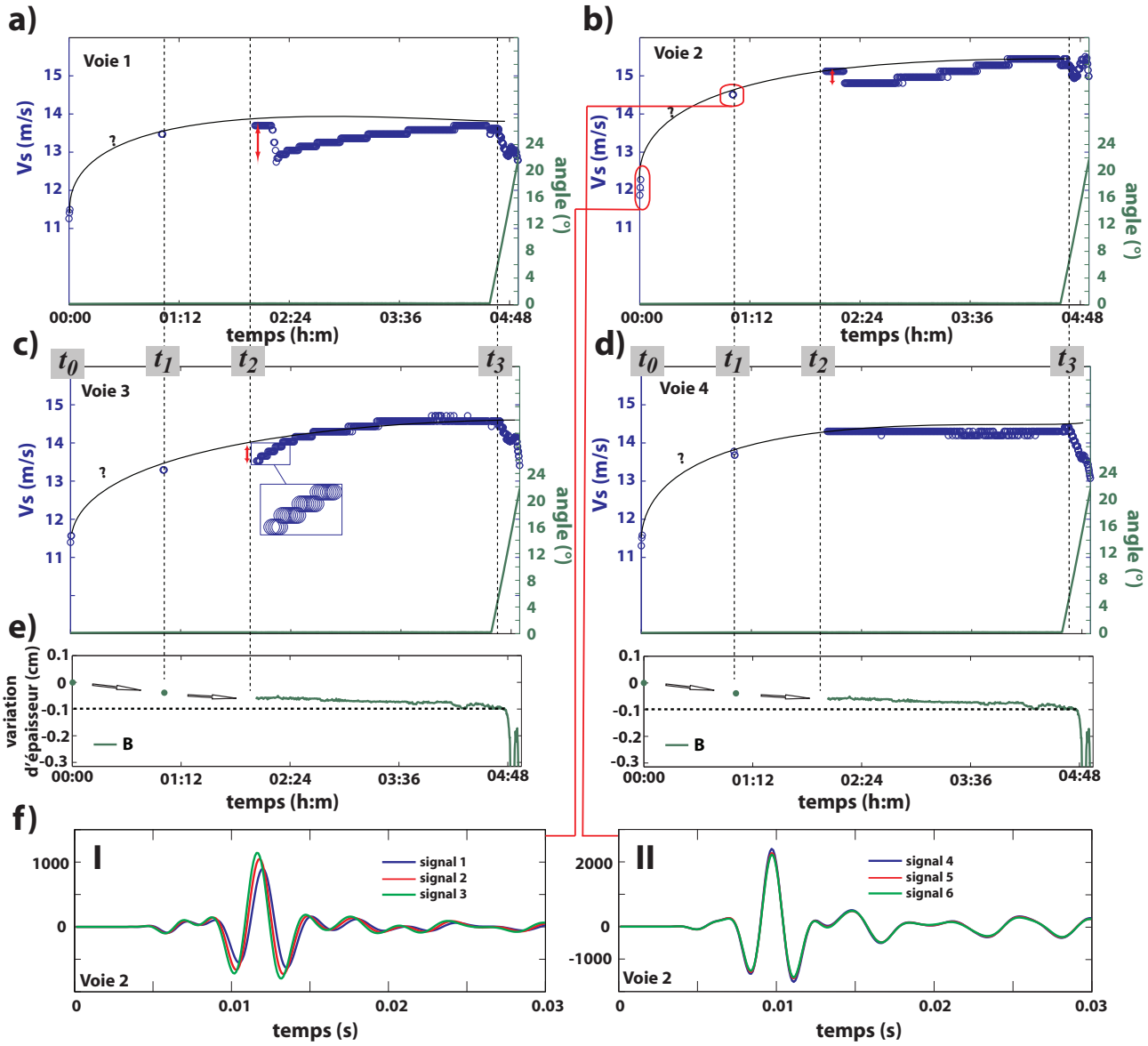


FIGURE 5.13 – Variations de Vs d'une masse argileuse au repos (w =0,58). Toutes les corrélations et vitesses des ondes S (et valeur de l'inclinaison de la pente) pour a) la voie n°1, b) la voie n°2, c) la voie n°3 et d) la voie n°4. e) Variations d'épaisseur du capteur de hauteur B. f) Corrélations (I) des 3 premiers signaux au temps t_0 et (II) des 3 signaux suivants à t_1 = 1h, de la voie n°2.

Troisième partie

Surveillance sismique du glissement du Pont-Bourquin (Suisse)

Chapitre 6

Introduction

Cette partie présente la surveillance sismique in-situ du glissement de Pont-Bourquin (Suisse) réalisée durant l'année 2010.

Les données géomorphologiques de surface ainsi que les données structurales en profondeur sont deux caractérisations importantes pour la compréhension et l'interprétation de la cinématique du glissement. De cette dernière dépend la mise en place et l'interprétation de la surveillance sismique passive et active.

Après une brève présentation du glissement du Pont-Bourquin nous verrons dans cette introduction les différents travaux d'études géomorphologiques et géophysiques réalisés depuis 2005. La cinématique du glissement-coulée d'août 2010 sera ensuite décrite suivant les interprétations de ces travaux. Pour finir, la mise en place de la surveillance sismique active sera exposée.

6.1 Présentation et historique du glissement du Pont-Bourquin

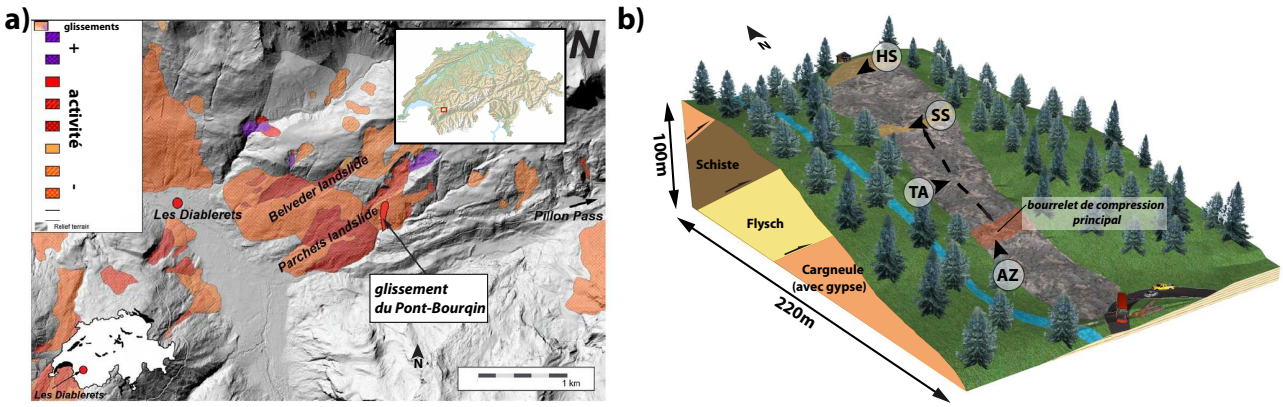


FIGURE 6.1 – a) Localisation globale du glissement de Pont-Bourquin au sein d'une zone d'activité de glissements (*Brönnimann* (2011)). b) Schéma géomorphologique et géologique du glissement de Pont-Bourquin. HS : escarpement sommital (*Head Scarp*), SS : escarpement secondaire (*Secondary Scarp*), TA : aire de transport(*Transport Area*), AZ : zone d'accumulation.

Le glissement-coulée étudié est situé au-dessus du lieu-dit du Pont-Bourquin (dans les Préalpes Suisses occidentales) à la sortie du village des Diablerets, juste à l'aplomb de la route qui le relie à la ville de Gstaad. Il se situe dans une zone d'activité gravitaire plus vaste dans laquelle une grande partie du versant est assujettie aux glissements, délimitée au nord par les glissements de Parchet (*Schoeneich et al.* (1996)) et au sud par d'anciennes zones de glissements aujourd'hui inactives (figure 6.1a). L'initialisation de la déstabilisation de toute la région a été interprétée comme le résultat du retrait glaciaire à la fin de la dernière glaciation (- 15000 ans ;

Noverraz et al. (1998)), des chevauchements tectoniques ainsi qu'à la présence de gypse dont la dissolution déséquilibre certains pans du versant (*Jaboyedoff et al.* (2009)). Le glissement du Pont-Bourquin dont le pied est situé à 1340 m, mesure environ 240 m de long pour un dénivelé de 100 m. De largeur comprise entre 35 m à 60 m, sa surface est estimée à environ 8220 m^2.

Contrairement aux glissements-coulées de même nature argilo-schisteuse surveillés (Avignonet, Super Sauze ; voir section 2.2), celui du Pont-Bourquin conjugue deux caractéristiques : il est de faible dimension et donc facilement instrumentable (contrairement à Super Sauze ; section 2.2.2) et possède une cinématique non linéaire avec des épisodes d'accélération fréquentes (1 à 5 ans, contrairement à Avignonet ; section 2.2.2).

Histoire récente

L'activité du glissement du Pont–Bourquin a été observée dès le milieu des années 90. Son développement est illustré par des photos aériennes entre 1998 et 2008 (figure 6.2). Des affaissements de terrain furent observés en–dessous du chalet qui borde la niche sommitale du glissement. En 2006 les affaissements de plus en plus importants inquiètent les riverains, des études de terrain sont alors commencées et le glissement s'équipe progressivement d'instruments de mesures géophysiques, géotechniques et météorologiques.

Depuis sa surveillance, ce glissement-coulée a connu deux crises majeures. Une première coulée sollicitant environ 11000 m^3 de matériaux le 5 juillet 2007, a recouvert la route sur près de 2 mètres d'épaisseur. En août 2010 le glissement a connu une déstabilisation de toute la partie avale gauche, partie en coulée et élargissant ainsi le pied du glissement d'une trentaine de mètres. Le volume de matériaux mobilisés est estimé entre 3000 et 6000 m^3.

Contexte géologique et morphologie du glissement-coulée

Le glissement de Pont-Bourquin se situe dans une zone tectonique complexe dans laquelle trois failles de chevauchement séparent quatre couches géologiques différentes de pendage environ 35° vers le nord (figure 6.1b). Une épaisse couche de cargneule soutient la partie basse du glissement. La cargneule est un calcaire dolomitique d'aspect vacuolaire créée par la dissolution de certains minéraux comme le gypse. On observe au-dessus, une couche de Flyshs (turbidites de formation syn-orogénique composées de conglomérats et de grès). Ensuite une couche de schiste délimite une grande partie de la zone amont du glissement. C'est de cette dernière que vient la grande majorité des matériaux argilo-schisteux du glissement. Puis on observe enfin une dernière stratification de cargneule au sommet, recouverte de dépôts morainiques.

Le glissement de Pont-Bourquin expose une morphologie de surface typique des glissements-coulées (figure 6.1b ; voir section 2.2) (*Varnes* (1978) ; *Malet* (2003)). En surface on distingue la niche principale au sommet du glissement (ou niche sommitale) délimitée par l'escarpement principal *HS* (photos sur la figure 6.3 a et b) et l'escarpement secondaire *SS*. La zone de transport *TA* est délimitée par l'escarpement secondaire et la zone d'accumulation *ZA* (photos sur la figure 6.3 c et d). Le pied du glissement-coulée se termine au bord de la chaussée (photos sur la

figure 6.3 e et f)

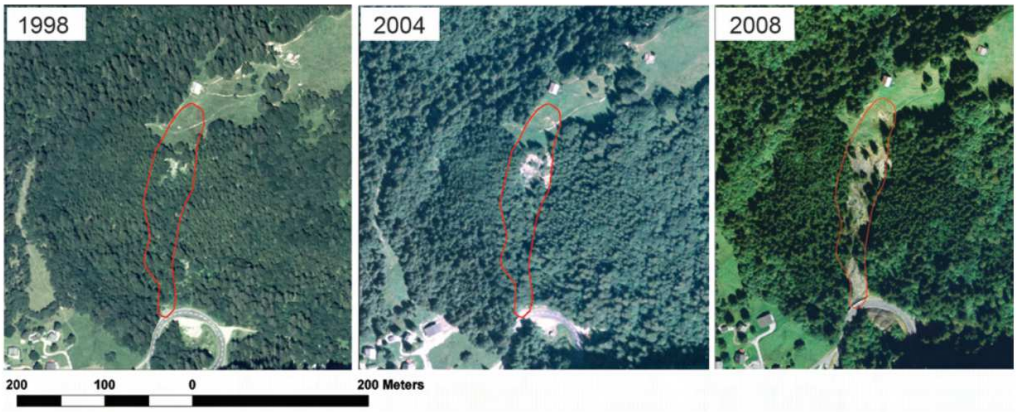


FIGURE 6.2 – Photos aériennes orthoréférencées illustrant l'initiation du glissement en 1998, 2004 puis 2008. En rouge la délimitation du glissement au début 2010. Données provenant de SWISSIMAGE ©2008 Swisstopo (DV012716) (*Brönnimann* (2011)).

6.2 Caractérisation géométrique du glissement par études géophysiques

Deux méthodes géophysiques ont été réalisées le long d'un profil longitudinal au glissement par *Brönnimann* (2011) (figure 6.4a) : une tomographie électrique de résistivité ainsi qu'une tomographie de réfraction en ondes P (voir section 3.1 pour plus de détails méthodologiques).

La figure 6.4b montre les résultats de la **tomographie en sismique réfraction d'ondes P** réalisée à l'été 2009 sur toute la longueur du glissement-coulée (la source utilisée est de l'explosif). Les variations de vitesse des ondes P délimitent le glissement du substratum pour une valeur inférieure à 1000 m/s pour la partie altérée en mouvement.

Un profil de **tomographie électrique** (figure 6.4c) a été réalisé et caractérise le glissement par un niveau de très faible résistivité ($\rho < 100$ Ω.m). De plus, les différentes strates géologiques du substratum sont bien marquées par des contrastes de résistivités :

- Dans la partie sommitale du glissement, une zone de résistivité moyenne ($200 < \rho < 500$ Ω.m) qui définit la stratification de cargneule (roche carbonatée) dégradée avec de petites inclusions de gypse.

- Vient ensuite en dessous une zone de très faible résistivité ($30 < \rho < 100$ Ω.m) associée à la couche de schiste altéré.

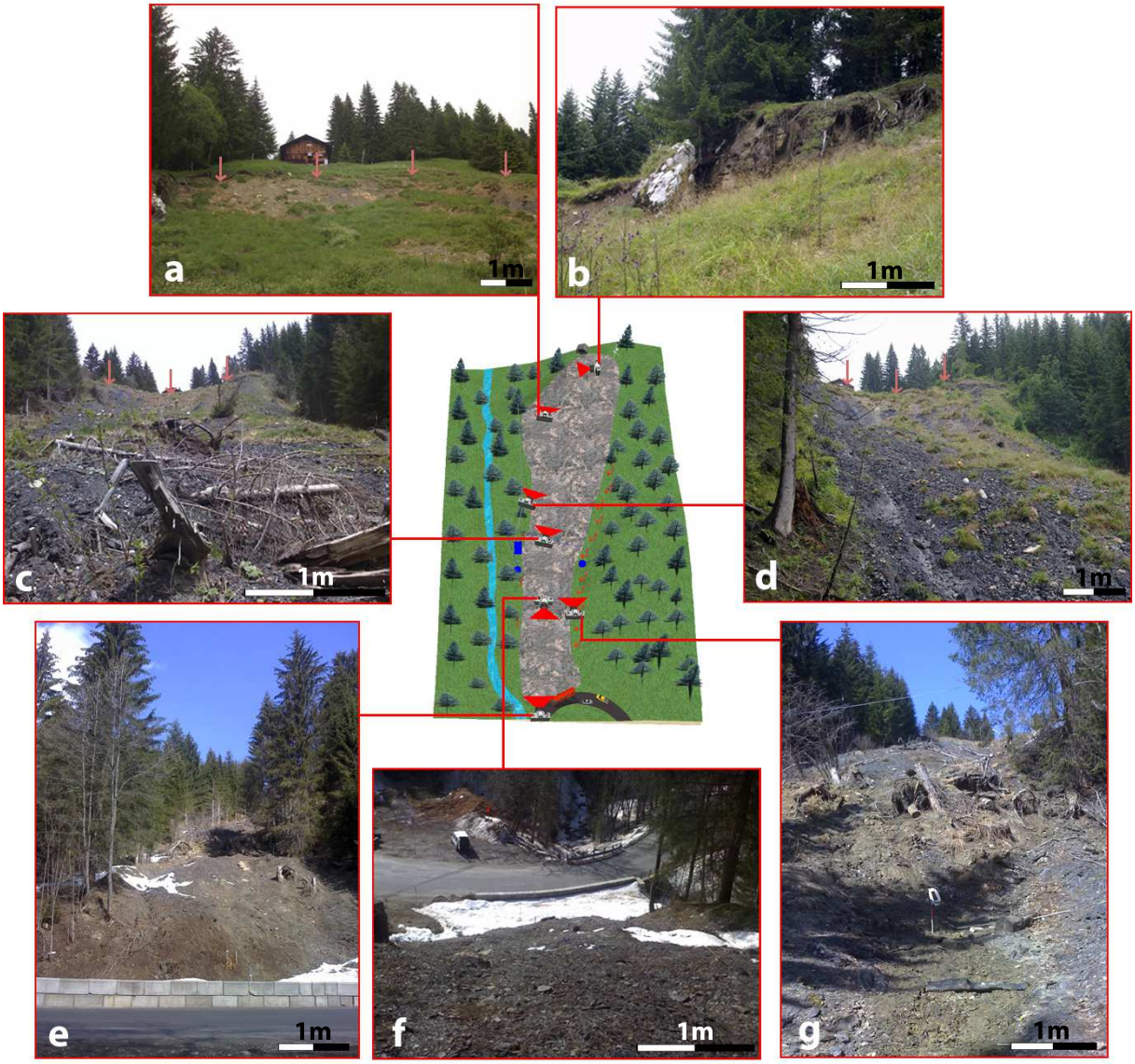


FIGURE 6.3 – Photos du glissement (février-mars 2010). a) et b) Escarpement sommital (flèches). c) et d) vue de l'escarpement secondaire (flèches) depuis la zone de chargement. g) Zone d'accumulation. e) et f) Pied du glissement.

– A la base du glissement on distingue une dernière zone plus complexe où la résistivité augmente avec deux inclusions importantes de très forte résistivité ($\rho > 1000$ Ω.m). Cette zone est interprétée comme représentative des deux lithologies distinctes : à la base, la couche importante de cargneule avec de grosses inclusions de gypse (marquée par une zone de forte résistivité), recouverte en haut par la couverture de Flysch.

La surface de glissement obtenue par les deux méthodes semble correspondre et fournit une estimation de l'épaisseur moyenne du glissement d'environ 10 m.

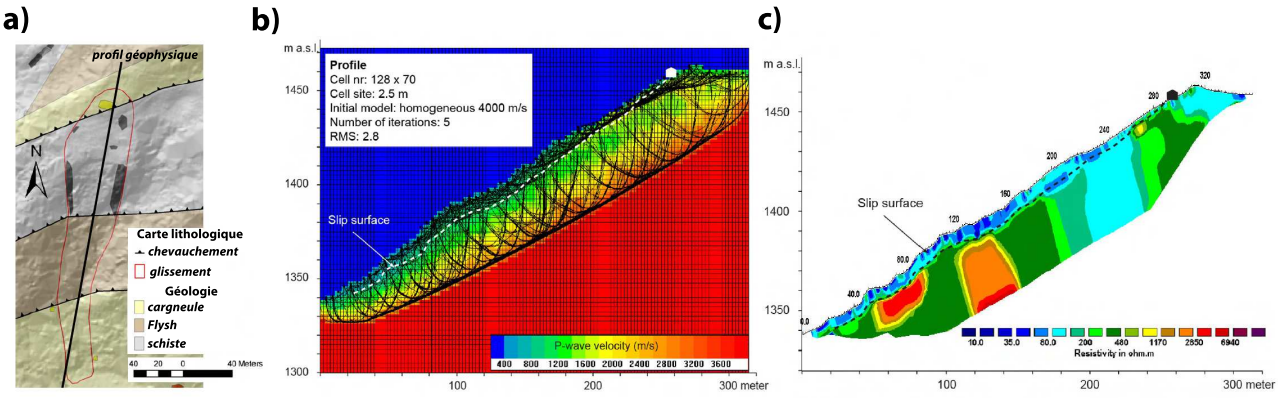


FIGURE 6.4 – Etudes géophysiques du glissement du Pont-Bourquin (*Brönnimann* (2011)). a) Carte lithologique de la zone du glissement-coulée de Pont-Bourquin. Profils géophysiques : b) Tomographie de sismique réfraction en ondes P. c) Tomographies électriques.

6.3 Processus du glissement-coulée de l'été 2010

Dans cette partie, nous citerons les méthodes mises en place pour évaluer les déplacements du glissement-coulée entre 2009 et la coulée d'août 2010 et présenterons succinctement leurs résultats (l'étude du déplacement sera développé dans la section 7.2.3). Nous verrons ensuite le processus du glissement-coulée qui a engendré la coulée d'août (*Michoud et al.* (2010)). Puis nous illustrerons le glissement par des photographies prises quelques jours avant et après la coulée.

6.3.1 Déplacement en surface

Des mesures de déplacement par **D-GNSS** (*Differential Global Navigation Satellites System*) ont été régulièrement prises depuis juillet 2009 sur 12 cibles placées dans la zone de transport ainsi que dans la niche principale (plus de détails dans la section 7.2.3.1).

Alors qu'entre juin 2009 et mai 2010 le taux de déplacement était relativement faible (1 m/mois)

dans la zone de transport, il a augmenté au mois de juillet jusqu'à une vitesse 6 m/mois. Pendant ce temps, l'escarpement principal et la niche secondaire n'ont presque pas bougés (0.5 m/mois). Entre le 21 juillet et le 23 août, le glissement s'est accéléré avec un déplacement évalué entre 17 m à 21 m dans la zone de transport.

Des mesures **TLS** (*Terrestrial Laser Scanning*) consistant à évaluer la distance entre une source laser et tous points naturels suffisamment réfléchissants du glissement, ont été effectuées le 19 mai 2010 et le 20 juillet 2010. Les variations des déplacements surfaciques entre ces deux dates montrent un déplacement relatif entre le haut et le bas de la zone de transport, confirmant un mouvement translationnel de cette zone (plus de détails dans la section 7.2.3.2).

Ces mesures, ainsi que les études morphologiques ont permis de mettre en évidence la cinématique du glissement-coulée pendant la période de post-rupture et d'avancer un schéma interprétatif du processus de la coulée d'août 2010.

6.3.2 Schéma interprétatif du glissement-coulée (figure 6.5)

La figure 6.5 montre l'interprétation du processus de la coulée d'août 2010. La niche sommitale est délimitée par l'escarpement principal au pied du chalet qui s'étend jusqu'à la niche secondaire. L'escarpement secondaire marque le début d'un plan de glissement dans la masse argileuse. C'est dans cette zone que le transport est le plus important, en profondeur, par un glissement rotationnel et/ou translationnel lent. Le matériau s'ammasse jusqu'à la zone d'accumulation marquée morphologiquement par un bourrelet de compression. Deux autres zones de compression sont révélées morphologiquement par d'autres bourrelets de compression modérés dans la zone d'accumulation.

L'entassement de matériaux dans la zone d'accumulation ainsi qu'une pluviométrie importante pendant le mois de juillet ont favorisé la déstabilisation de la base du glissement qui s'est transformée en coulée entre le 18 et le 19 août 2010.

6.3.3 Illustration de l'état et des phénomènes morphologiques du glissement avant et après la coulée

Pour illustrer les phénomènes morphologiques précurseurs en surface, des photos du glissement prises le 17 août (1 ou 2 jours avant la coulée) sont présentées sur la figure 6.6. D'importantes coulées superficielles se sont produites sur les deux bords avals du glissement (photos sur les figures 6.6a, d et e) venant se heurter au muret de béton installé pour protéger la route (photo sur la figure 6.6f). Des fissures d'extension pluri-centimétriques dans l'argile humide impliquant un déplacement, sont visibles dans la zone d'accumulation (figure 6.6c).

Les photos de la figure 6.7 prisent le 19 et le 25 août illustrent l'état du glissement après la coulée. Toute la partie droite du pied du glissement est partie en coulée (photos sur les figures 6.7e, f et g) : certains arbres ont été déracinés (figure 6.7d) et rapidement retirés par les services du canton afin de sécuriser la chaussée. La photo 6.7a dévoile la zone d'ablation de

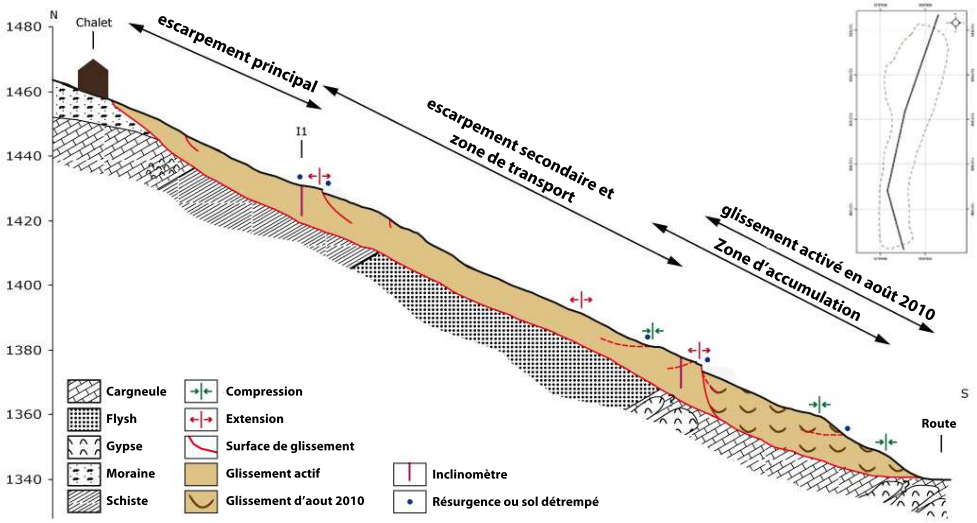


FIGURE 6.5 – Représentation du processus du glissement coulée d'août 2010 (et profil géologique et géomorphologique)(*Michoud et al.* (2010)).

cette coulée délimitée par un nouvel escarpement de 2 m à 3 m de hauteur. Les photos sur la figures 6.7b et c montrent la zone de transport juste après la coulée et le 25 août respectivement. Entre ces deux dates, les services du canton ont tassé toute la zone de transport afin de faciliter le drainage des précipitations. Ils ont également consolidé le pied du glissement par un empilement de troncs d'arbres.

6.4 Mise en place de la surveillance passive et active (figure 6.8)

Afin de suivre l'état structurel du materiel argilo-shisteux au niveau de la zone d'accumulation, deux installations de sismique ont été mises en place en février 2010 (figure 6.8).

Surveillance passive

Deux capteurs sismiques vélocimétriques trois composantes (photo sur la figure 6.8 b) sont placés de part et d'autre du glissement en haut de la zone d'accumulation (au niveau du bourrelet principal de compression). Ils sont reliés entre eux à une même station d'acquisition *Kephren* pour s'assurer de la synchronisation temporelle des signaux (photo sur la figure 6.8a). Une antenne Wifi (pour transmettre des informations en temps réel) a également été installée au niveau de la station sismique (photo sur la figure 6.8c). Des panneaux solaires placés sur le chalet (au sommet du glissement où l'ensoleillement est le plus important) alimentent la station (photo sur la figure 6.8 d).

FIGURE 6.6 – Photos du glissement le 17 août 2010 (soit 2 jours avant la coulée). a) Coulée superficielle passant tout près de la station sismique. b) Zone de transport et chariage de débris végétaux. c) Zone de chargement avec des fissures d'extension. d) Coulée superficielle sur le bord gauche du glissement qui s'étend jusqu'à la digue de protection de la chaussée (e).

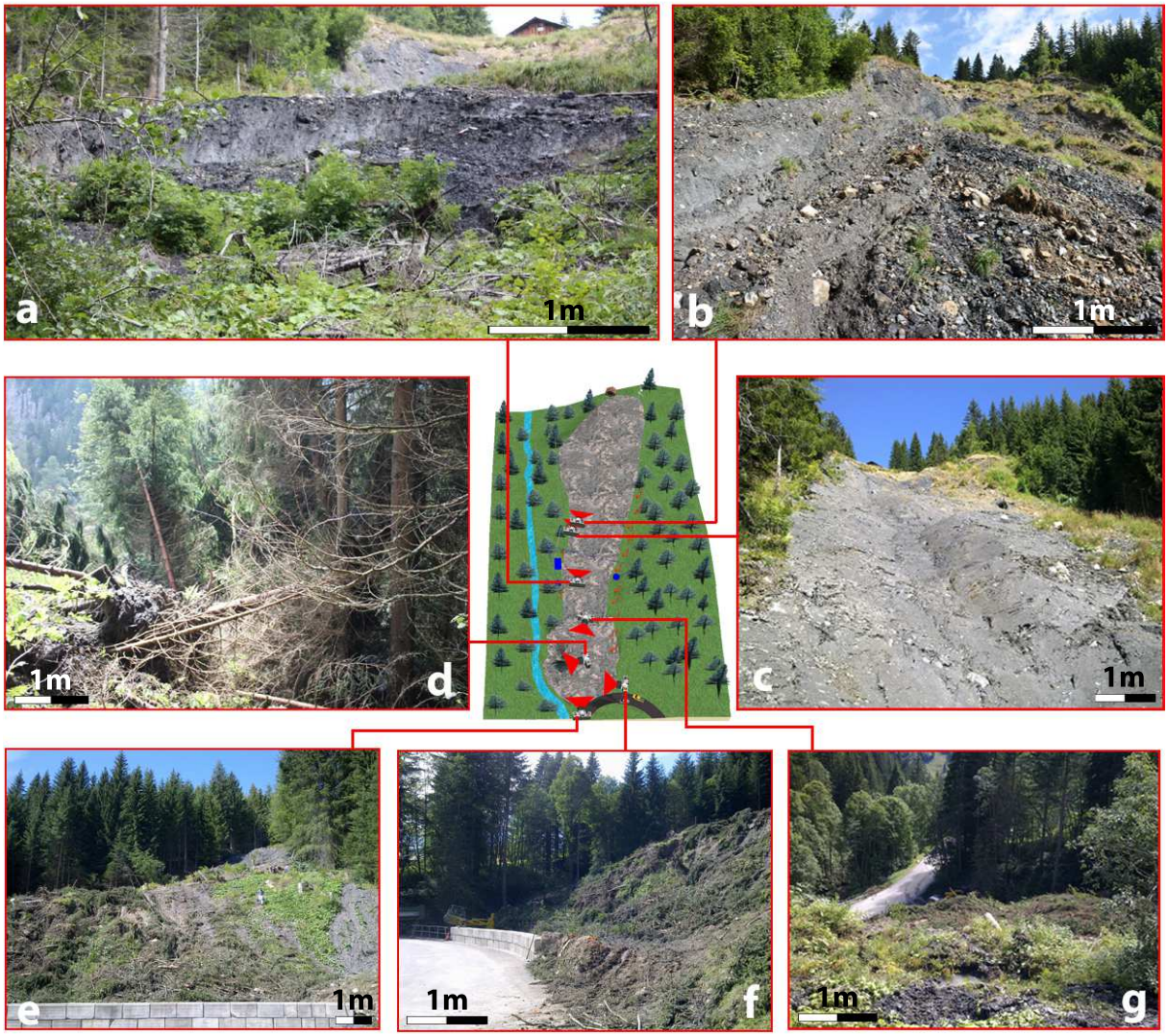


FIGURE 6.7 – Photos du glissement du Pont-Bourquin prises après la coulée (le 19 et le 25 août 2010). a) Nouvel escarpement (hauteur comprise entre 2 et 3m, photo de C. Michoud). b) Zone de transport juste après le glissement (photo de C. Michoud), c) même zone mais tassée par les services du canton (25 août). d) Arbres déracinés par le glissement-coulée (photo de C.Michoud). e) et f) Photos de la coulée prises sous différents angles depuis le pied du glissement. g) Coulée vue depuis la zone d'accumulation.

Surveillance active

L'installation de la surveillance active a été effectuée fin janvier 2010. Quatre plots en béton armé de 80 kg chacun, servant de support de chocs des coups de masse, ont été mis en place sur le bord droit du glissement (figure 6.8f). Le premier à 50 mètres au-dessus de la base du glissement, puis tous les 20 mètres. Onze géophones ont été répartis sur le bord gauche du glissement, en face des plots, tous les 10 mètres (figure 6.8h). Les plots sont enterrés à ras du sol tandis que les géophones à environ 40 cm afin de s'assurer de leurs immobilités.

A chaque mission, une flûte de 12 voies est connectée aux géophones, elle même reliée à un enregistreur sismique de type géode connecté à un PC (figure 6.8g). La masse est également connectée à la géode et est équipée d'un accéléromètre qui enclenche automatiquement l'enregistrement lors du choc sur le bloc de béton permettant ainsi une bonne synchronisation de l'enregistrement des signaux.

Mesures météorologiques et piézomètriques

De plus, un piézomètre installé au milieu du glissement entre les deux capteurs passifs donne les mesures du niveau d'eau (figure 6.8d). Une station météorologique positionnée près du chalet, en haut du glissement, nous fournit les quantités des précipitations (figure 6.8e).

Les deux chapitres suivants correspondent respectivement aux résultats de la surveillance par la sismique passive (chapitre 7), et aux résultats de la surveillance réalisée avec la sismique active (chapitre 8).

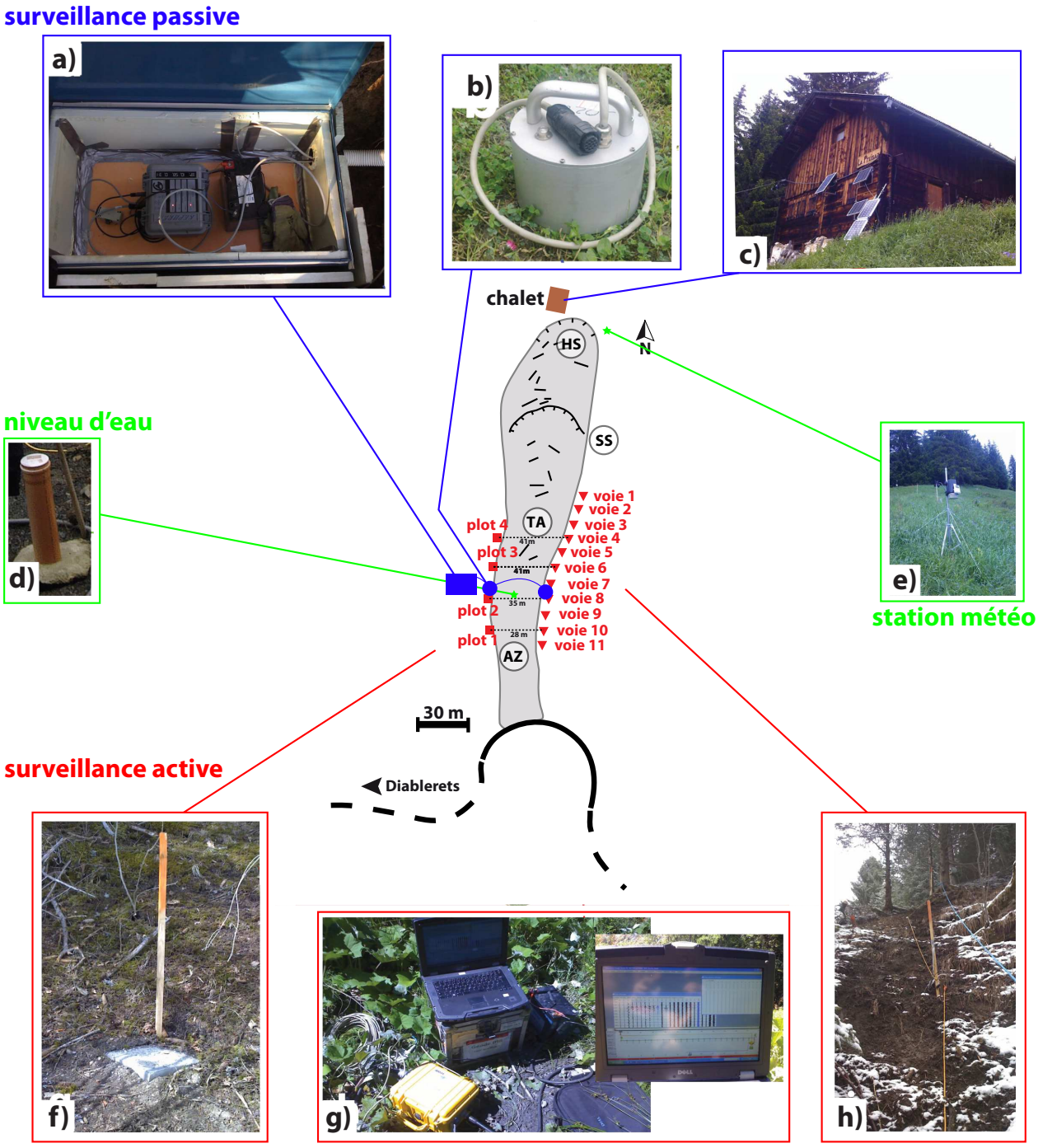


FIGURE 6.8 – Photos et localisations des dispositifs de la surveillance sismique passive (bleu) et active (rouge). a) Station *Kephren* reliée aux deux capteurs de surveillance passive (b). c) Panneaux solaires sur le chalet permettant d'alimenter la station de manière continue. d) Piézomètre au milieu du glissement entre les 2 capteurs de la surveillance passive. e) Station météorologique. f) Plot en béton enterré au ras du sol (localisé par un piquet). g) Système d'acquisition de sismique active (Géode et PC). h) Une partie de la ligne de géophones enterrés (localisés par un piquet).

Chapitre 7

Surveillance sismique passive

La technique de corrélation de champs diffus, i.e. de bruit de fond ambiant ou de la coda sismique se répand largement dans le domaine de l'imagerie et de la surveillance géophysique depuis ces dix dernières années (voir section 3.4). Fort de ces succès dans la surveillance volcanologique (*Sens-Schönfelder and Wegler* (2006) ; *Wegler and Sens-Schönfelder* (2007)) et de grand tremblement de terre (*Brenguier et al.* (2008a)), et prometteur par le suivi du glissement d'Avignonet par *Renalier* (2010), il a été envisagé dans la cadre de cette thèse de l'appliquer à un glissement de terrain argileux de Pont-Bourquin.

Grâce aux travaux préalables de la dynamique du glissement, la zone d'accumulation (ZA) a pu être identifiée. Elle se situe à environ 100 m au-dessus de la route. Les deux capteurs vélocimétriques utilisés pour la surveillance sismique passive sont placés de part et d'autre du glissement de cette zone, dans une région stable et enterrés à une profondeur de 50 cm pour éviter tout déplacement. Seule la composante verticale est utilisée lors de ce chantier afin d'extraire les informations de la propagation des ondes de Rayleigh. Les deux capteurs sont reliés à la même station d'acquisition *Kephren* située sur le côté droit du glissement pour s'assurer de la synchronisation parfaite d'enregistrement du bruit ambiant. L'enregistrement a débuté en avril 2010 et s'est achevé trois jours après le glissement coulée (le 23 août). Les capteurs ont été débranchés par les services du canton pour permettre le passage d'engins de chantier venus pour sécuriser le glissement.

Dans une première partie nous verrons les résultats des études géophysiques réalisées entre les deux capteurs passifs, puis un article exposera les résultats obtenus lors de la surveillance passive.

7.1 Profils géophysiques entre les deux capteurs passifs (figure 7.1)

Afin de caractériser le zone du glissement entre les deux capteurs vélocimétriques, deux études géophysiques différentes ont été réalisées le 10 novembre 2010 : une tomographie sismique par inversion des ondes de surface ainsi qu'une tomographie électrique.

La tomographie par inversion des ondes de surface a été réalisée à l'aide de 23 géophones (4,5Hz) disposés tous les quatre mètres le long du profil E2 (le positionnement de chaque géophone est pointé par un tiret violet sur la figure 7.1b). Quinze coups de masse ont été stackés à partir de 15 m avant le premier géophone, puis tous les 15 m le long de la ligne sismique (marqué par un T sur la figure 7.1b). Des signaux de la mission de sismique présentée dans la section 6.2 (*Brönnimann* (2011)) ont également été utilisés (les huit signaux les plus proches des capteurs passifs ; profil E1 sur la figure 6.4a). La source de cette mission ayant été l'explosif, ces signaux permettent de compléter la courbe de dispersion pour des fréquences plus basses. La méthode et les résultats obtenus sont détaillés dans la section 7.2.2.3. Nous ne montrerons ici que le résultat final du profil de vitesse Vs(Z) (figure 7.1 c).

La figure 7.1c montre le profil Vs(z) réalisé par l'inversion de la courbe de dispersion obtenue. La vitesse des ondes de cisaillement est mal définie sur les quatre premiers mètres (matériaux dé-

gradés, fissurés) et vaut environ 300 m/s jusqu'à 11 m de profondeur puis augmente brutalement ensuite à plus de 600 m/s délimitant le glissement (masse argileuse dégradée) du substratum.

Pour **la tomographie électrique**, 64 électrodes ont été disposées tous les mètres le long du profil E2 (le positionnement de chaque électrode est pointé par un tiret vert sur la figure 7.1b). Les électrodes sont reliées à la station d'acquisition ABEM par 4 câbles réversibles. La méthode de séquençage Wenner-Schlumberger, qui permet un bon compromis entre la résolution horizontale et verticale a été choisie (voir section 2.3.2).

La tomographie électrique exhibe une zone de très faible résistivité (entre 20 et 50 Ω.m) délimitant les bords du glissement. La profondeur du substratum est évaluée dans cette zone à 11 m où la résistivité devient plus importante (supérieur à 100 Ω.m).

Que ce soit par sismique active ou méthode électrique, la base du glissement est ainsi définie à la même profondeur (environ 11m), en accord avec les études antérieures (voir section 6.2).

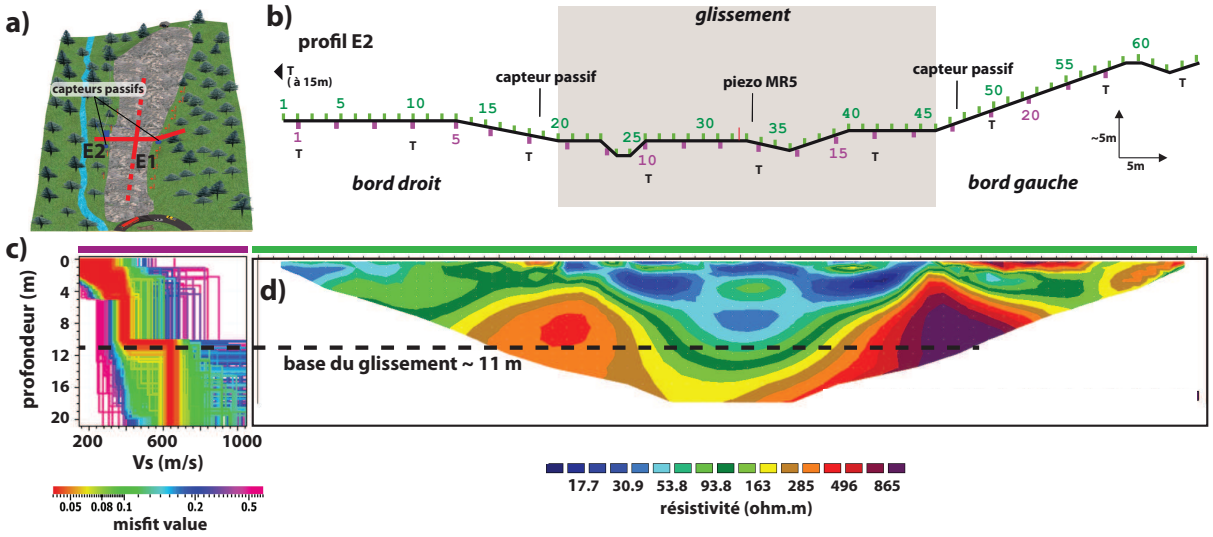


FIGURE 7.1 – Résultats des études géophysiques entre les deux capteurs de la surveillance passive. a) Localisation des deux profils : E1 et E2. b) Topographie grossière du profil E2. Le glissement est marqué par l'encadré belge ainsi que la position des deux capteurs passifs. Les tirets verts représentes les emplacements des 64 électrodes de la tomographie électrique, les tirets violets, ceux des 23 géophones pour la sismique active (les T marquent les positions de chocs de masse). c) Modèle de vitesse d'onde S après inversion des ondes de surface des deux profils E1 et E2 (logiciel utilisé : *Geopsy*). d) Modèle de résistivité du profil E2 (logiciel utilisé : *Res2DInv*). La base du glissement est définie par le trait pointillé et concorde dans les 2 études géophysiques (11 m de profondeur) .

7.2 Ambient seismic noise monitoring of a clay landslide : Toward failure prediction [1]

Résumé

Les glissements de terrain argileux peuvent connaitre des épisodes catastrophiques d'accélération (coulées de terre, coulées de boue) qui posent de sérieux problèmes pour la gestion de l'aléa à travers le monde. Le mécanisme proposé d'écoulement conduisant à ces types de mouvements est le plus souvent l'augmentation de la pression interstitielle dans la masse, générant une liquéfaction partielle ou complète de celle-ci. Il en résulte une transition solide-liquide par une réduction spectaculaire de la rigidité mécanique dans les zones liquéfiées, qui pourrait être détectée par la surveillance des variations de vitesse d'onde de cisaillement. La technique de corrélation du bruit sismique ambiant a été appliquée pour mesurer la variation de la vitesse de l'onde sismique de surface dans le glissement de terrain du Pont Bourquin (Alpes suisses). Ce petit mais actif glissement-coulée a été équipé de capteurs passifs dans le but d'enregistrer en continu le fond diffus de bruit ambiant au cours du printemps et de l'été 2010. Un glissement-coulée de quelques milliers de mètres cubes est survenu à la mi-Août 2010, après une intense période pluvieuse. Cet article montre que la vitesse sismique du matériau de glissement, mesurée à partir de corrélogrammes quotidiens du bruit ambiant, diminue continuellement et rapidement pendant plusieurs jours avant l'événement catastrophique. À partir d'une analyse spectrale de la diminution de la vitesse, il a été possible de déterminer l'emplacement du changement rhéologique à la base de la couche de glissement. Ces résultats démontrent que le bruit ambiant sismique peut être utilisé pour détecter les variations de rigidité avant le départ d'un tel glissement et pourrait être utilisée pour les prédire.

Abstract

Given that clay-rich landslides may become mobilized, leading to rapid mass movements (earthflows and debris flows), they pose critical problems in risk management worldwide. The most widely proposed mechanism leading to such flow-like movements is the increase in water pore pressure in the sliding mass, generating partial or complete liquefaction. This solid-to-liquid transition results in a dramatic reduction of mechanical rigidity in the liquefied zones, which could be detected by monitoring shear wave velocity variations. With this purpose in mind, the ambient seismic noise correlation technique has been applied to measure the variation in the seismic surface wave velocity in the Pont Bourquin landslide (Swiss Alps). This small but active composite earthslide-earthflow was equipped with continuously recording seismic sensors during spring and summer 2010. An earthslide of a few thousand cubic meters was triggered in mid-August 2010, after a rainy period. This article shows that the seismic velocity of the sliding material, measured from daily noise correlograms, decreased continuously and rapidly for several days prior to the catastrophic event. From a spectral analysis of the velocity decrease, it was possible to determine the location of the change at the base of the sliding layer. These results

1. Auteurs : G. Mainsant (ISTerre), E. Larose (ISTerre), C. Brönnimann (GEOLEP), D. Jongmans (ISTerre), C. Michoud (IGAR, UNIL), M. Jaboyedoff (IGAR, UNIL). Publié dans *Journal of Geophysical Research* le 22 mars 2012.

demonstrate that ambient seismic noise can be used to detect rigidity variations before failure and could potentially be used to predict landslides.

7.2.1 Introduction

All mountainous areas are affected by gravitational mass movements of various types, sizes and velocities, which could have a major impact on life and property. Landslides in clay-rich formations, which are widespread over the world, are characterized by unpredictable acceleration and liquefaction phases (*Iverson et al.* (1997) ; *Malet et al.* (2005)). Of particular concern for hazard assessment is the triggering of earthflows and debris flows, the rheology of which switches from solid to fluid. This phenomenon has been widely reported in all types of recent clay deposits, including Quaternary marine sensitive (*Crawford* (1968) ; *Eilertsen et al.* (2008)) or nonsensitive clays (*Picarelli et al.* (2005)) and lacustrine clay deposits (*Bièvre et al.* (2011a)). But flow-like movements have also been frequently observed in fractured and weathered clay-rich rocks, such as shales, marls and flyschs (*Angeli et al.* (2000) ; *Picarelli et al.* (2005) ; *Malet et al.* (2005)), and in volcanic rocks in which primary minerals were altered to clays (*Coe et al.* (2003)).

Predicting these sudden events, primarily controlled by groundwater conditions, has been an active research topic for the last two decades (*Lee and Ho* (2009)). Empirical prediction methods have been proposed, relying on two types of measurements : (1) surface displacements, whose change to rupture is usually interpreted using slope creep theories (*Petley et al.* (2005)), and (2) hydrological factors such as precipitation, soil water content or pore pressure, used as predictors with threshold values determined in an empirical or statistical manner (*Keefer et al.* (1987)). Although these empirical methods have been successfully applied in some specific cases, they do not provide a real insight into the mechanisms involved, and have proved to be very sensitive to changes in landslide geometry and deformation. Recently, theoretical models coupling a slope instability mechanism and hydrological modeling have been developed for predicting landslide occurrence (*Keefer et al.* (1987) ; *Crosta and Frattini* (2008)). However, in 3D, such approaches require considerable investigation and computational effort.

For debris flows and earthflows occurring in fine-grained soils during or after heavy and sustained rainfalls, the triggering mechanism most often proposed is the partial or total liquefaction of the mass, resulting from an increase in pore water pressure (*Picarelli et al.* (2005) ; *Van Asch et al.* (2007)). As the shear wave velocity (V_s) in a fluid tends to 0 (*Reynolds* (1997)), the bulk shear wave velocity should dramatically decrease in the vicinity of liquefied zones. Moreover, it has been recently shown that, in a clay-rich landslide, V_s also significantly decreases with the extent of damage in the material (*Renalier et al.* (2010)). This suggests that continuous V_s measurement could be valuable for monitoring clay slope degradation and would constitute an alternative to the classical prediction methods. V_s is usually obtained from active source-receiver experiments. However, the reproducibility of seismic sources is very limited, and it is difficult to ascertain whether seismic response changes actually result from a change in the mechanical properties of the medium or from the source. The ambient noise correlation technique developed over the last 10 years (*Weaver and Lobkis* (2001) ; *Shapiro et al.* (2004)) offers a realistic alternative to using controlled sources. The local Green's function (or impulse response) can in fact be determined

from the cross correlation of ambient noise continuously acquired by two passive sensors as if one of them was a source. This method has found considerable applications in seismic imaging at different scales (Shapiro et al., 2005 ; Larose et al., 2006). More recently, it was demonstrated that the tail portion of the correlograms, the so-called coda part formed by scattered waves, is extremely sensitive to small changes in the medium (*Sens-Schönfelder and Wegler* (2006) ; *Brenguier et al.* (2008a), *Brenguier et al.* (2008b)). By comparing the phases of the waves in the coda, apparent relative velocity changes of the material can be measured with a precision better than 0.1%. This can be performed even if the correlograms do not give the exact Green's function between the sensors. Correlograms are however required to be stable in time, implying a relatively constant background noise over the period of interest (*Hadziioannou et al.* (2009)). In the present manuscript we will apply the noise correlation technique on a landslide where the noise is in part due to traffic on the road, which constitutes a spatially stable background noise. The purpose of the paper is to detect mechanical changes in an active clay landslide where failure is expected.

7.2.2 The Pont Bourquin Landslide History and Geology

7.2.2.1 Historical Context

The Pont Bourquin landslide is located in the Swiss Prealps, 40 km to the east of the town of Lausanne (Figure 7.2). Although the whole area has been affected by landslide phenomena since the last glacial retreat (more than 10,000 years ago), aerial photos show that gravitational deformation appeared in the mid 90s in the upper part of the hillside and that the slope instability gradually developed over a period of about 10 years (*Jaboyedoff et al.* (2009)). In 2006, displacements of up to 80 cm created the head scarp of a 240 m long translational landslide affecting an area of about 8,000 m2, with a width varying from 15 m to 60 m (Figure 7.2). On 5 July 2007, a 3 day period of heavy rainfall (cumulative depth of 95 mm) triggered an earthflow, which started from the main secondary scarp (SS in Figures 1 and 2) and cut the frequently used Pillon Pass road located at the toe of the Pont Bourquin landslide. This earthflow, with an estimated volume of 3,000 to 6,000 m^3, affected a layer a few meters thick in the transportation area (TA) of the Pont Bourquin landslide (*Jaboyedoff et al.* (2009)). During the following 3 years, the entire landslide has exhibited a general translational motion associated with high internal deformation and numerous small superficial translational or rotational landslides, earthflows and debris flows. These multiple erosive processes gradually created a bulge of highly deformed material (accumulation zone labeled AZ in Figures 1 and 2) that progressively loaded the lower part of slope (see also Text S1 in the auxiliary material). This material accumulation led to the toe failure between 18 and 20 August 2010, following significant cumulative rainfall in July.

7.2.2.2 Geological Context

According to the geological map (*Badoux et al.* (1990)) the Pont Bourquin landslide is located in a tectonically very complex zone. Three thrust faults dipping approximately 35° toward the North cross the landslide and separate distinctive geological formations (Figure 7.3a). In the upper and lower parts of the slope, the bedrock is composed of Triassic cargneule (cellular

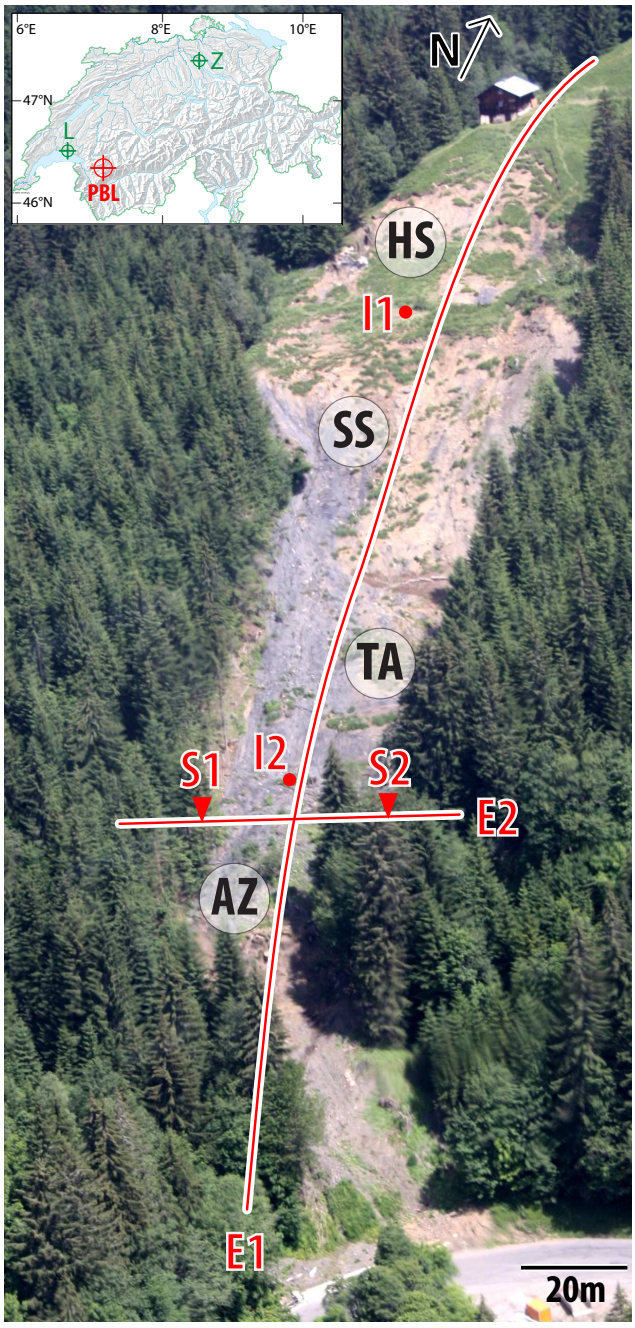


FIGURE 7.2 – Aerial photo of the Pont Bourquin landslide in June 2009, with the location of the two electrical profiles E1 and E2, the two seismometers S1 and S2 installed on sta-ble ground, and the inclinometer I1. The headscarp (HS), main secondary scarp (SS), transportation area (TA), and accumulation zone (AZ) are also indicated. The Pont Bour-quin landslide (red cross) is located on the topographic inset map of Switzerland (L, Lausanne ; Z, Zurich). The gravitational instability threatens the road carrying heavy traffic over the Pillon pass (bottom of the photo).

dolomite) associated with gypsum. These highly soluble and deformable rocks could have promoted slope destabilization at the landslide toe. Below the cargneule layer, the upper part of the slope is made of Aalenian black shale, the weathering of which is the main source of the sliding clay material. In the middle part of the slope, the landslide overlies flysch consisting of thin-bedded turbidites including siltstone and conglomerate. The top of the hill is covered by several meters of moraine deposits. The rocks have been heavily fractured by the Alpine orogeny and subsequently affected by toppling, chemical weathering and freeze and thaw cycles, which contributed to a high degree of fragmentation of the outcropping rocks. These alterations have resulted in muddy material that can give rise to numerous small earthflows and debris flows along the slope. Deposits resulting from ancient mass movements locally cover the lower part of the slope. The present day landslide mass is mainly composed of a mixture of moraine material, mainly visible in the upper part, and weathered debris from the Aalenian black shale, flysch sandstone and marl alternations, making the sliding material predominantly clayey. According to the classification proposed by *Cruden and Varnes* (1996), this landslide can be termed an active composite earthslide-earthflow.

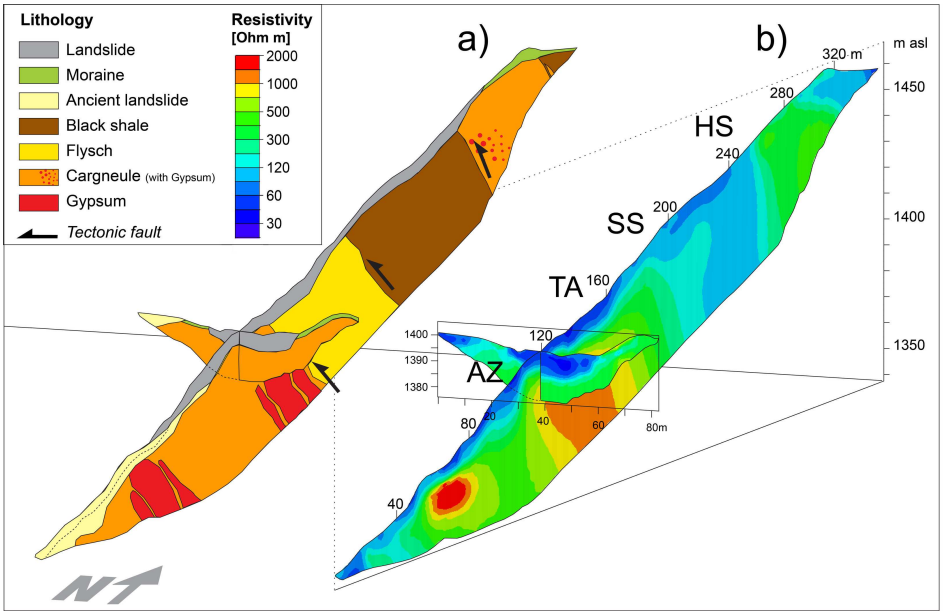


FIGURE 7.3 – (a) North-south geological cross section along the Pont Bourquin landslide, constructed from the local geological atlas (*Badoux et al.* (1990)) and the electrical images shown in Figure 2b. (b) North-south and east-west oriented electrical resistivity tomography profiles (see location in Figure 7.2). The head-scarp (HS), main secondary scarp (SS), transportation area (TA), and accumulation zone (AZ) are also indicated.

7.2.2.3 Geophysical Investigation

In order to clarify the landslide geometry and the geological structure underneath, two electrical resistivity tomography (ERT) profiles E1 and E2 were collected (see location in Figure 7.2), along and perpendicular to the slope, respectively. Data were acquired using the Wenner-Schlumberger configuration (*Dahlin and Zhou* (2004)) with 64 electrodes and an electrode spacing of 5 m and 1.5 m for E1 and E2, respectively. Data were inverted through a least squares inversion (L2-norm) using the RES2DINV software (Loke, 1998). ERT images have been obtained for a RMS value lower than 5%. Electrical images are shown in Figure 7.3b. The superficial clay-rich sliding layer is clearly evidenced by a resistivity lower than 100 ohm m, with a thickness varying from a few meters to locally more than 10 m along the profile. This low resistivity results from the high percentage of saturated clay in the sliding mass and from the high salinity of the water (total salinity greater than 1500 mg/l in superficial water between S1 and S2, Figure 7.2). The potentially mobilized volume of the whole landslide is estimated to be 30,000 to 40,000 m^3. Below the sliding material, the cargneule and gypsum formations at the top and bottom of the slope can be distinguished by their higher resistivity (from 200 to 500 ohm m in the cargneule and up to 2000 ohm m in gypsum). Conversely, the black shales are characterized by low resistivity values ranging from 100 to 200 ohm m. Finally, the flysch formation has a resistivity between 200 and 500 ohm m, a range similar to that measured for the cargneule. The combination of the two electrical images and geological observations has yielded the interpretative cross section of Figure 7.3a.

Two active seismic profiles were performed along and across the landside (same location as the electrical profiles E1 and E2). The surface wave inversion technique was applied to 8 signals recorded in the accumulation zone of the landslide to infer the shear wave velocity profile in this area. For the longitudinal profile, signals were generated with explosive shots and recorded by 8 geophones 5 m apart (channels 21 to 28, Figure 7.4a). For the second transverse profile (between S1 and S2), the source was a hammer striking a plate, and the records from 8 geophones located within the landslide (4 m intertrace distance) were processed. The Rayleigh wave phase velocity dispersion curves were computed along the two perpendicular travel paths (Figure 7.4b), using the frequency-wave number technique (Lacoss et al., 1969). The two dispersion curves cover the 10−30 Hz frequency range, according to the frequency of the sources (explosive and hammer), and partly overlap around 15 Hz. The 10% difference in phase velocity around 15 Hz (500 to 550 m/s) probably results from different spatial variations along the two profiles. Dispersion curves were inverted using the enhanced neighborhood algorithm (*Wathelet* (2008)), assuming a 1D structure along the two directions below the accumulation zone. The misfit function is defined by the following equation :

$$misfit = \sqrt{\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\frac{c_{di} - c_{ci}^2}{c_{di}^2}} \tag{7.1}$$

where c_{di} is the phase velocity of the data curve at frequency f_i, cci is the velocity of the calculated curve at frequency f, and n is the number of frequency samples. The inversion was constrained by imposing a thickness higher than 10 m for the clay-rich sliding layer, in agreement

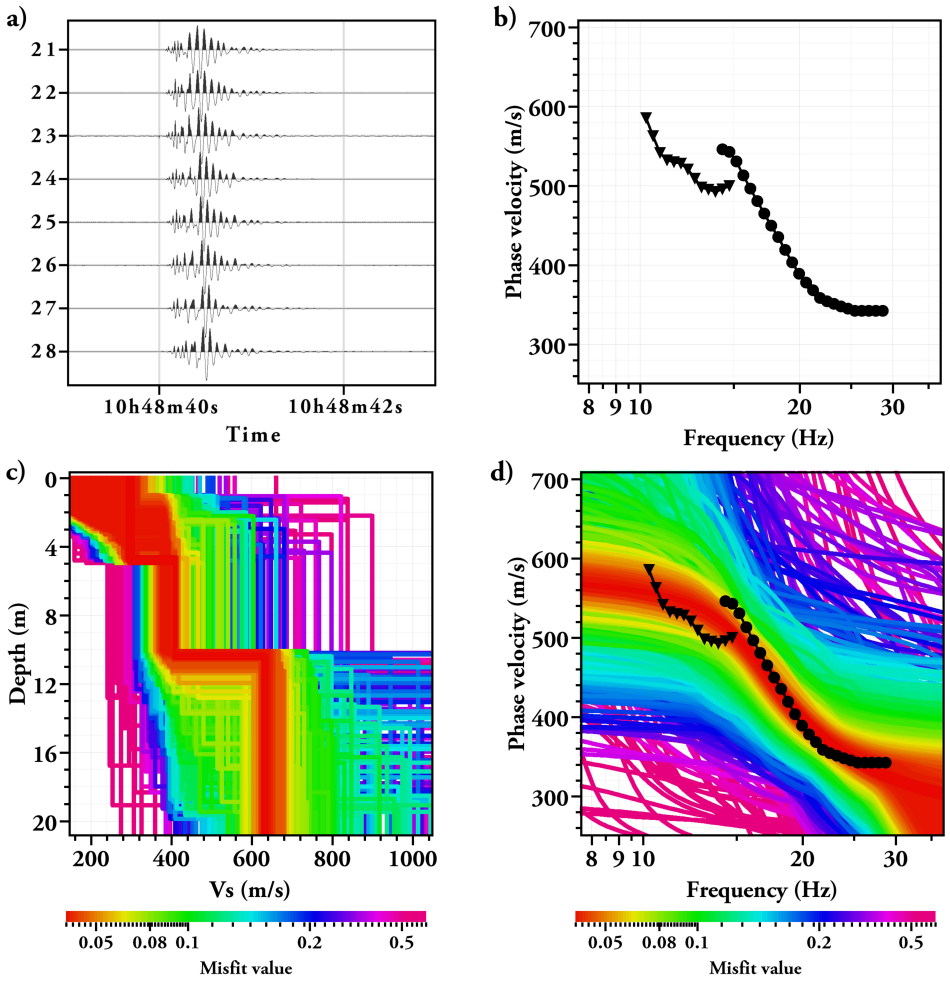


FIGURE 7.4 – Shear wave velocity determination from the Rayleigh waves measured along two perpendicu-lar profiles (same location as E1 and E2, Figure 7.2). (a) Normalized raw signals along profile 1. The spacing between geophones is 5 m. (b) Phase velocity dispersion curves computed from profiles 1 (triangles) and 2 (circles). (c) Vs profiles resulting from the inversion of dispersion curves with a three-layer model. (d) Dispersion curves corresponding to the models shown in Figure 7.4c.

with the electrical data. Figure 7.4c shows the computed S wave velocity profiles with the misfit values for a three-layer model. The shear wave velocity in the superficial layer of a few meters thick is poorly constrained, owing to the lack of information at high frequency. Below, the best fitting models (misfit lower than 5%) show that the seismic velocity in the landslide is between 360 and 420 m/s. The bottom of this layer is found at a depth of about 11 m. Below this depth, the velocity increased to about 640 m/s in the undisturbed layers. Figure 7.4d displays all dispersion curves corresponding to the models obtained, with good agreement being shown between models and observations.

7.2.2.4 Groundwater Level Monitoring

The level of the water table was measured in one 5 m deep borehole located in the accumulation zone (see Figure 7.5 for location). The system consists of a piezometer sensor connected to a data logger operated continuously, and a barometer to correct the water table height from the atmospheric pressure fluctuations. During the experiment time (April to August 2010), the measured water table fluctuated from 3.7 m depth to less than 1 m (see section 4.1).

7.2.3 Displacement Monitoring

7.2.3.1 Surface Displacement From GNSS and Electronic Distance Meter

In order to evaluate the activity of the Pont Bourquin landslide, the displacement of twelve targets placed on the surface was recorded. Three targets (I1, T10 and T11, see location in Figures 1 and 4), were monitored from summer 2009 until August 2010 using a Differential Global Navigation Satellite System (D−GNSS) (*of Engineers* (2003)). The data were acquired by two Topcon HiPer®Pro antennas tracking their position from the Russian and American geodesic satellite constellations. The field procedure followed the Real Time Kinematic (RTK) method.

A base station antenna was set up on a unique reference point location close to the landslide (about 650 m away). Targets on the landslide were 3D located with the second GNSS antenna (rover station), using the correction information communicated by the base station. Instrumental accuracy is ∼12 mm [*Gili et al.* (2000)], which is considered negligible with regards to the observed meter-scale displacements. Nine additional targets (T1–T9) were installed in spring 2010 and have been periodically monitored with a Topcon GPT-9003M reflector total station [*of Engineers* (2007)]. For each measurement campaign, the device was first installed at a reference point (the same as the GNSS base station) having a direct line of sight to the landslide and orientated by shooting at a reference prism located in a stable area close to the landslide, the coordinates of which were measured by D−GNSS.

The surface displacements presented in Figure 7.5 exhibit an acceleration during summer 2010, before the slope failure. Active creeping in and above the accumulation zone was evidenced by D−GNSS and EDM data (arrows in Figure 7.5). From July 2009 to May 2010 (green arrows), displacement rate values were lower than 1 m/month. From 21 May to 21 July 2010 (orange arrows), a mean displacement rate of 6 m/month was measured by four targets in the transportation zone. The motion in this zone accelerated from 21 July to 23 August 2010 (purple

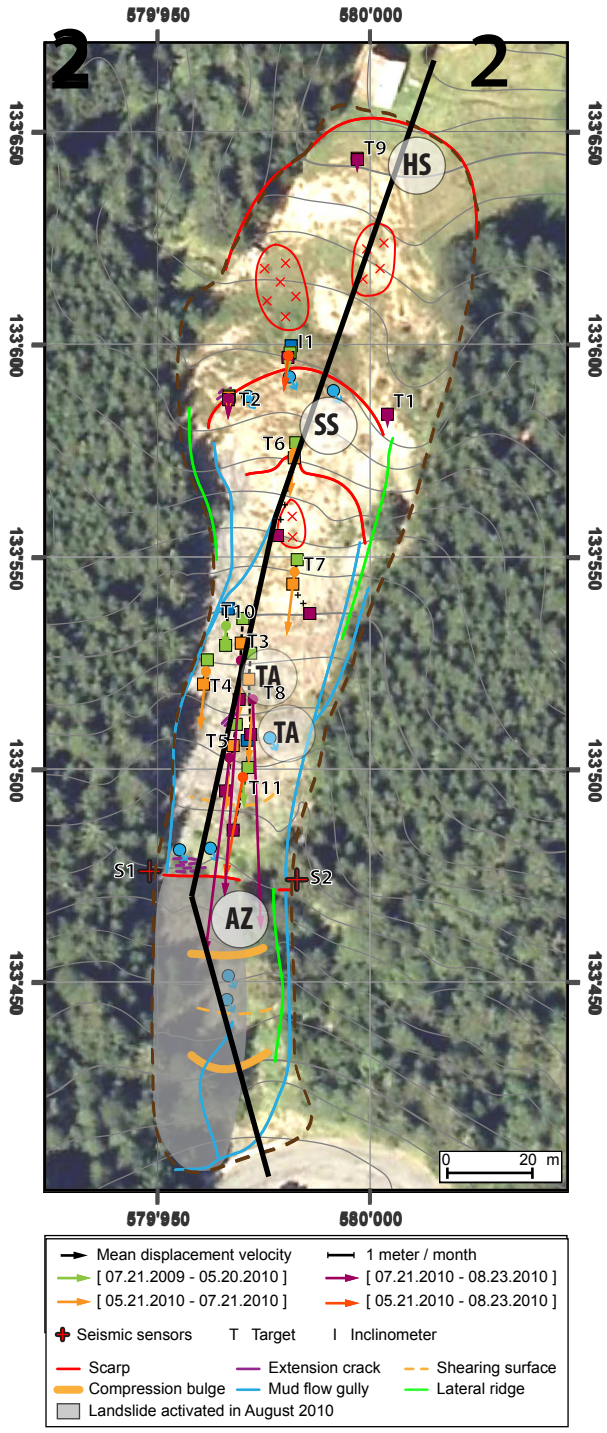


FIGURE 7.5 – Mean velocity (meters per month) of 12 targets (T1T11 and I1), monitored since July 2009 by Differential Global Navigation Satellite System (DGNSS) and May 2010 by Electronic Distance Meter (EDM). In the top part of the landslide, displacements did not exceed 1 m between 20 May 2010 and 23 August 2010, while they exceeded 20 m in the middle of the transportation area during these 3 months, which considerably loaded the accumulation zone (AZ). (Topography outside the landslide : highresolution Digital Elevation Model data from Swisstopo ; topography inside the landslide : terrestrial laser scanning (TLS) data from UNIL.)

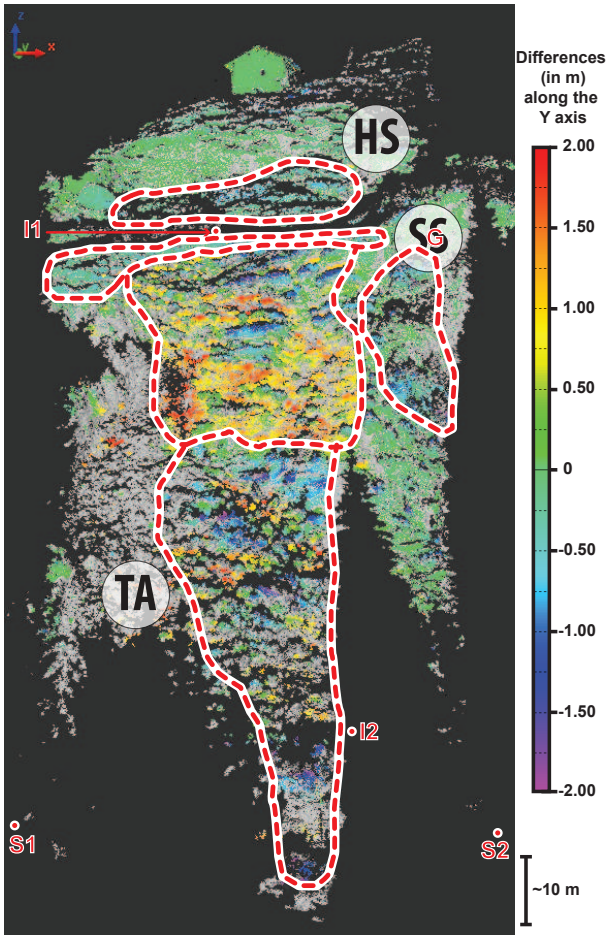


FIGURE 7.6 – Differences (in m, southward, i.e., along the y axis) between two point clouds acquired by TLS on 19 May 2010 and on 20 July 2010. Positive (accumulated material) and negative (eroded material) movements are shown in red and blue, respectively. Black indicates no data, and gray indicates unreliable data. Red dashed lines isolate particular areas of the landslide. Small erosion of the head scarp (HS) by flowing processes. Retrogression of the most active secondary scarp (SS) through small and discontinuous translational landslides. Very active creeping inside the transportation area (TA). The locations of the inclinometer (I1) and the seismometers (S1 and S2) are indicated. The accumulation zone located between S1 and S2 could not be monitored by TLS because of forest cover.

arrows), when displacements ranging from 17 m up to 21 m were recorded in one month on the same targets. In the meantime, sliding velocities at the head and the secondary scarps were lower than 0.5 m/month.

7.2.3.2 Terrestrial Laser Scanning

Terrestrial laser scanning (TLS) was regularly performed from April to September 2010 in order to monitor ground motions over the whole slope. TLS is a remote sensing technique capable of obtaining local images of the earth's 3D topography by acquiring point clouds of the ground position (*Baltsavias* (1999) ; *Lichti et al.* (2002)). TLS involves sending a laser pulse in a known direction and the distance is evaluated by measuring the return time of the pulse reflected by the ground surface. Scanning on a regular grid provides images of several million points. The TLS device was an Optech ILRIS−3D–ER using a laser with a 1500 nm wavelength and with maximum acquisition distance ranging from 800 to 1200 m.

The TLS data acquisition and processing followed these main stages : (1) the point clouds of the upper part of the Pont Bourquin landslide were acquired from the same scanning point of view at different epochs with a mean resolution of 30 mm (average distance between points) ; (2) two TLS points clouds, from May and July 2010, were selected in order to extract the two months displacements prior to the August event ; (3) each points cloud was cleaned, deleting outliers and vegetation masking the ground, using the Pifedit software (InnovMETRIC) ; (4) the reference point cloud (May 2010) was georeferenced using PolyWorks®v10, ImAlign module, wrapping it on the regional 1 m DEM using the iterative closest point algorithm (*Besl and McKay* (1992)) implemented in PolyWorks® ; (5) the second point cloud (July 2010) was aligned and wrapped on the reference cloud with the iterative closest point algorithm, ignoring the unstable area ; and (6) the displacements were measured using PolyWorks®v10, ImInspect module. The method computed the horizontal difference between the two surfaces along a north-south axis (i.e., the y axis, parallel to the landslide main displacement direction). The error was assumed to be smaller than the alignment error (standard deviation of 35 mm) using the iterative closest point algorithm between the two scans, which was considered small compared to the total displacement.

As shown in Figure 7.6, TLS surface displacement data, acquired between May and July 2010, can be separated into several distinct areas. On the head scarp, erosion has been recorded, highlighting the occurrence of small earthflow events with a topographic change of less than 0.7 m. In contrast, the middle section of the Pont Bourquin landslide, below the secondary scarp, has been very active and affected by several small translational sliding events shown by positive and negative displacements greater than 1 m in two months. Large positive motions exceeding 1 m were recorded in the transportation zone (see also Text S1).

7.2.4 Ambient Noise Monitoring

7.2.4.1 Experimental Procedure and Relative Velocity Change

In order to monitor the change in seismic properties of the material constituting the bulk of the landslide, two seismic sensors S1 and S2 (2 Hz three−component velocimeters) were placed

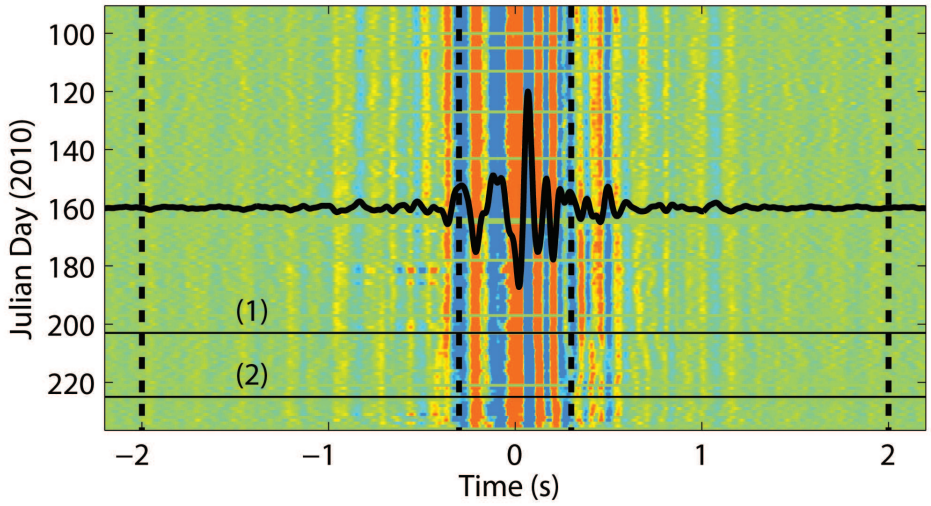


FIGURE 7.7 – Daily cross correlations of ambient seismic noise recorded by S1 and S2 from day 91 to day 236, in the 4 25 Hz frequency range. Amplitude is normalized each day. The reference trace, averaged over all the correlograms, is displayed by the continuous thick line. Vertical dotted lines mark the time window of the coda used to estimate the relative velocity change dV/V. Early arrivals (between 0.2 s and +0.2 s) are not taken into account in this study. Horizon-tal lines 1 and 2 mark the days for which a velocity drop is observed (see Figure 7.8).

35 m apart in stable ground on both sides of the landslide (Figures 1, 4, and 5), outside of the active landslide. Moreover, no evidence of recent ground deformations was observed at the two seismometer locations. They were buried at a depth of about 40 cm, to avoid atmospheric thermal effects. They were both connected to the same 24 bit Kephren acquisition station for digitization (at 250 Hz) and data storage. Vertical vibrations were continuously recorded from 1 April to 24 August 2010 and stored in 1 hour long records named s1(day,i,t) and s2(day,i,t), respectively, where the subscripts stand for the sensor number, day for the date and i for the hour.

The records were studied in the 4−25 Hz frequency range, which corresponds to Rayleigh wave penetration depths ranging from a few meters to a few tens of meters, thus sampling the landslide properly. From direct observations during the field experiments, two main sources of ambient noise were identified in this frequency band : the wind in the trees and the traffic along the road at the foot of the landslide. While the noise from both sources may be variable in time, the important feature for monitoring is that their locations are stable (*Hadziioannou et al.* (2009)). Moreover, although the traffic is not stable in the short term, it statistically stabilizes when averaging over a day, as will be shown below. Although these two sources dominate the seismic noise records, it cannot be excluded that additional distant sources might play a role here, but this issue cannot be studied using a two-sensor experimental setup.

As a first processing step, records were whitened in the 4−25 Hz frequency band. This procedure renormalizes the Fourier transform of si at each frequency by its absolute value to ensure that all frequencies in the bandwidth of interest have a similar statistical contribution :

$$\widetilde{s_i}(day,i,t) = IFFT\left(\frac{FFT(s_i(day,i,t))}{|FFT(s_i(day,i,t))|}A(w)\right) \tag{7.2}$$

where A(w) is an apodization window in the frequency domain, which shows a smooth transition from 0 (out of the 4–25 Hz range) to 1 (within the 4–25 Hz range).
Then, 24 h cross correlations were calculated and averaged each day, yielding 146 daily correlograms hday for the period of interest :

$$h_{day}(\tau) = \left\langle \int \widetilde{s_1}(day,i,t)\widetilde{s_2}(day,i,t+\tau)dt \right\rangle_{i=0..23} \tag{7.3}$$

Figure 7.7 shows the daily cross correlations obtained from Julian day 91 to Julian day 236, along with the reference waveform href obtained by averaging all the correlograms. Daily correlations were then filtered at successive center frequencies f_c from 5 Hz to 23 Hz with a 2 Hz bandwidth. For each frequency f_c, correlations are compared to the reference. In the case of a homogeneous velocity change dV, all the waveforms constituting the correlograms are shifted in time by a factor dV/V. To measure this relative velocity change, the stretching technique (Sens-Schönfelder and Wegler, 2006 ; Hadziioannou et al., 2009) was applied, which consists in testing several possible velocity changes dV/V by resampling the correlograms in time $h_{day}f_c(t) \rightarrow h_{day}f_c(t(1+dv/v))$. The actual relative velocity change dV/V at a given date day maximizes the correlation coefficient :

$$CC(\frac{dV}{V}) = \frac{\int h_{day}(t(1+dV/V))h_{ref}(t)dt}{\sqrt{h_{day}(t(1+dV/V))^2 h_{ref}(t)^2 dt}} \tag{7.4}$$

The asymmetry of the correlograms in the central part [–0.2 s–0.2 s] (Figure 7.7) is due to the imperfect spatial distribution of noise sources. Signals observed around $\tau = 0$ correspond to waves traveling from the (unknown) sources to the receivers. As these early direct waves (P, S and Rayleigh) are very sensitive to changes in the noise source position, they were removed by considering the portion of the correlograms in the range ([–0.2 s–2 s] and [0.2 s 2 s], delimited by vertical broken lines in Figure 7.7). This time range begins after the slowest Rayleigh wave between the two sensors and ends when the amplitude of the correlations is low and the waveforms fluctuate too much from one day to another. Consequently, these time windows correspond to coda waves which have sampled the region around and between the seismic sensors (*Pacheco and Snieder* (2005) ; *Rossetto et al.* (2011)). The coda is essentially made up of surface waves (*Larose et al.* (2006) ; *Sens-Schönfelder and Wegler* (2006) ; *Brenguier et al.* (2008a), *Brenguier et al.* (2008b)), i.e., Rayleigh waves for the vertical components used here. The relative phase velocity changes were analyzed for 2 Hz wide frequency bands between 4 and 25 Hz. A significant variation versus time was found in the 10−12 Hz range (Figure 7.8a). Figure 7.8a also shows the water table level. Figure 7.8b displays the plot of the correlation coefficient CC between the reference and the current correlation (see equation 7.4). From this coherence, the absolute error of dV/V can be estimated following *Weaver et al.* (2011). This error is 1% for all the data except during the last 10 days when it increases to 2%. Figure 7.8b also gives the average monthly displacement of the landslide computed from the four D-GNSS campaigns. These data show an acceleration of the landslide during summer 2010, but with a limited temporal resolution inherent to this observational technique. Finally, the daily precipitation and the cumulative rainfall are displayed in Figure 7.8c.

From the beginning of April to the middle of July 2010, the apparent Rayleigh wave velocity was relatively stable : observed velocity fluctuations are smaller than 1%. From mid–May to mid–July, the cumulative rainfall, along with the groundwater level in the piezometer borehole (Figures 7a and 7c), rose linearly with time. Groundwater reacted with a delay of about 20 h to rainfall inputs, suggesting that water infiltration was controlled by soil permeability. On July 24, after a short rainfall event and the corresponding delayed groundwater elevation, the apparent Rayleigh wave velocity (Figure 7.8a) underwent a gradual decrease of 2% over 20 days. On 15 August, after a series of intense precipitation events and related increases in the water table, the apparent velocity dropped by 7% in only 4 days. While losing its rigidity, the creeping material reached its stability limit and the slope failed, with a composite earthslide–earthflow event. This catastrophic event occurred between 18 and 20 August. As the mud accumulation at the slope toe directly threatened the road, slope reprofiling and drainage works were initiated on 21 August, which led to the seismic devices being dismantled.

7.2.4.2 Spectral Analysis of the Relative Velocity Change

Figure 7.9 displays the Rayleigh wave phase velocity variation evaluated for each frequency band during the 5 days before slope failure. It shows that the seismic velocities for frequencies

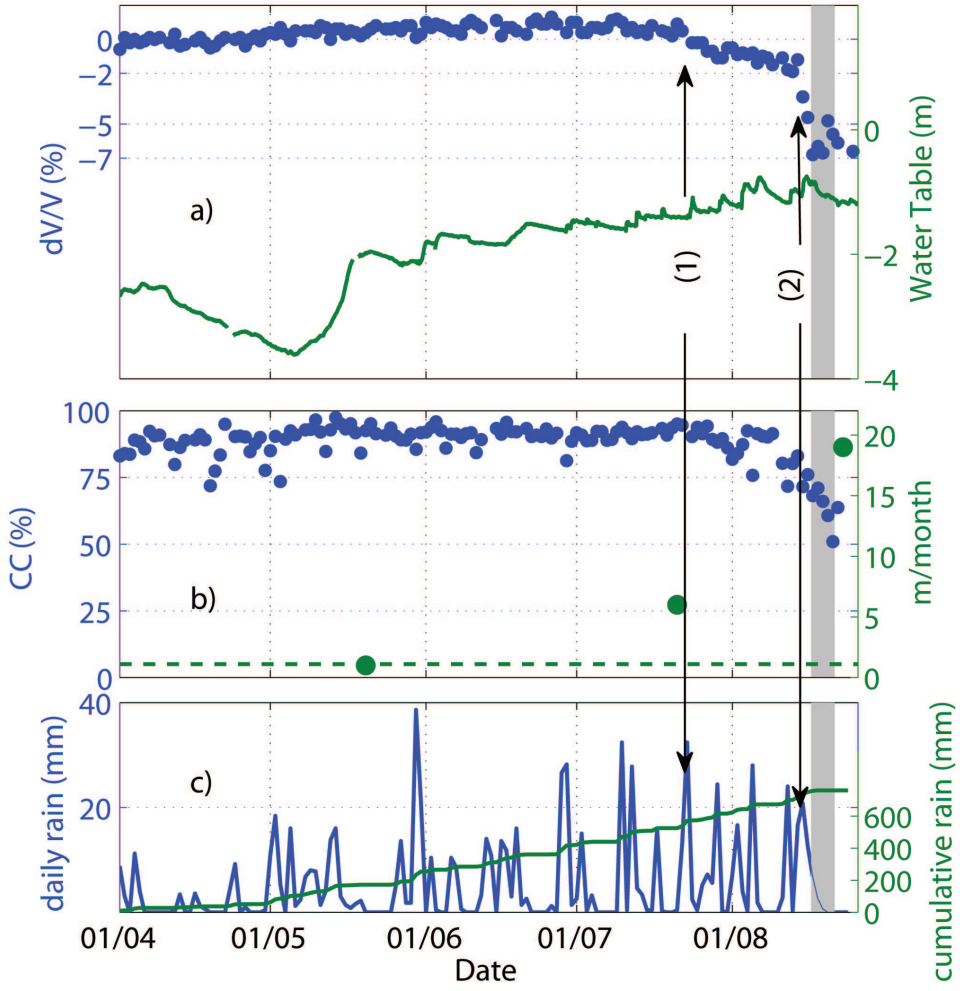


FIGURE 7.8 – (a) Green represents the water table, and blue represents the relative Rayleigh wave seismic velocity change of the material obtained by comparing daily seismic noise correlograms in the 10–12 Hz frequency range. Vertical line 1 : the first velocity reduction starts after rainfall on 23 July and represents a drop of 2% developing over 20 days. Vertical line 2 : the major drop starts after rainfall on 14 August, with a total decrease of 7% over the 4 days preceding a major failure of the landslide. The vertical shaded area marks the days of the failure (around 19 August). The correlation coefficient CC, from which the absolute error in estimating dV/V can be derived. This absolute error is 1% for all the data except the last 10 days, where it increases to 2%. (c) Daily (blue) and cumulative (green) precipitation, which cannot alone be used to predict the failure.

below 10 Hz and above 14 Hz remained unaffected during the course of the experiment and that the velocity drop occurred at a depth related to the sensitivity of Rayleigh waves in the range 10−14Hz.

In order to define the depth of the change in the sliding material, an analysis of the depth sensitivity of the Rayleigh wave versus frequency is performed similarly to *Rivet et al.* (2011). An initial numerical model was created from geophysical a priori information and field observations (Figures 2 and 3). From the active seismic profiles, the bedrock depth was fixed at 11 m with V_{sB} =640 m/s. This bedrock is overlain with a softer layer with a velocity V_{s3} =360 m/s. Several tests quickly showed that the change at 14 Hz observed in Figure 7.9a can only be obtained when introducing superficial low V_s layers (V_{s1} =80 m/s ; V_{s2} =100 m/s) with a total thickness of 2 m. From this model (Figure 7.9b) the initial dispersion curve of Rayleigh waves (similar to observations before the slope failure) was then computed, using the method proposed by *Dunkin* (1965) and implemented in the geopsy software (http ://www.geopsy.org). A series of models with a soft layer (thickness H and V_{s4}) added at the bedrock top was then tested. Figure 7.9a shows the relative phase velocity differences between the initial and perturbed models, computed for three different thickness values (H = 1, 2 and 3 m) and for a shear wave velocity of V_{s4} =200 m/s. The best correlation with experimental data was obtained for a thickness H = 2 m (red line). A multitude of realistic models (changing H and V_{s4}) were created to test the uniqueness of this solution and no other simulated model was found consistent with observations. Finally, we computed the Rayleigh wave sensitivity kernels dV/dV_s as a function of depth for the fundamental mode in order to assess how well the depth localization of the low–velocity layer is constrained. Computations were made for the proposed velocity model at the three frequencies 8 Hz, 11 Hz and 14 Hz (Figure 7.9c), using the software developed by Herrmann (http ://www.eas.slu.edu/People/RBHerrmann), and the sensitivity curves are displayed in Figure 7.9c. At 8 Hz and 14 Hz, phase velocities are only sensitive to V_s variations in the bedrock and in the shallow layers, respectively. In contrast, the phase velocity at 11 Hz is sensitive to V_s changes both in the shallow layers and, to a less extent, in the two meters above the bedrock interface. However, as no variation was observed on the dV/V curve for 14 Hz (Figure 7.9a), the drop at 11 Hz results from a variation in V_s above the bedrock, corroborating our analysis. The frequency range for which a velocity reduction is observed then corresponds to a V_{s4} decrease from 360 m/s to 200 m/s in a 2 m thick zone located in the lower part of the sliding layer (from 11 to 9 m depth). These results have proved to be robust when varying the characteristics of the soft superficial layers.

7.2.4.3 Rheological Analysis of the Inclinometer Data

The depth and intensity of the relative velocity change has been compared with inclinometric data collected in 2009, and with the subsequent rheological considerations derived from them. The 17−21 m surface displacements measured from 21 July to 23 August 2010 can be explained by (1) basal sliding, (2) deformation over a given thickness resulting from a change in rheological properties or (3) both the above factors. Simulating the propagation of the 2007 mudflow using the BING software (*Imran et al.* (2001)) demonstrated that the first hypothesis was not valid (*Jaboyedoff et al.* (2009)). The only way to explain surface displacements was to introduce a

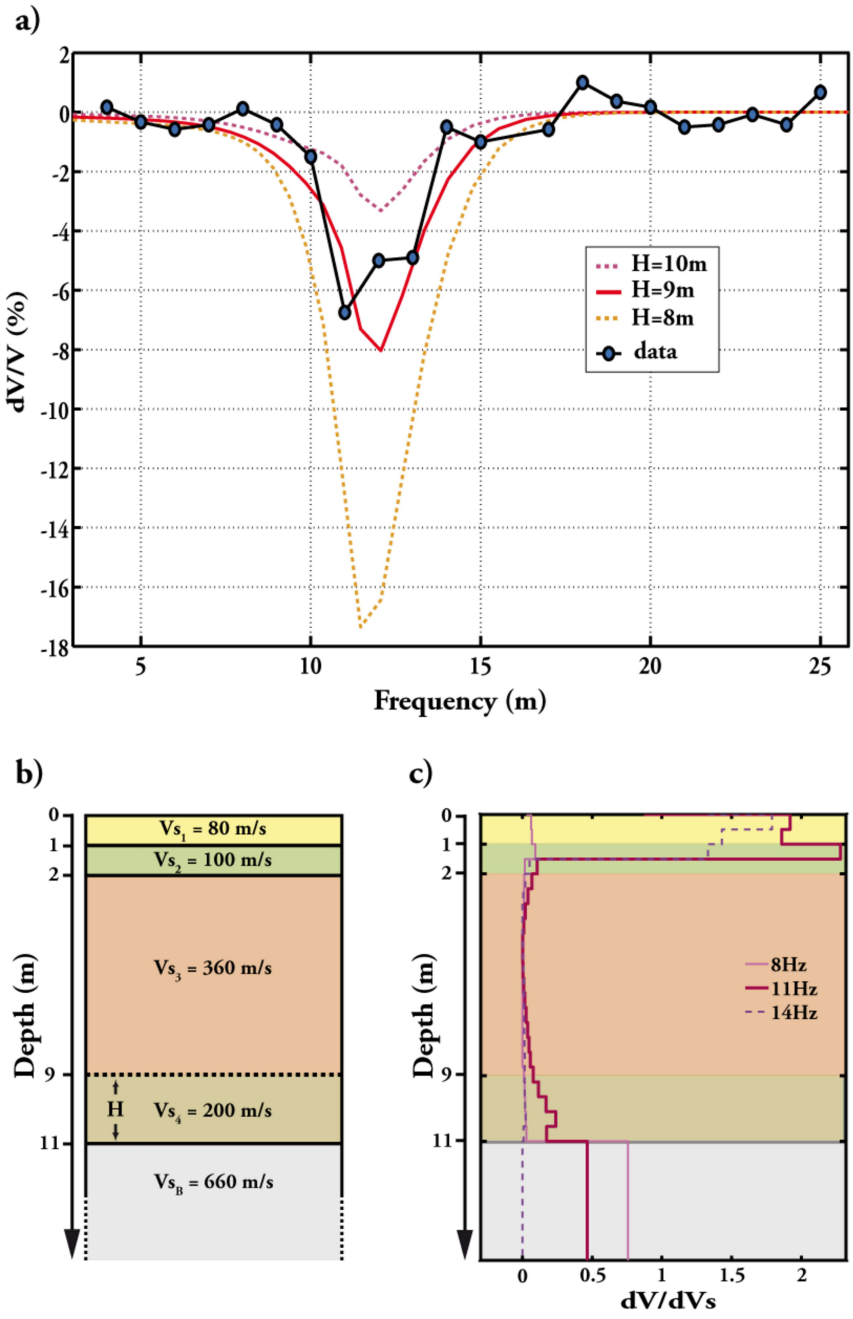


FIGURE 7.9 – (a) Relative velocity variation dV/V (%) observed in the coda of the correlations for the 5 days preceding the slope failure, for various frequencies ($\pm$ 1Hz around central frequency). The velocity drop is observed mainly in the $10 - 14$Hz frequency range, corresponding to the lower layer of the sliding material (depth from about 9 to 11 m). Models with different thickness layer (continuous and dotted lines) were tested, and a good fit was obtained with $H = 2m$ and $Vs = 200$ m/s in the layer (Figure 7.9b). (b) Vs model obtained from geophysical prospecting and by fitting the characteristics of the low velocity layer above bedrock (see section 4.2 for details). (c) Rayleigh wave depth sensitivity kernel computed at the frequencies 8 Hz, 11 Hz, and 14 Hz for the model in Figure 7.9b.

viscoplastic law, like the Herschel-Bulkley model (HBM) (*Coussot and for Hydraulic Research* (1997) ; *Huang and Garcia* (1998)). A change in the rheological properties over a certain thickness is also strongly supported by the seismic velocity changes observed in the bulk of the lower part of the sliding material. Here we investigate the most probable rheological model, analyzing the inclinometer data.

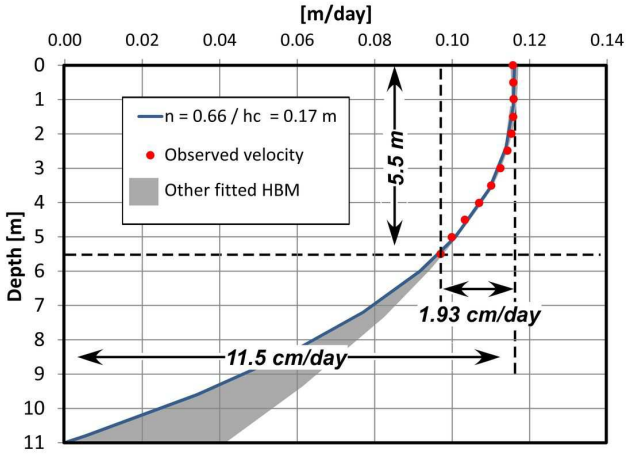


FIGURE 7.10 – Red dots are observed displacement rates versus depth. Blue line represents velocity profile (corrected for the slope) computed from the Herschel-Bulkley model (HBM) with the fit parameters $n = 0.66$, $h_c = 0.17$m ($\tau_c = 1.4$kPa), and $\mu_n = 1.7^{9Nm-2}s^n$. The shaded area shows all the HBMs fitting well the data (the coefficient of determination of the fitted law is $r^2 = 0.98$). The model giving the greatest velocity at the surface was chosen because it is closer to the observed surface velocities.

In June 2009, about 1 year before the seismic noise experiment, a borehole (I1 ; 5.5 m deep) was drilled at the top of the Pont Bourquin landslide (see location in Figures 1 and 4). It was equipped with an inclinometer casing. Inclinometer measurements were taken over a short period of time (a few days) after which the high deformation rates destroyed the casing. Since the landslide did not evolve too much from June 2009 to June 2010, the vertical distribution of the deformations in 2010 must be similar to the one obtained in 2009. The velocities were calculated from the inclinometric data. Measurements were projected along the vertical direction assuming an average slope of $\beta = 25^{\circ}$. These data indicate a maximum southward surface displacement of 15.5 cm in 8 days, from 24 June 2009 to 1 July 2009. This motion corresponds to a surface velocity of 1.93 cm/d over a thickness of 5.5 m (Figure 7.10), with a thin layer in rigid motion overlying a thick layer affected by continuous shearing. The strain rate was found to be negligible at the surface of the profile and accelerates below a depth h_c. This suggests a viscoplastic behavior of the sliding material. Rheological studies of mud have shown that it can be modeled as a non-Newtonian fluid exhibiting a yield stress and the HBM was found to be appropriate in fitting the rheological data (*Coussot and for Hydraulic Research* (1997)). In the HBM, the velocity profile

u(z$-h_c$) at a depth $z \geq h_c$ follows the equation

$$u(z) = u_s - \frac{n}{n+1}\left(\frac{\rho g(z-h_c)^{n+1} sin(\beta)}{\mu_n}\right)^{1/n} \tag{7.5}$$

where u_s is the velocity at the surface, n is the exponent of the HBM, h_c is the plug layer (unsheared) thickness, ρ the material density, g the gravity, β the slope angle, μ_n the dynamic viscosity [N m^{-2} s^n], and z is the axis perpendicular to the slope.
The yield stress τ_c is related to h_c by

$$\tau_c = \rho g h_c \sin(\beta) \tag{7.6}$$

The HBM was fitted by minimizing the absolute difference between theoretical values and raw data. The best fitting curve (Figure 7.10) was obtained for the following parameters : $\mu_n = 1.7 N m^{-2} s^n, n = 0.66, h_c = 0.17 m$ and $\tau_c = 1.4$ kPa. The HBM was then used to extrapolate the surface displacement velocity to the base of the sliding material at a depth of 11 m. This depth was deduced from the electrical tomography and the V_s profile. The surface velocity obtained from the HBM is equal to 11.5 cm/d (Figure 7.10). This surface displacement rate is of the order of magnitude of the observed surface velocity at the center of the landslide (18.2 cm/d) during the period from 20 May to 21 July 2010. The discrepancy between observed and calculated data is interpreted as a slip along a basal surface of the slide. These results indicate that 70% of the displacement rate occurred between 7 m and 11 m depth, and highlight the deformation at the base of the sliding layer, already shown by the relative velocity changes derived from surface waves. The 2010 landslide interpretation is that the gravitational stress locally increased in the accumulation zone and exceeded the yield stress, generating a decrease in the material rigidity, as observed by the ambient noise measurements.

7.2.5 Discussion and Conclusions

The Pont Bourquin landslide is a composite active wet earthslide–earthflow composed of clayey material with rock debris, continuously affected by numerous internal and superficial mass movements, as illustrated by the 2007 and 2010 events. From geophysical surveys, the depth of the main slip surface spatially ranges from a few m to about 11 m. Surface displacement monitoring has shown that the mass slides at mean velocities of about one to a few m/month and that a significant velocity increase in and above the accumulation zone was observed in July and August 2010, before slope failure. Due to continuous landslide activity, a bulge of remolded material (observed by Terrestrial Laser Scanning and Electronic Distance Meter) accumulated in the zone where the 2010 failure occurred. From ambient noise measurements and processing, a significant drop (7%) in Rayleigh wave velocity was observed a few days before the event, after an initial gentler decrease (2%). The frequency range (10$-$14 Hz) for which this drop occurred corresponds to a decrease in shear wave velocity in a 2 m thick layer located between 9 m and 11 m. This significant velocity decrease is interpreted as resulting from the decay in clay mechanical property (rigidity) in the lower part of the layer in motion, precluding the rupture. This is in agreement with a yield stress viscoplastic behavior, for which the material flows once a critical yield stress has been exceeded. For the 2010 event, the gravitational stress was locally

increased by the long-term accumulation of the displaced material.

This study has shown that it is possible to detect mechanical behavior changes in the sliding material by monitoring ambient seismic noise, which offers new insights into the rheology of landslides. The observed significant drop in seismic velocity prior to slope failure suggests that time–dependent variation in this parameter could be a valuable precursor. This method could be applied to all clay–rich earthslides, particularly those regularly affected by earthflows and debris flows occurring in the same areas, i.e., at the boundary between the accumulation zone and a lower well–defined narrow track area (*Malet et al.* (2005) ; *Picarelli et al.* (2005)). For large earthslides, small-scale earthflows can be independently triggered all along the different scarps, and a more complex array of receivers would then be required. From a methodological point of view, the present method could be applied where the background seismic noise is excited at frequencies that are relevant to monitor the structure : from the order of 1 Hz for deep and thick edifices (100 m or more) to a few tens of Hz for shallower ones (a few meters depth). Three conditions are requested to apply the method : (1) at least some sources of ambient noise have to remain stable in position during the observation time (river, road, factories, wind or oceanic activity), (2) the subsurface in the area is not affected by other external changes than the landslide itself (large excavation works, mining), and (3) the receivers have a fixed and stable position and orientation.

The method, which has proved to be efficient in a clay–rich landslide, could also be successfully applied in coarser material, including loose sandy soils, provided that a precursor rigidity change can be observed. In large–scale landslide experiments on loose sandy soils, rapid movements were triggered by rising pore water pressure (*Iverson et al.* (2000)). During the precursory period, the wetting caused soil compaction and a decrease in porosity from 0.52 to 0.49 (6% variation). No V_s measurement was made during this experiment, but we can try to estimate the V_s change resulting from this porosity decrease. *Fawad et al.* (2011) performed V_s measurements during the compaction of sand samples and calibrated an effective law to relate V_s and the porosity for different stresses. Using this law, the porosity decay measured by *Iverson et al.* (2000) is expected to provoke a V_s increase of more than 10%, a value far over the 2% velocity change detected in the Pont Bourquin landslide. These results give hope that the application of ambient seismic noise monitoring could be extended to rapid mass movements in coarse soil. In rocks, ambient noise measurements were recently applied to study the evolution of the natural frequencies of a rock column until its fall (*Lévy et al.* (2010)). The cross-correlation technique used in the present study could constitute an alternative to the resonance frequency determination for detecting and monitoring medium changes like fracturing in rock slopes. This issue has to be investigated in the future.

7.2.6 Acknowledgments

This work was supported by the French ANR project SISCA, the European project "Mountain Risks" (Marie Curie program), and the Department of Isère (France) through the Pôle Grenoblois des Risques Naturels. E.L. acknowledges support from the ERC WHISPER grant. The seismic experiment was operated and maintained by A. Mariscal and L. Darras. The au-

thors would like to thank L. Baron, A. Pedrazzini, A. Loye, M. Choffet, D. Carrea, T. Planes, L. Chaumond, G. Bacques, P. Bottelin, J. Letort, and V. Lebrouc for their participation in the seismic measurements. The authors also thank the editor and three anonymous reviewers for their valuable comments.

Chapitre 8

Surveillance sismique active

Le dispositif de sismique active a été installé en même temps que celui de la sismique passive. Composée de 4 plots et de 11 géophones, la sismique active permet de couvrir une plus large zone.

Douze campagnes ont été réalisées pendant l'année 2010 (du 26 février 2010 au 20 décembre 2010) périodiquement environ tous les mois : le 26 février (M1), le 15 mars (M2), le 31 mars (M3), le 28 avril (M4), le 19 mai (M5), le 15 juin (M6), le 20 juillet (M7), le 17 août (M8), le 25 août (M9), le 15 septembre (M10), le 18 novembre (M11) et enfin le 20 décembre (M12). A chaque mission, 30 coups de masse sont effectués sur chacun des 4 plots en béton. Les 30 signaux tirés de chaque plot, enregistrés sur chaque voie pour une mission, sont ensuite stackés. Le stack (ou empilement) permet d'augmenter le rapport signal/bruit : le signal, en phase avec la source, demeure constant tandis que le bruit est atténué d'un facteur $\sqrt{N}$, où N est le nombre de tirs effectué. Une moyenne de 30 signaux permet donc théoriquement de diviser par cinq l'amplitude du bruit.

Le glissement a peu évolué lors des sept premières missions, les plots et les géophones sont restés opérationnels (figure 8.1a). Lors de la mission du 17 août, quelques jours avant le glissement de terrain du 19 août 2010, le plot 1 a été complètement enseveli sous une coulée superficielle et n'a pas pu être retrouvé. Les trois géophones 9, 10 et 11 (les plus en aval du glissement) ont également été recouverts par une petite coulée superficielle mais il a été néanmoins possible de connecter ces derniers et d'enregistrer le signal (figure 8.1b).

La coulée du 18/19 août s'est produite sous le plot 2 et aucun autre équipement de la sismique active n'a été endommagé (figure 8.1c).

Après une première étape de traitements préliminaires des signaux, nous étudierons toutes les variations de vitesse des ondes de surface entre chaque plot et chaque voie filtrés à 12 Hz (fréquence pour laquelle une chute de vitesse des ondes a été observée lors de la surveillance passive) afin de s'assurer de la bonne cohérence des variations de vitesse entre eux. Puis les signaux seront filtrés à des fréquences comprises entre 3 et 25 Hz afin de juger de l'influence fréquentielle sur les valeurs de variations de vitesse, pareillement que pour la surveillance passive. Elles seront ensuite moyennées par zone géographique du glissement. Quatre zones sont définies pour chaque plot et les cinq géophones les plus en regard de chacun de ces plots (figure 8.1d). La zone Z1 et Z2 couvrent le haut de la zone d'accumulation (AZ) tandis que les zones Z3 et Z4 couvrent le bas de la zone transport (TA).

8.1 Traitement préliminaire des signaux

8.1.1 Incertitude du système d'acquisition

Avant de moyenner (stacker) les signaux, il est nécessaire de s'assurer de la bonne synchronisation de leurs enregistrements. La figure 8.2a expose les 30 signaux enregistrés sur la voie 6 du plot 4 lors de la première mission ainsi que leur moyenne (stack) (tracé rouge). Le décalage des 30 signaux par rapport à la moyenne a été calculé (encadré de la figure 8.2a) et exhibe un écart maximum d'environ 10 échantillons (entre -4 et $+6$). A une fréquence d'échantillonnage

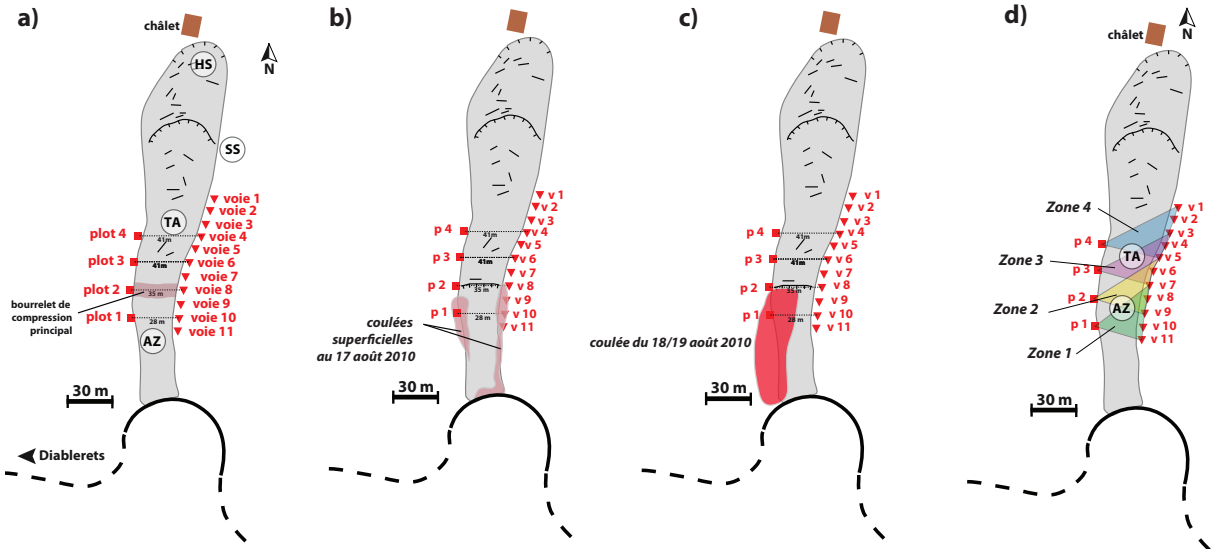


FIGURE 8.1 – Etats de la surveillance active en fonction du temps. a) Configuration initiale de la surveillance active : 4 plots installés sur le bord droit du glissement et 11 géophones sur son bord gauche. b) Des coulées superficielles ont enseveli le plot 1 et ont recouvert de quelques dizaines de centimètres les géophones 9 à 11 au 17 août 2010. c) La coulée du 18/19 août 2010 s'est produite en bas du plot 2. d) Zonage du glissement défini à chaque plot pour les 5 géophones situés en face.

de 2000 Hz cela représente une incertitude de la synchronisation de l'ordre de 5 ms. D'autres signaux ont été vérifiés de la même façon et montrent la même incertitude.

Ces variations sont maintenant comparées aux variations des signaux mission par mission. La figure 8.2c représente ces mêmes 30 signaux non stackés de la figure 8.2a, les stacks des 11 autres missions (même voie d'enregistrement et même plot utilisé) ont été ajoutés. Le zoom sur le début des signaux montre que les variations entre les signaux d'une même mission et les stacks de toutes les autres missions ne sont pas perceptibles. En revanche, le zoom sur les arrivées plus tardives montre un décalage de phase entre les stacks de toutes les missions plus important que le décalage des différents signaux d'une même mission. Les variations de phase des arrivées tardives révèlent un changement des propriétés du milieu entre chaque mission et serviront donc aux calculs des variations de vitesse.

8.1.2 Tri des stacks

Lors des missions dédiées à la sismique active, certaines acquisitions ont été difficiles à interpréter. La figure 8.3 montre tous les stacks enregistrés sur chacune des voies des 12 différentes missions du plot 4. Pour le plot 4, les voies les plus proches (de 1 à 7) montrent un rapport signal sur bruit plus important que les voies suivantes, plus éloignées, dû à l'atténuation des ondes de

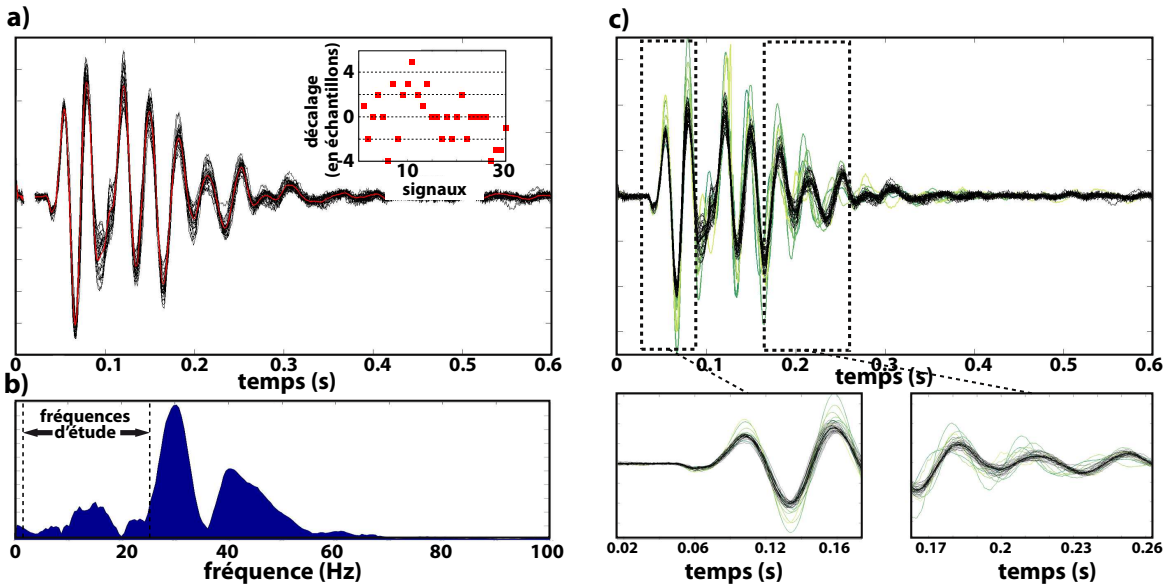


FIGURE 8.2 – Signaux filtrés large-bande 2−100Hz de la voie 6 tirés du plot 4 lors de la première mission. a) En noir les 30 signaux, en rouge la moyenne de tous ces signaux (stack). Encadré : la valeur du décalage (en échantillon) par rapport à chacun des 30 signaux et de leur moyenne. b) Spectre du stack de a), la fréquence d'étude est identique à celle de la surveillance passive (3-25Hz). c) Mêmes signaux qu'en a) mais comparés aux stacks de toutes les autres missions (et zoom du début du signal et de fin du signal).

surface. En outre, les géophones étant enterrés, les conditions de contact avec le sol peuvent se dégrader et générer une diminution de la qualité des signaux enregistrés.

Une interférence entre le signal de l'accéléromètre de la masse et certains enregistrements lors d'un choc est visible sur la voie 2 lors des missions 6 à 11 ou bien encore sur la voie 8 des missions 8 à 12 (figure 8.3). Ces diaphonies correspondent aux signaux calés au temps nul car générées instantanément lors du choc de la masse et imprimées sur l'enregistrement en raison d'une induction électromagnétique du système d'acquisition.

Les signaux diaphoniques et ceux dont le rapport signal sur bruit est trop faible sont supprimés manuellement.

8.2 Variations relatives de vitesse par méthode d'étirement (*stretching*)

Le décalage de phase dans les arrivées tardives est utilisé pour mesurer les variations de vitesse grâce à la méthode du stretching (section 3.4). Cette méthode associe un coefficient de

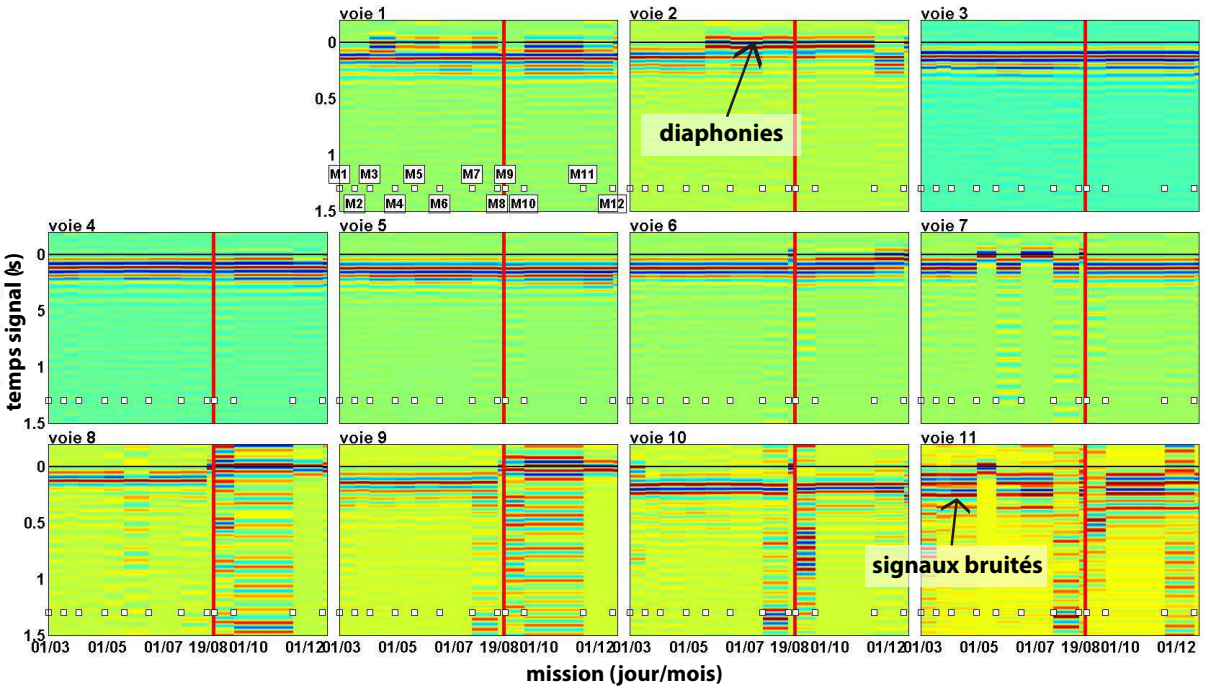


FIGURE 8.3 – Signaux stackés d'amplitude normalisée des 11 voies tirés du plot 4 pour toutes les missions. Les carrés blancs représentent les missions (M1 à M12), le trait noir horizontal (temps signal = 0s) marque le coup de masse, le trait rouge vertical indique la date de la coulée. Les signaux, bien que ponctuels sur le temps d'acquisition de la mission, ont été allongés jusqu'à la mission suivante pour une meilleure visualisation.

corrélation entre le signal mesuré et le signal de référence également exposé.

Les signaux de référence sont tous les stacks de la première mission (26 février). Une étude parallèle a été effectuée en prenant comme signaux de référence pour une mission, les stacks de la mission antérieure dans l'idée que les formes d'ondes varient moins d'une mission à l'autre que pendant toute la durée du chantier d'observation (1 an). Cependant les valeurs des coefficients de corrélation sont sensiblement identiques.

Le stretching est réalisé pour cinq fréquences différentes (4, 8, 12, 16 et 22 Hz) par des filtres passe-bande définis à plus ou moins 30% des fréquences choisies. Seules les variations de vitesse de plus ou moins 10% sont gardées, toutes les variations plus importantes sont considérées comme aberrantes et ne sont pas prises en compte (au vu des résultats de la surveillance du passif).

Dans un premier temps nous observerons, voie par voie, les valeurs de variations de vitesse

à 12 Hz, puis aux différentes fréquences définies précédemment. Ensuite nous établirons des variations de vitesse moyennes (à 12 Hz) par zone du glissement et tenterons de les interpréter.

8.2.1 Observations des variations de vitesse à 12 Hz (figure 8.4)

La figure 8.4 montre les variations de vitesse dV/V pour chacune des missions avec leurs coefficients de corrélation (CC) correspondants.

Au 15 mars les vitesses augmentent légèrement d'environ 1% mis à part une petite zone délimitée entre le plot 2 et les derniers géophones (soit au niveau de la zone d'accumulation du glissement). Pour les 4 missions suivantes (du 31 mars au 15 juin 2010) on observe une chute de vitesse d'environ -2% sur toutes les voies. Le 20 juillet 2010, seules les vitesses du plot 1 chute brutalement, de 4% pour les voies 2, 9 et 10 et jusqu'à 7% pour les voies 5 à 7. Ces baisses sont marquées également par celles des coefficients de corrélation correspondants mais qui restent élevés (>0,7). Des coulées superficielles ont enseveli le plot 1 avant la mission du 17 août (soit juste 4/5 jours avant le glissement).

Ces observations nous indiquent que les variations de vitesse sont cohérentes entre elles dans le temps (d'une mission à l'autre) et spatialement (les variations de vitesses affichent des valeurs sensiblement identiques pour des propagations d'ondes voisines). Cependant, des montées brutales de vitesse très ponctuelles n'affectant souvent qu'une seule voie sont observées (ex : la voie 7 pour la mission du 28 avril). Au vu du caractère très singulier de ces variations nous les négligeons dans les résultats postérieurs (leurs coefficients de corrélation étant souvent très faibles par ailleurs). Mis à part ces dernières, les coefficients de corrélation CC sont relativement grands ($> 0{,}7$) jusqu'à la coulée du 18/19 août, révélant un degré de confiance assez bon sur les mesures des variations de vitesse.

8.2.2 Observations de l'influence de la fréquence sur la vitesse (figure 8.5)

De la même façon que lors de la surveillance passive, les variations de vitesses sont calculées pour plusieurs fréquences (entre 4 et 25Hz). Les signaux sont filtrés pour cinq fréquences différentes (4 Hz, 8 Hz, 12 Hz, 16 Hz et 22 Hz) et les variations de vitesse sont évaluées par stretching comme précédemment. Uniquement 4 missions sont présentées à la figure 8.5 : celle du 15 juin soit 2 mois avant la coulée, celle du 20 juillet, celle du 17 août soit juste avant la coulée, et enfin celles du 25 août et 15 septembre.

Aucune différence notable entre les différentes fréquences ne semble émerger. Cependant la plus forte variation de vitesse est bien détectée à 12 Hz (chute de plus de 8% au tir du plot 1 et enregistrée sur la voie 7) mais peu confirmée par les tirs voisins.

8.2.3 Zonage du glissement et moyennage des variations de vitesse à 12 Hz (figure 8.6)

Afin de produire un résultat plus clair en fonction de la géométrie du glissement, un zonage de l'aire de surveillance est réalisé. Chaque zone est délimitée par un plot et a la valeur de la

moyenne des variations de vitesse des signaux tirés de ce plot sur les 5 géophones les plus en regard de celui-ci. La zone 1 (Z1) comprend les signaux générés au plot 1 et enregistrés aux voies 7 à 11. La zone 2 (Z2) comprend les signaux générés au plot 2 et enregistrés aux voies 5 à 9. La zone 3 (Z3) comprend ceux générés au plot 3 et enregistrés aux voies 3 à 7 et enfin la zone 4 (Z4) pour les signaux générés du plot 4 et enregistrés aux voies 1 à 5 (voir insert de la figure 8.6). Les zones Z1 et Z2 investiguent la partie haute de la zone d'accumulation tandis que les zones Z3 et Z4 investiguent le bas de la zone de transport.

Les résultats de ces zonages de variations de vitesse présentent trois caractéristiques que l'on peut tenter d'interpréter :

- Les vitesses diminuent sur l'ensemble du glissement du 15 mars au 31 mars et restent négatives jusqu'au 15 septembre. A partir de cette date, elles semblent remonter jusqu'au 20 décembre. Ce cycle annuel pourrait être expliqué par la hausse du niveau d'eau dans le glissement au printemps-été (figure 7.8 à la section 7.2.4) due à l'augmentation des précipitations et à la fonte du manteau neigeux.

- Alors que les variations de vitesse restent stables du 31 mars jusqu'à la coulée d'août dans la zone de transport (environ à -1%), des fluctuations de vitesse semblent intervenir par intermittence dans la zone d'accumulation (jusqu'à -3%). Ce résultat pourrait indiquer que la zone d'accumulation subit plus de variations de rigidité en profondeur que la zone de transport.

- Durant toute la période d'acquisition, les variations de vitesse sont faibles (-3% maximum) sauf le 20 juillet (soit 1 mois avant la coulée) dans la zone Z1 où une chute de -7% est observée. Cette baisse pourrait être induite par une perte de rigidité du matériau dans cette zone.

8.3 Comparaison avec la sismique passive et conclusion

Si la chute des variations de vitesse du plot 1 le 20 juillet (soit 1 mois avant le glissement-coulée) semble la plus intéressante, elle n'est pas confirmée par les résultats de la sismique passive qui date le début de la chute de vitesse le 24 juillet, soit quatre jours après. De plus l'étude fréquentielle a montré que cette variation de vitesse n'était pas aussi bien contrainte en fréquence que la surveillance passive. Aucune étude en profondeur ne semble donc réalisable. Le peu de résultats interprétables des tirs du plot 2 (qui se situe au niveau des capteurs de la surveillance passive), ne montrent aucune variation de vitesses précédant la coulée d'août 2010.

Le cycle annuel des variations de vitesse qui semble émerger des résultats de la sismique active n'est pas confirmé par la surveillance passive qui ne couvre que la période d'avril à août 2010. De plus, les travaux de drainage réalisés par les services du canton juste après la coulée, peuvent être également à l'origine de cette augmentation de vitesse.

Les résultats de la surveillance active sont difficilement interprétables et ceci pour trois raisons principales : (1) les sources (chocs de masse) ne sont probablement pas assez reproductibles et les blocs de béton se dégradent avec le temps. De plus l'énergie du signal générée est faible aux fréquences utilisées (3-25 Hz ; figure 8.2b) ; (2) les signaux dont la faible qualité empêche parfois toute analyse, due aux mauvais contacts entre les géophones et le sol ainsi qu'aux diaphonies ; (3) Le manque de données dû à la perte du plot 1 le 17 août (juste avant la coulée), prive d'interprétation la chute de vitesse des ondes observées le 20 juillet. L'installation avait pourtant été choisie après un compromis entre une distance raisonnable des différentes parties de l'acquisition et une distance de sécurité avec le glissement à l'abri d'éventuelles coulées.

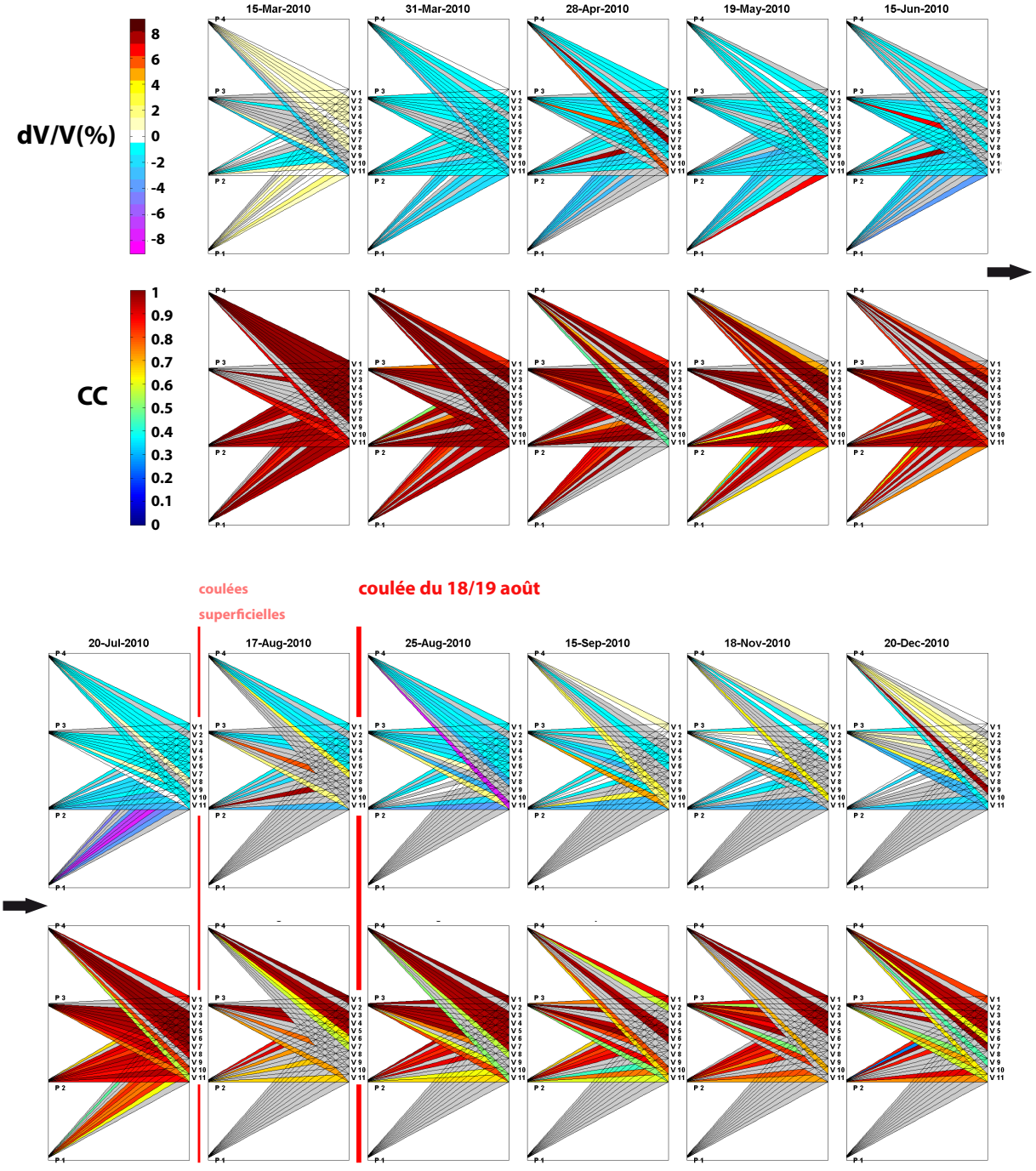


FIGURE 8.4 – Variations de vitesse (± 10%) par stretching à 12 Hz et les coefficients de corrélation (CC) correspondants pour 11 missions (la première mission du 26 février étant prise comme référence). Chaque ligne marque les variations de vitesse pour un stack tiré d'un plot (P_i) à gauche à une voie (V_i) à droite. La géométrie de la disposition des plots par rapport aux géophones a été étirée verticalement afin d'avoir une bonne visualisation des lignes et de leurs couleurs respectives. Les lignes de variations de vitesse supérieures à 10% ou celles supprimées par le post-traitement sont grisées.

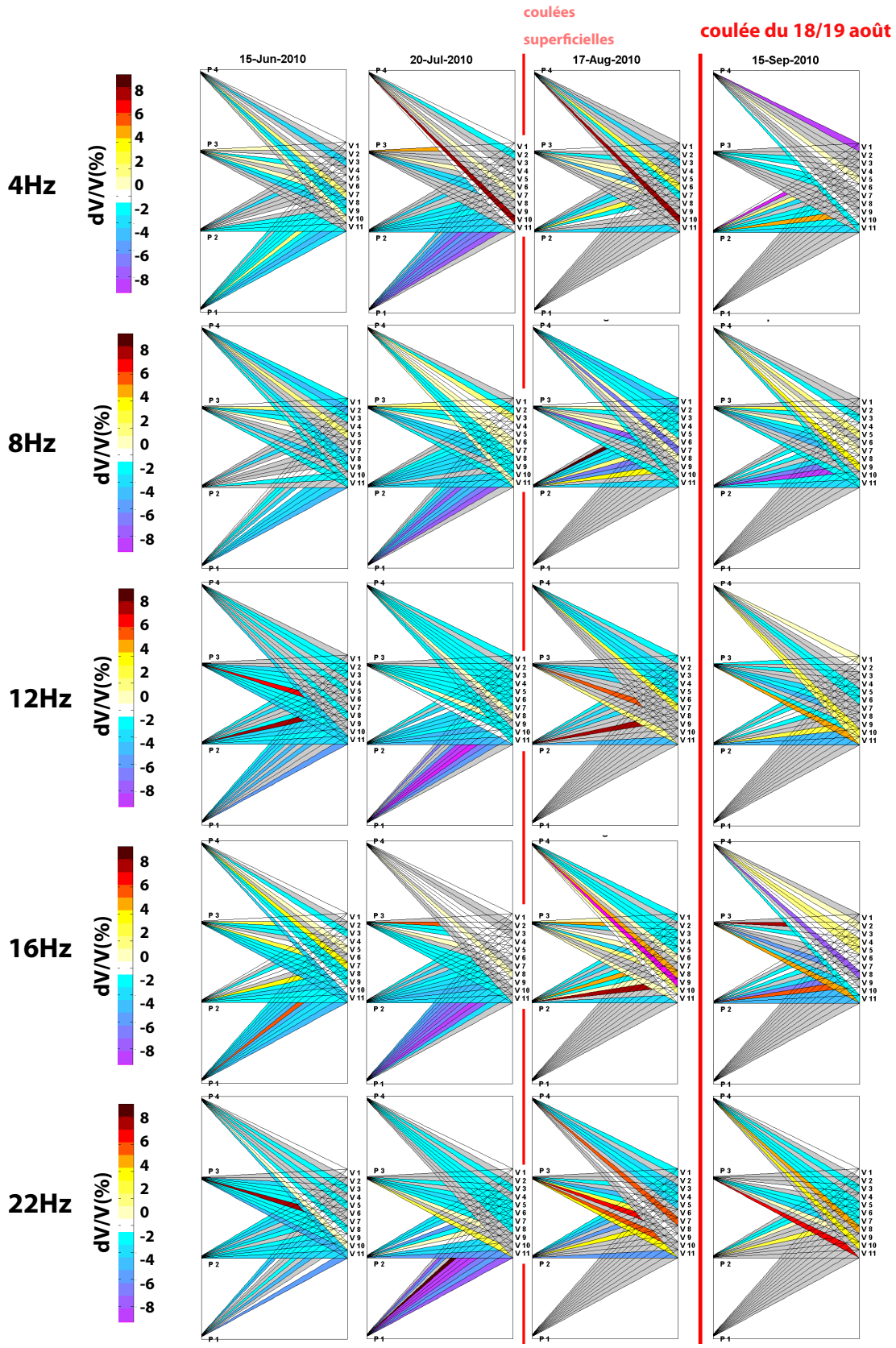


FIGURE 8.5 – Variations de vitesse (± 10%) à différentes fréquences (4, 8, 12, 16 et 22 Hz) pour 4 missions différentes (les signaux de référence sont ceux de la première mission du 26 février).

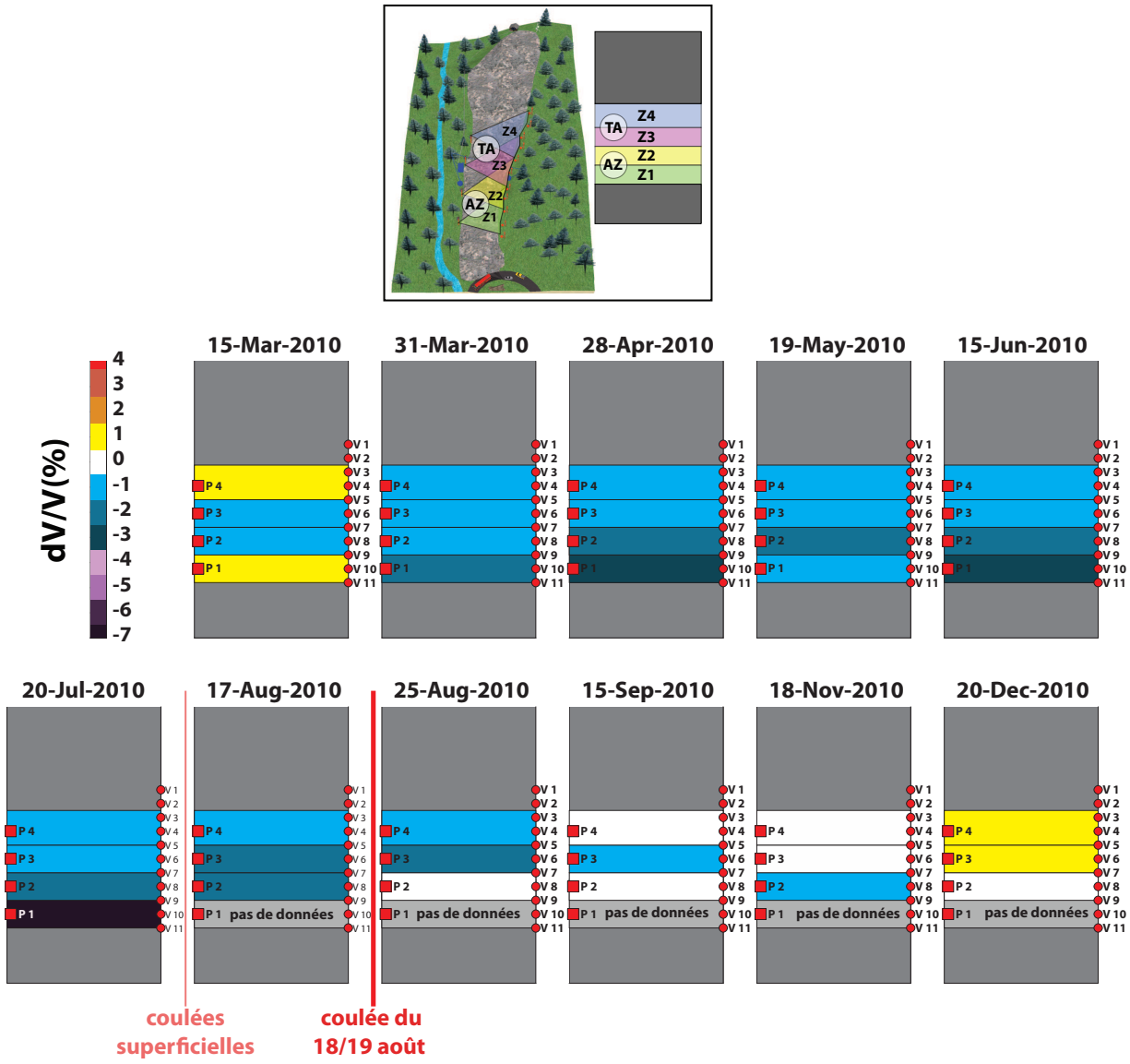


FIGURE 8.6 – Zonage et moyenne des variations de vitesses (12 Hz) suivant quatre zones du glissements (Z1 à Z4). Z1 et Z2 correspond à la zone de Transport (TA) et Z3, Z4 à la zone d'Accumulation (AZ). En encadré : le plan du zonage sur le glissement et la représentation schématique correspondante.

Chapitre 9

Conclusion et perspective

Le glissement argilo-schisteux de Pont-Bourquin a été suivi en continu par une méthode passive et active durant l'année 2010. Ce glissement de terrain petit mais actif a connu une coulée le 18/19 août. Deux dispositifs sismiques ont été installés sur les bords du glissement, proche de la zone d'accumulation : une surveillance passive en continu et une surveillance intermittente par la sismique active.

Les mesures des variations de vitesse des ondes de surface obtenues lors de la surveillance passive montrent une chute progressive de 2% qui commence 20 jours avant la coulée suivie d'une chute plus importante de 5% 3-4 jours avant celle-ci. La rupture a pu être localisée à la base du glissement sur 2 mètres d'épaisseur. Cette méthode semble pertinente pour détecter les changements de comportements mécaniques au sein des massifs argileux instables, précurseurs aux départ en coulée.

Les résultats de la surveillance active n'ont pas été aussi concluants. Des baisses de vitesse ont bien été observées un mois avant le glissement-coulée dans la zone d'accumulation mais ne correspondent pas aux valeurs de la surveillance passive et ne semblent pas avoir un lien directement interprétable avec la coulée d'août 2010.

Au regard des bons résultats de la surveillance passive, un dispositif plus important a été installé en juillet 2012. Huit capteurs à composantes verticales ont été enterrés dans un coffrage en béton sur chaque côté du glissement. Une buse en plastique permet de garder une bonne étanchéité des capteurs (figure 9.1 b). Leurs données serviront à mieux localiser les changements de rhéologie. Deux extensomètres ont également été installés (au niveau de la zone de transport et d'accumulation ; figure 9.1 d). De plus le glissement-coulée (ainsi que les tailles des arbres du service du canton) ayant élargi toute la base du glissement (figure 9.1 a) une caméra placée en contre-bas peut dorénavant filmer le glissement dans sa globalité (figure 9.1 c).

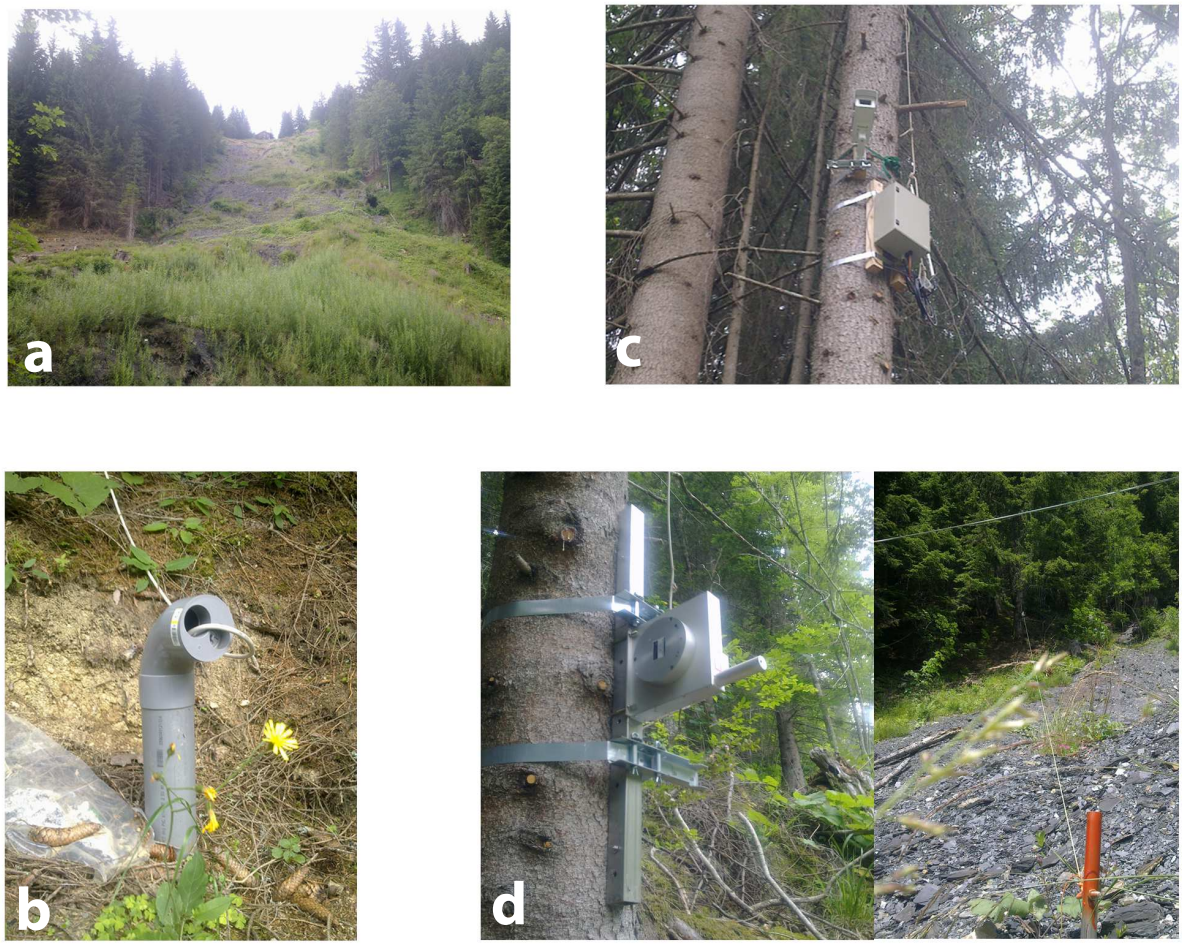


FIGURE 9.1 – Photos des nouvelles installations. a) Vue dégagée du bas du glissement après par le glissement-coulée de 2010. b) Une des huit buses en plastique accueillant un nouveau capteur d'écoute passif à composante verticale. c) Caméra installée en bas du glissement pour une surveillance visuelle en continu. d) Installation d'un des deux extensomètres.

Conclusions et perspectives

Conclusion

L'objectif de ce travail était d'étudier le comportement des argiles lors de leurs transitions solide-liquide et de relier cette transition à une variation de vitesse d'ondes S (Vs), paramètre indicateur de la rigidité d'un matériau.

Pour cela, plusieurs types d'essais ont été réalisés en laboratoire et en milieu naturel. Parmi les études en laboratoire réalisées sur l'argile du Trièves, des mesures rhéologiques et sismiques ont été conduites sur des échantillons directement prélevés au sein du massif argileux. Par la suite, les variations de Vs ont été mesurées lors de la mise sous contraintes d'une masse argileuse par les essais de plan incliné.

En raison de la difficulté de prévoir le lieu d'un futur glissement-coulée dans le Trièves, le glissement très actif et canalisé du Pont Bourquin (Suisse) a été choisi pour réaliser des expériences de suivi temporel.

Les principaux résultats de ces travaux sont synthétisés sous forme graphique à la figure 9.2.

Les premières expériences de propagation d'ondes sur les argiles du Trièves dans un bac argileux (figure 9.2a) ont montré que la vitesse des ondes S (Vs) mesurée en fonction de la teneur en eau présente deux portions linéaires de pente décroissante avec une rupture de pente aux environs de la limite de liquidité LL définie par les tests géotechniques (LL =0,44). Cette étude montre que la limite de liquidité géotechnique, définie de manière expérimentale, correspond à une variation de rigidité du milieu observable par Vs. Les valeurs de Vs(w) mesurées lors de ces expériences sont en accord avec celles obtenues lors des tests d'oscillation dynamique dans le domaine liquide et dans le domaine solide, que ce soit lors des études sismiques in-situ sur le glissement d'Avignonet ou en cellule triaxiale à pression de confinement nulle.

Les essais rhéométriques réalisés sur la même argile dans le domaine liquide au sens géotechnique ($w > LL$) ont mis en évidence une transition rhéologique solide-liquide définie par une fluidification lorsqu'une contrainte appliquée à l'échantillon argileux atteint un certain seuil, qui varie en fonction de la teneur en eau (figure 9.2b). Cette fluidification est interprétée comme le passage d'un état "bloqué" (*jammed*) à un état "débloqué". Une loi exponentielle semble bien modéliser les variations des contraintes seuil τ_c mesurées en fonction de la teneur en eau w. Sa concavité correspond au modèle du diagramme de phase proposé par *Trappe et al.* (2001) pour les systèmes attractifs colloïdaux bloqués (figure 1.12 section 1.2.4).

Les tests de fluage proches de la contrainte seuil (figure 9.2c) ont mis en évidence le caractère thixotrope de ces argiles, marqué par une bifurcation de viscosité à la contrainte seuil. Lorsque la contrainte appliquée est inférieure à τ_c, la viscosité apparente augmente et l'écoulement s'arrête. Au contraire, lorsque la contrainte appliquée est supérieure à τ_c, la viscosité chute vers une valeur finie et le matériau s'écoule. Cette chute de viscosité s'accompagne d'une chute du module de cisaillement et donc de Vs mesuré lors des tests d'oscillations dynamiques pour la même contrainte seuil. Ces résultats démontrent bien que Vs varie significativement avec les

changements rhéologiques dans l'argile, probablement en raison de la désorganisation du réseau de particules. Quelle que soit la teneur en eau de l'échantillon, Vs tend vers 0 dans cet état désorganisé (figure 9.2b). L'évolution du module élastique de cisaillement lors des tests de fluage proches de la contrainte seuil est retardée, marquant une phase transitoire dans sa réponse et confirmant le caractère thixotrope des argiles.

Les tests de plan incliné ont permis de confirmer que l'argile du Trièves obéit bien à une rhéologie de type fluide à seuil lorsqu'elle est mise sous contraintes par l'inclinaison du canal. Ces essais ont montré que le glissement est précédé par une diminution significative de Vs (entre 6% et 12%, figure 9.2d) au sein de la masse argileuse ou plus probablement principalement dans sa partie inférieure. Il est probable que la chute de Vs observée avant le mouvement de la masse argileuse du plan incliné se produise lors de l'état transitoire observé au cours de l'évolution du module élastique de cisaillement dans le temps.

Enfin, l'instrumentation sismique du Pont Bourquin (Suisse) a permis de mesurer les variations de vitesse des ondes de Rayleigh lors d'un glissement-coulée. Les glissements de terrain naturels ne sont pas de simples masses argileuses homogènes mais présentent des variations verticales et latérales de Vs, en fonction de la compacité et de la nature des sols. La surveillance passive réalisée sur le glissement du Pont-Bourquin a montré une chute importante de la vitesse des ondes de surfaces de 5% quelques jours avant la coulée. Cette baisse a été précédée d'une autre d'environ 2%, plus faible mais constante pendant les 20 jours précédents (figure 9.2e). Une étude de la variation de vitesse des ondes de surface à différentes fréquences a permis de localiser la zone de déformation dans une couche de 2 m d'épaisseur à la base du glissement (figure 9.2f). La chute de Vs observée (de 360 m/s à 200 m/s) est propablement liée aux mêmes comportements de fluidification observés lors des tests rhéologiques. En outre, Les variations relatives de vitesse des ondes de surface quelques jours avant la coulée d'août 2010 sont proches de celles mesurées lors des tests de plan incliné.

Ces résultats confirment l'intérêt de Vs comme marqueur des changements rhéologiques au sein des argiles et comme paramètre précurseur à l'initiation de glissements-coulées.

Perspectives

Si une partie des objectifs a pu être atteinte lors de ce travail, une série d'études reste à mener afin de conforter et d'affiner les résultats obtenus.

En laboratoire

Les expériences in-situ et sur plan incliné ont montré une diminution de Vs précédant le déclenchement des glissements-coulées. Des essais rhéométriques précis avec des mesures du module de cisaillement élastique pourraient être réalisés afin de mieux comprendre les raisons de ce caractère précurseur de Vs. En outre, le système de plan incliné pourrait être amélioré afin de réaliser des études plus approfondies pour relier les variations de Vs et les changements de comportement

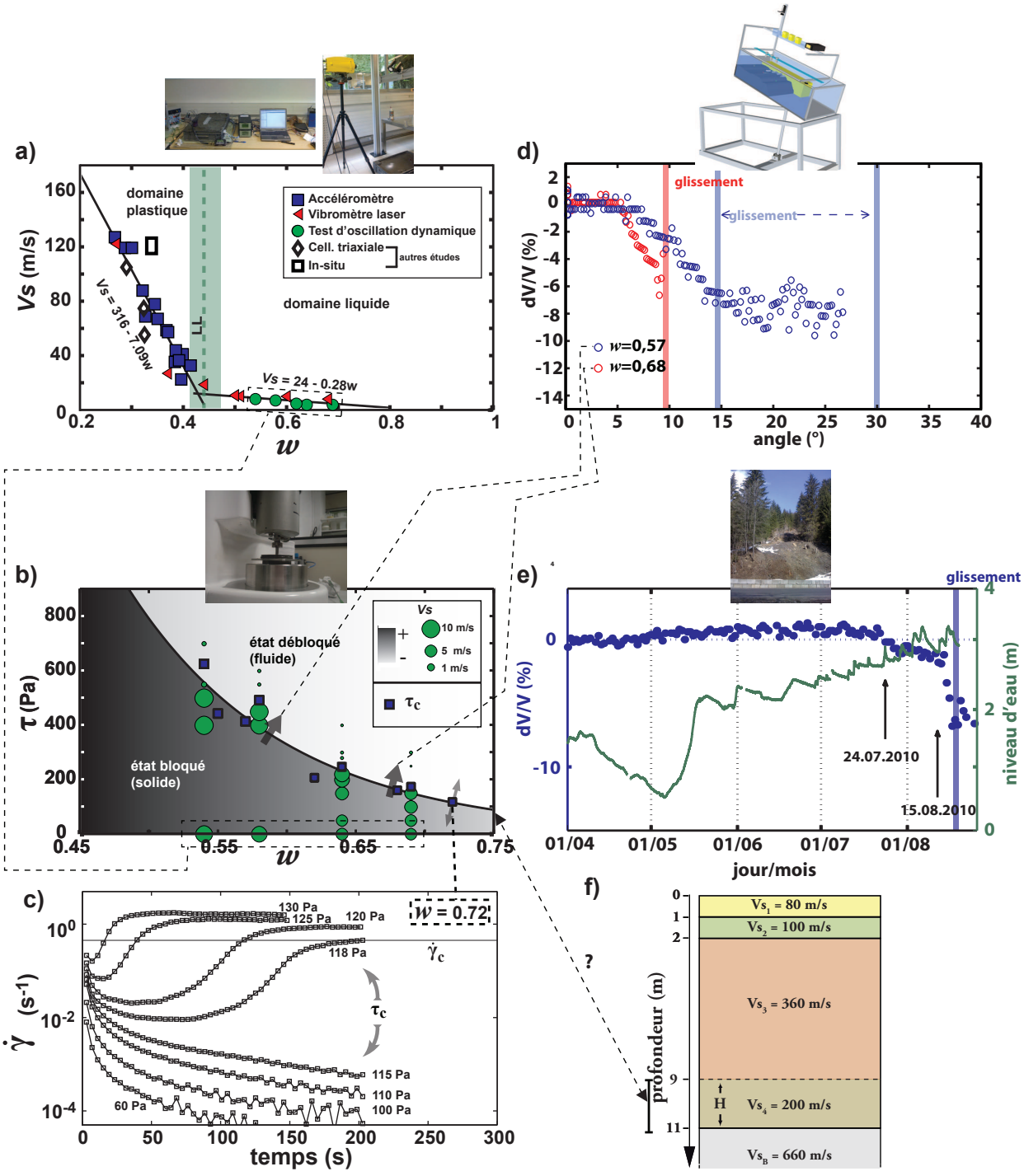


FIGURE 9.2 – Synthèse des résultats importants obtenus. a) **Mesure de propagation d'ondes**. Vs en fonction de la teneur en eau et distinction de 2 régimes linéaires séparés par $w = LL$ =0,44. b) **Mesures rhéologiques**. Evolution de la contrainte critique τ_c en fonction de la teneur en eau w et mesures de Vs par les tests d'oscillations dynamiques (encadré pointillé : les valeurs de Vs à $\tau_c = 0$ sont ceux montrés en a). c) Tests de fluage pour différentes contraintes τ et bifurcation de viscosité à τ_c (pour 1 teneur en eau : w =0,72). d) **Essais sur plan incliné**. Variations relatives de Vs en fonction de l'angle d'inclinaison du canal pour 2 teneurs en eau (w =0,57 et w =0,68). d) **Pont-Bourquin**. Variations relatives de la vitesse des ondes de surface et du niveau d'eau. f) Modèle Vs(z) lors de la coulée.

rhéologique. Avec le dispositif actuel, il est très compliqué de contraindre le temps de repos car toute l'installation des capteurs est faite entre la mise en place de la masse argileuse et le début de l'expérience. Il serait judicieux d'établir un nouveau dispositif de propagation d'ondes avec lequel l'expérience pourrait être lancée juste après la mise en place (ou sa déstructuration par mélange) de la masse argileuse. Pour cela on peut proposer de :

- Placer le dispositif source-récepteurs hors de la masse argileuse, par exemple sur les bords en utilisant une source plus puissante (pot vibrant).
- Utiliser des sources et/ou récepteurs sans contact (comme le vibromètre laser).
- Tenter une surveillance passive comme celle réalisée au Pont-Bourquin en plaçant les récepteurs sur chaque côté de la masse argileuse et en générant du bruit autour de celle-ci.

Avec un meilleur contrôle des expériences analogiques sur plan incliné, il serait également possible de les modéliser numériquement afin de déterminer et valider des lois rhéologiques pour l'argile, qui pourraient alors être utilisées pour la simulation numérique de glissements-coulées.

Ces études pourraient aussi être étendues à d'autres argiles affectées par des instabilités gravitaires, comme celles du Pont-Bourquin. Sur ce site, des éléments grossiers sont entraînés dans le glissement, et leur influence sur le comportement rhéologique de l'écoulement et des mesures de Vs devrait être évaluée, ainsi que celle de la composition géochimique de l'eau qui s'infiltre dans le glissement.

Sur le terrain

Pour faire suite à l'étude du Pont-Bourquin, il semble nécessaire de réaliser une étude sur la rhéologie de la matrice argileuse afin de confirmer le caractère viscoplastique des modèles utilisés dans ce manuscrit. La représentativité des échantillons étudiés devra être discutée (section 2.2.1).

La méthode de surveillance sismique passive utilisée dans cette étude a permis de mettre en évidence des variations de vitesse de l'ordre de quelques pourcents parce que les capteurs étaient situés en zone stable de part et d'autre de la masse en mouvement. Avec une zone de canalisation de la masse glissée, la configuration géométrique du glissement du Pont-Bourquin, est très favorable à l'application de cette technique. Ce n'est pas le cas de beaucoup de glissements-coulées argileux, comme ceux du Trièves, dont la taille et la géométrie ne permettent pas l'implantation de capteurs dans des zones stables. De nouvelles recherches doivent donc être menées, impliquant peut-être le développement et l'utilisation de nouveaux capteurs (mesures sans contacts), afin de permettre le suivi temporel de Vs dans ces grands glissements.

Bibliographie

Aki, K. (1957), Space and time spectra of stationary stochastic waves, with special reference to microtremors.

Aki, K., and P. Richards (2002), *Quantitative seismology*, Univ Science Books.

Ancey, C. (2007), Plasticity and geophysical flows : A review, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, *142*, 4–35.

Ancey, C., and P. Coussot (1999), Transition frictionnelle/visqueuse pour une suspension granulaire, *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences-Series IIB-Mechanics-Physics-Astronomy*, *327*(5), 515–522.

Andrade, F., H. Al-Qureshi, and D. Hotza (2011), Measuring the plasticity of clays : A review, *Applied Clay Science*, *51*(1), 1–7.

Angeli, M.-G., A. Pasuto, and S. Silvano (2000), A critical review of landslide monitoring experiences, *Eng. Geol.*, *55*, 133–147.

Asch, T., and P. Genuchten (1990), A comparison between theoretical and measured creep profiles of landslides, *Geomorphology*, *3*(1), 45–55.

Badoux, H., J. Gabus, and C. Mercanton (1990), Les diablerets.

Baltsavias, E. (1999), Airborne laser scanning : basic relations and formulas, *ISPRS Journal of Photogrammetry and Remote Sensing*, *54*(2), 199–214.

Bandyopadhyay, R., D. Liang, J. Harden, and R. Leheny (2006), Slow dynamics, aging, and glassy rheology in soft and living matter, *Solid state communications*, *139*(11), 589–598.

Bardou, E., E. Ravot, R. Metzger, I. Spinello, N. Rielle, and M. Jaboyedoff (2007), Coupling between hillslope processes and river system. case study of" la tinière", southwestren switzerland, in *Geophysical Research Abstracts*, vol. 9, p. 03009.

Barnes, H. (1989), Shear-thickening('dilatancy') in suspensions of nonaggregating solid particles dispersed in newtonian liquids, *J. Rheol.*, *33*(2), 329–366.

Barnes, H., and K. Walters (1985), The yield stress myth ?, *Rheologica Acta*, *24*(4), 323–326.

Bender, J., and N. Wagner (1996), Reversible shear thickening in monodisperse and bidisperse colloidal dispersions, *Journal of Rheology*, *40*(5), 899–916.

Bergaya, F., B. Theng, and G. Lagaly (2006), *Handbook of clay science*, vol. 1, Elsevier Science.

Besl, P., and N. McKay (1992), A method for registration of 3-d shapes, *IEEE Transactions on pattern analysis and machine intelligence*, *14*(2), 239–256.

Bettig, B., P. Bard, F. Scherbaum, J. Riepl, F. Cotton, C. Cornou, and D. Hatzfeld (2001), Analysis of dense array noise measurements using the modified spatial auto-correlation method (spac) : application to the grenoble area, *Bollettino di Geofisica Teorica ed Applicata*, *42*(3-4), 281–304.

Bièvre, G. (2010), Caractérisation de versants argileux instables dans des conditions hydrogéologiques hétérogènes. approche géophysique, Ph.D. thesis, Université Joseph-Fourier-Grenoble I.

Bièvre, G., U. Kniess, D. Jongmans, E. Pathier, S. Schwartz, C. van Westen, T. Villemin, and V. Zumbo (2011a), Paleotopographic control of landslides in lacustrine deposits (trièves plateau, french western alps), *Geomorphology*, *125*, 214–224.

Bièvre, G., D. Jongmans, T. Winiarski, and V. Zumbo (2011b), Application of geophysical measurements for assessing the role of fissures in water infiltration within a clay landslide (trièves area, french alps), *Hydrological Processes*.

Blanchet, F. (1988), Etude géomécanique de glissements de terrain dans les argiles glaciolacustres de la vallée du drac.(alpes françaises), Ph.D. thesis, Université Scientifique et Médicale de Grenoble.

Bonnet Staub, I. (1998), Mecanismes d'initiation des laves torrentielles dans les alpes francaises contribution a la maitrise du risque, Ph.D. thesis.

Borradaile, G. J. (2003), *Statistics of earth science data : their distribution in time, space and orientation*, Springer.

Bradbury, M., and B. Baeyens (2002), *Porewater chemistry in compacted re-saturated MX-80 bentonite : Physico-chemical characterisation and geochemical modelling*, Nagra.

Brenguier, F., M. Campillo, C. Hadziioannou, N. Shapiro, R. Nadeau, and E. Larose (2008a), Postseismic relaxation along the san andreas fault at parkfield from continuous seismological observations, *Science*, *321*(5895), 1478–1481.

Brenguier, F., N. Shapiro, M. Campillo, V. Ferrazzini, Z. Duputel, O. Coutant, and A. Nercessian (2008b), Towards forecasting volcanic eruptions using seismic noise, *Nature Geoscience*, *1*(2), 126–130.

Britton, M., and P. Callaghan (1997), Two-phase shear band structures at uniform stress, *Physical review letters*, *78*(26), 4930–4933.

Brönnimann, C. (2011), Effect of groundwater on landslide triggering, Ph.D. thesis, École Polytechnique Fédérale de Lausanne.

Campillo, M., and A. Paul (2003), Long-range correlations in the diffuse seismic coda, *Science*, *299*(5606), 547–549.

Canseco, V. (2009), Transport de colloïdes en milieu poreux : étude expérimentale.

Capon, J. (1969), High-resolution frequency-wavenumber spectrum analysis, *Proceedings of the IEEE*, *57*(8), 1408–1418.

Churchman, G., W. Gates, B. Theng, and G. Yuan (2006), .1 clays and clay minerals for pollution control, *Developments in Clay Science*, *1*, 625–675.

Cioni, R., A. Bertagnini, R. Santacroce, and D. Andronico (2008), Explosive activity and eruption scenarios at somma-vesuvius (italy) : Towards a new classification scheme, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *178*(3), 331–346.

Cipelletti, L., and L. Ramos (2002), Slow dynamics in glasses, gels and foams, *Current opinion in colloid & interface science*, *7*(3), 228–234.

Cipelletti, L., and L. Ramos (2005), Slow dynamics in glassy soft matter, *Journal of Physics : Condensed Matter*, *17*(6), R253.

Cipelletti, L., S. Manley, R. Ball, and D. Weitz (2000), Universal aging features in the restructuring of fractal colloidal gels, *Physical review letters*, *84*(10), 2275–2278.

Coe, J., W. Ellis, J. Godt, W. Savage, J. Savage, J. Michael, J. Kibler, P. Powers, D. Lidke, and S. Debray (2003), Seasonal movement of the slumgullion landslide determined from global positioning system surveys and field instrumentation, july 1998–march 2002, *Engineering Geology*, *68*(1), 67–101.

Cornforth, D. (2005), *Landslides in practice*, Wiley.

Coussot, P. (1995), Structural similarity and transition from newtonian to non-newtonian behavior for clay-water suspensions, *Physical review letters*, *74*(20), 3971–3974.

Coussot, P. (2005), *Rheometry of pastes, suspensions, and granular materials*, Wiley Online Library.

Coussot, P., and S. Boyer (1995), Determination of yield stress fluid behaviour from inclined plane test, *Rheologica acta*, *34*(6), 534–543.

Coussot, P., and I. A. for Hydraulic Research (1997), *Mudflow rheology and dynamics*, AA Balkema.

Coussot, P., and M. Meunier (1996), Recognition, classification and mechanical description of debris flows, *Earth-Science Reviews*, *40*(3), 209–227.

Coussot, P., and J. Piau (1994), On the behavior of fine mud suspensions, *Rheologica Acta*, *33*(3), 175–184.

Coussot, P., D. Laigle, M. Arattano, A. Deganutti, and L. Marchi (1998), Direct determination of rheological characteristics of debris flow, *Journal of hydraulic engineering*, *124*(8), 865–868.

Coussot, P., Q. Nguyen, H. Huynh, and D. Bonn (2002a), Viscosity bifurcation in thixotropic, yielding fluids, *Journal of rheology*, *46*, 573.

Coussot, P., J. Raynaud, F. Bertrand, P. Moucheront, J. Guilbaud, H. Huynh, S. Jarny, and D. Lesueur (2002b), Coexistence of liquid and solid phases in flowing soft-glassy materials, *Physical review letters*, *88*(21), 218,301.

Coussot, P., Q. Nguyen, H. Huynh, and D. Bonn (2002c), Avalanche behavior in yield stress fluids, *Physical review letters*, *88*(17), 175,501.

Coussot, P., N. Roussel, S. Jarny, and H. Chanson (2005), Continuous or catastrophic solid–liquid transition in jammed systems, *Physics of fluids*, *17*, 011,704.

Crawford, C. (1968), Quick clays of eastern canada, *Engineering Geology*, *2*(4), 239–265.

Cross, M. (1979), Relation between viscoelasticity and shear-thinning behaviour in liquids, *Rheologica Acta*, *18*(5), 609–614.

Crosta, G., and P. Frattini (2008), Rainfall-induced landslides and debris flows, *Hydrological processes*, *22*(4), 473–477.

Cruden, D., and D. Varnes (1996), Landslide types and processes, *Landslides-Investigation and Mitigation, Special Report*, *247*, 36–75.

Da Cruz, F., F. Chevoir, D. Bonn, and P. Coussot (2002), Viscosity bifurcation in granular materials, foams, and emulsions, *Physical Review E*, *66*(5), 051,305.

Dahlin, T., and B. Zhou (2004), A numerical comparison of 2d resistivity imaging with 10 electrode arrays, *Geophysical Prospecting*, *52*(5), 379–398.

de Oliveira Modesto, C., and A. Bernardin (2008), Determination of clay plasticity : Indentation method versus pfefferkorn method, *Applied Clay Science*, *40*(1), 15–19.

Derode, A., E. Larose, M. Campillo, and M. Fink (2003), How to estimate the green s function of a heterogeneous medium between two passive sensors ? application to acoustic waves, *Applied Physics Letters*, *83*(15), 3054–3056.

Djéran-Maigre, I., D. Tessier, D. Grunberger, B. Velde, and G. Vasseur (1998), Evolution of microstructures and of macroscopic properties of some clays during experimental compaction, *Marine and Petroleum Geology*, *15*(2), 109–128.

Dunkin, J. (1965), Computation of modal solutions in layered, elastic media at high frequencies, *Bulletin of the Seismological Society of America*, *55*(2), 335–358.

Dupuis, V. (2002), Dynamique lente des systèmes magnétiques désordonnés, Ph.D. thesis, Université Paris Sud-Paris XI.

Duvall, T., S. Jeffferies, J. Harvey, and M. Pomerantz (1993), Time–distance helioseismology.

Eilertsen, R., L. Hansen, T. Bargel, and I. Solberg (2008), Clay slides in the målselv valley, northern norway : characteristics, occurrence, and triggering mechanisms, *Geomorphology*, *93*(3-4), 548–562.

Fawad, M., N. Mondol, J. Jahren, and K. Bjørlykke (2011), Mechanical compaction and ultrasonic velocity of sands with different texture and mineralogical composition, *Geophysical Prospecting*.

Fink, M. (1992), Time reversal of ultrasonic fields. i. basic principles, *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, *39*(5), 555–566.

Gili, J., J. Corominas, and J. Rius (2000), Using global positioning system techniques in landslide monitoring, *Engineering Geology*, *55*(3), 167–192.

Giraud, A., J. Gourc, L. Besson, and D. Fabre (1980), Approche pluridisciplinaire des problèmes posés par un glissement de terrain sur faible pente, *Rev. Fr. Géotechnique*, *14*, 57–66.

Giraud, A., P. Antoine, T. Van Asch, and J. Nieuwenhuis (1991), Geotechnical problems caused by glaciolacustrine clays in the french alps, *Engineering Geology*, *31*(2), 185–195.

Gokceoglu, C., and E. Sezer (2009), A statistical assessment on international landslide literature (1945–2008), *Landslides*, *6*(4), 345–351.

Goldberg, D. (1989), Genetic algorithms in search, optimization, and machine learning.

Gouedard, P. (2008), Techniques de corrélation : Aspects méthodologiques et applications à la sub-surface, Ph.D. thesis, Université Joseph-Fourier-Grenoble I.

Grabowska-Olszewska, B. (2003), Modelling physical properties of mixtures of clays : example of a two-component mixture of kaolinite and montmorillonite, *Applied clay science*, *22*(5), 251–259.

Grandjean, G., and A. Bitri (2006), 2m-sasw : Multifold multichannel seismic inversion of local dispersion of rayleigh waves in laterally heterogeneous subsurfaces : application to the supersauze earthflow, france, *Near Surface Geophysics*, *4*(5), 367–375.

Guggenheim, S., and R. Martin (1995), Definition of clay and clay mineral : joint report of the aipea nomenclature and cms nomenclature committees, *Clays and Clay Minerals*, *43*(2), 255–256.

Guillot, X., M. Al-Mukhtar, F. Bergaya, and J. Fleureau (2002), Estimation de la porosité dans un matériau argileux, *Comptes Rendus Geoscience*, *334*(2), 105–109.

Hadziioannou, C. (2011), Ondes sismiques en milieu complexe : mesure des variations temporelles des vitesses, Ph.D. thesis, Université de Grenoble.

Hadziioannou, C., E. Larose, O. Coutant, P. Roux, and M. Campillo (2009), Stability of monitoring weak changes in multiply scattering media with ambient noise correlation : Laboratory experiments, *The Journal of the Acoustical Society of America*, *125*, 3688.

Holtz, W., and W. Ellis (1968), Triaxial shear characteristics of clayey gravel soils, pp. 143–149.

Huang, X., and M. Garcia (1998), A herschel–bulkley model for mud flow down a slope, *Journal of fluid mechanics*, *374*(1), 305–333.

Huff, W. (1974), Mineralogy and provenance of pleistocene lake clay in an alpine region, *Geological Society of America Bulletin*, *85*(9), 1455–1460.

Hungr, O., S. Evans, M. Bovis, and J. Hutchinson (2001), A review of the classification of landslides of the flow type, *Environmental & Engineering Geoscience*, *7*(3), 221–238.

Hutter, K., B. Svendsen, and D. Rickenmann (1994), Debris flow modeling : A review, *Continuum Mechanics and Thermodynamics*, *8*(1), 1–35.

Huynh, H., N. Roussel, and P. Coussot (2005), Aging and free surface flow of a thixotropic fluid, *Physics of fluids*, *17*, 033,101.

Imran, J., P. Harff, and G. Parker (2001), A numerical model of submarine debris flow with graphical user interface, *Computers & geosciences*, *27*(6), 717–729.

Iverson, R. (1997), The physics of debris flows, *REVIEWS OF GEOPHYSICS-RICHMOND VIRGINIA THEN WASHINGTON-*, *35*, 245–296.

Iverson, R. (2005), Regulation of landslide motion by dilatancy and pore pressure feedback, *J. Geophys. Res*, *110*(10.1029).

Iverson, R., and M. Reid (1992), Gravity-driven groundwater flow and slope failure potential : 1. elastic effective-stress model, *Water Resources Research*, *28*(3), 925–938.

Iverson, R., M. Reid, and R. LaHusen (1997), Debris-flow mobilization from landslides 1, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, *25*(1), 85–138.

Iverson, R., M. Reid, N. Iverson, R. LaHusen, M. Logan, J. Mann, and D. Brien (2000), Acute sensitivity of landslide rates to initial soil porosity, *Science*, *290*(5491), 513–516.

Jaboyedoff, M., A. Pedrazzini, A. Loye, T. Oppikofer, M. i Pons, and J. Locat (2009), Earth flow in a complex geological environment : the example of pont bourquin, les diablerets (western switzerland), *Landslide processes*, pp. 131–137.

Jefferson, I., and C. Foss Rogers (1998), Liquid limit and the temperature sensitivity of clays, *Engineering geology*, *49*(2), 95–109.

Johnson, A. (1970), *Physical processes in geology : a method for interpretation of natural phenomena ; intrusions in igneous rocks, fractures, and folds, flow of debris and ice*, vol. 1736, Freeman, Cooper.

Jones, R. (1958), In-situ measurement of the dynamic properties of soil by vibration methods*, *Geotechnique*, *8*(1), 1–21.

Jones, T. (1983), The properties and uses of clays which swell in organic solvents, *Clay Minerals*, *18*(4), 399–401.

Jongmans, D., and S. Garambois (2007), Geophysical investigation of landslides : a review, *Bulletin de la Société géologique de France*, *178*(2), 101–112.

Jongmans, D., B.G., S. Schwartz, and F. Renalier (2009), Geophysical investigation of the large avignonet landslide in glaciolacustrine clays in the trieves area (french alps), *Engineering Geology*, *109*, 45–56.

Keefer, D., R. Wilson, R. Mark, E. Brabb, W. BROWN III, S. Ellen, E. Harp, G. Wieczorek, C. Alger, and R. Zatkin (1987), Real-time landslide warning during heavy rainfall, *Science*, *238*(4829), 921–925.

Khaldoun, A., P. Moller, A. Fall, G. Wegdam, B. De Leeuw, Y. Méheust, J. Otto Fossum, and D. Bonn (2009), Quick clay and landslides of clayey soils, *Physical review letters*, *103*(18), 188,301.

Khan, A., P. Hong, W. Chuang, and K. Shih (2009), Effect of uniaxial drawing on the structure and glass transition behavior of poly (trimethylene 2, 6-naphthalate)/layered clay nanocomposites, *Polymer*, *50*(26), 6287–6296.

Köhler, A., M. Ohrnberger, F. Scherbaum, M. Wathelet, and C. Cornou (2006), Assessing the reliability of the modified three-component spatial autocorrelation technique, *Geophysical Journal International*, *168*(2), 779–796.

Kramer, S., J. Herse, M. Moussy, and P. Stephans (1957), *L'histoire commence à Sumer*, Arthaud.

Lacoss, R., E. Kelly, and M. Toksoz (1969), Estimation of seismic noise structure using arrays, *Geophysics*, *34*(1), 21–36.

Lagaly, G., O. Schulz, and R. Zimehl (1997), *Dispersionen und Emulsionen*, Springer.

Larose, E. (2006), Mesoscopics of ultrasound and seismic waves : application to passive imaging, in *Annales de Physique*, vol. 31, pp. 1–126.

Larose, E., M. Campillo, A. Khan, Y. Nakamura, et al. (2005), Lunar subsurface investigated from correlation of seismic noise., *Geophysical Research Letters*, *32*.

Larose, E., L. Margerin, A. Derode, B. Van Tiggelen, M. Campillo, N. Shapiro, A. Paul, L. Stehly, and M. Tanter (2006), Correlation of random wavefields : An interdisciplinary review, *Geophysics*, *71*(4), SI11–SI21.

Larose, E., P. Roux, and M. Campillo (2007), Reconstruction of rayleigh–lamb dispersion spectrum based on noise obtained from an air-jet forcing, *The Journal of the Acoustical Society of America*, *122*(6), 3437–3444.

Larose, E., P. Roux, M. Campillo, and A. Derode (2008), Fluctuations of correlations and green's function reconstruction : role of scattering, *Journal of Applied Physics*, *103*(11), 114,907–114,907.

Lavergne, M. (1989), *Seismic methods*, Editions Technip.

Lay, T., and T. Wallace (1995), *Modern global seismology*, vol. 58, Academic press.

Lee, K., and J. Ho (2009), Prediction of landslide occurrence based on slope-instability analysis and hydrological model simulation, *Journal of Hydrology*, *375*(3), 489–497.

Leroy, P., A. Revil, S. Altmann, and C. Tournassat (2007), Modeling the composition of the pore water in a clay-rock geological formation (callovo-oxfordian, france), *Geochimica et cosmochimica acta*, *71*(5), 1087–1097.

Lévy, C., L. Baillet, D. Jongmans, P. Mourot, and D. Hantz (2010), Dynamic response of the chamousset rock column (western alps, france), *Journal of Geophysical Research*, *115*(F4), F04,043.

Lichti, D., S. Gordon, and M. Stewart (2002), Ground-based laser scanners : operation, systems and applications, *Geomatica*, *56*(1), 21–33.

Liu, A., and S. Nagel (1998), Jamming is not just cool any more, *Nature*, *396*(6706), 21–22.

Lobkis, O., and R. Weaver (2003), Coda-wave interferometry in finite solids : Recovery of p-to-s conversion rates in an elastodynamic billiard, *Physical review letters*, *90*(25), 254,302.

Lombardi, G., J. Russel, and W. Keller (1987), Compositional and structural variations in size fractions of a sedimentary and a hydrothermal kaolin, *Clays and Clay Minerals*, *35*, 321–335.

Lorier, L., and P. Desvarreux (2004), Glissement du mas d'avignonet, commune d'avignonet, in *Proceedings of the workshop Ryskhydrogeo, Program Interreg III, La Mure (France)*, p. 8.

Mainsant, G., D. Jongmans, G. Chambon, E. Larose, and L. Baillet (2012a), Shear-wave velocity as an indicator for rheological changes in clay materials : Lessons from laboratory experiments, *Geophysical Research Letters*, *39*(19).

Mainsant, G., E. Larose, C. Brönnimann, D. Jongmans, C. Michoud, and M. Jaboyedoff (2012b), Ambient seismic noise monitoring of a clay landslide : toward failure prediction, *J. Geophys. Res.*, *117*.

Malet, J. (2003), Les glissements de type écoulement dans les marnes noires des alpes du sud. morphologie, fonctionnement et modélisation hydro-mécanique, Ph.D. thesis, Université Louis Pasteur-Strasbourg I.

Malet, J., D. Laigle, A. Remaître, and O. Maquaire (2005), Triggering conditions and mobility of debris flows associated to complex earthflows, *Geomorphology*, *66*(1), 215–235.

Malet, J., O. Maquaire, T. Van Asch, and T. Bogaard (2009), The super-sauze mudslide : kinematics, hydrology and mechanisms, 1, pp. 203–208, CERG.

Mansard, V., A. Colin, P. Chauduri, and L. Bocquet (2011), A kinetic elasto-plastic model exhibiting viscosity bifurcation in soft glassy materials, *Soft Matter*, *7*(12), 5524–5527.

Matthews, M., V. Hope, and C. Clayton (1996), The use of surface waves in the determination of ground stiffness profiles, *Proceedings of the ICE-Geotechnical Engineering*, *119*(2), 84–95.

Maxwell, J. (1867), On the dynamical theory of gases, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, *157*, 49–88.

Mewis, J. (1979), Thixotropy-a general review, *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, *6*(1), 1–20.

Michoud, C., P. Nicolet, D. Carrea, and M. Jaboyedoff (2010), Glissement au lieu dit pont bourquin - compte-rendu des événements d'août 2010 et premières interprétations.

Middlemost, E. (1972), A simple classification of volcanic rocks, *Bulletin of Volcanology*, *36*(2), 382–397.

Miller, G., and H. Pursey (1955), On the partition of energy between elastic waves in a semi-infinite solid, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, *233*(1192), 55–69.

Monjuvent (1973), La transfluence durance-isère essai de synthèse du quaternaire du bassin du drac'(alpes françaises), *Géologie Alpine*, *49*, 57–118.

Moore, D. M., R. C. Reynolds Jr, et al. (1989), *X-ray diffraction and the identification and analysis of clay minerals.*, Oxford University Press (OUP).

Moore, F. (1959), The rheology of ceramics slips and bodies, *Trans. Br. Ceramics Soc.*, *58*, 470–494.

Morel, R., et al. (1996), *Cultivated soils.*, Ed. 2, Technique et Documentation Lavoisier.

Mota, L. (1954), Determination of dips and depths of geological layers by the seismic refraction method, *Geophysics*, *19*(2), 242–254.

Nazarian, S., and K. Stokoe (1984), In situ shear wave velocities from spectral analysis of surface waves, in *Proceedings of the world conference on Earthquake Engineering*, vol. 8, pp. 21–28.

Noverraz, F., C. Bonnard, H. Dupraz, and L. Huguenin (1998), *«Grands glissements de versants et climat», Rapport final PNR 31*, vol. 500, Ed.

of Engineers, U. A. C. (2003), *NAVSTAR Global Positioning System surveying, Eng. Manual EM 1110-1-1003*, U.S. Army Corps of Engineers, Washington, D. C, u.s. dept. of the army ed.

of Engineers, U. A. C. (2007), *Control and topographic surveying, Eng. Manual EM 1110-1-1005*, U.S. Army Corps of Engineers, Washington, D. C, u.s. dept. of the army ed.

Oswald, P. (2009), Rheophysics : the deformation and flow of matter, *Cambridge University Press*, *67*, 02.

Oswald, P., and M. Saint-Jean (2005), *Rhéophysique : ou comment coule la matière*, Belin.

Ovarlez, G., and P. Coussot (2007), Physical age of soft-jammed systems, *Physical Review E*, *76*(1), 011,406.

Ovarlez, G., S. Cohen-Addad, K. Krishan, J. Goyon, and P. Coussot (2012), On the existence of a simple yield stress fluid behavior, *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*.

Pacheco, C., and R. Snieder (2005), Time-lapse travel time change of multiply scattered acoustic waves, *The Journal of the Acoustical Society of America*, *118*, 1300.

Park, C., R. Miller, and J. Xia (1999), Multichannel analysis of surface waves (masw), *Geophysics*, *64*(3), 800–808.

Petley, D., F. Mantovani, M. Bulmer, and A. Zannoni (2005), The use of surface monitoring data for the interpretation of landslide movement patterns, *Geomorphology*, *66*(1), 133–147.

Picarelli, L., G. Urciuoli, M. Ramondini, and L. Comegna (2005), Main features of mudslides in tectonised highly fissured clay shales, *Landslides*, *2*(1), 15–30.

Pignon, F., A. Magnin, and J. Piau (1996), Thixotropic colloidal suspensions and flow curves with minimum : Identification of flow regimes and rheometric consequences, *Journal of rheology*, *40*(4), 573–587.

Pignon, F., A. Magnin, and J. Piau (1998), Thixotropic behavior of clay dispersions : combinations of scattering and rheometric techniques, *Journal of Rheology*, *42*(6), 1349–1373.

Poli, P., M. Campillo, and H. Pedersen (2012), Body wave imaging of the earth s mantle discontinuities from ambient seismic noise., *Science*.

Poupinet, G., W. Ellsworth, and J. Frechet (1984), Monitoring velocity variations in the crust using earthquake doublets : an application to the calaveras fault, california.

Ragouilliaux, A. (2007), Etude rhéophysique de systèmes émulsions inverses/argile organophile. applications au boues de forage pétrolier, Ph.D. thesis, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI.

Ramos, L., and L. Cipelletti (2001), Ultraslow dynamics and stress relaxation in the aging of a soft glassy system, *Physical review letters*, *87*(24), 245,503.

Renalier, F. (2010), Caractérisation sismique de sites hétérogènes à partir de méthodes actives et passives : variations latérales et temporelles, Ph.D. thesis, Université Joseph-Fourier-Grenoble I.

Renalier, F., G. Bievre, D. Jongmans, M. Campillo, and P. Bard (2010), *Clayey Landslide Investigations using Active and Passive VS Measurements*, vol. 15, 397–414 pp., Advances in Near-Surface Seismology and Ground-Penetrating Radar, Geophys. Dev. Ser., doi : http ://dx.doi.org/10.1190/1.9781560802259.ch24.

Reynolds, J. (1997), *An introduction to applied and environmental geophysics*, Wiley.

Rivet, D., M. Campillo, N. Shapiro, V. Cruz-Atienza, M. Radiguet, N. Cotte, and V. Kostoglodov (2011), Seismic evidence of nonlinear crustal deformation during a large slow slip event in mexico, *Geophysical Research Letters*, *38*, L08,308.

Rossetto, V., L. Margerin, T. Planès, and É. Larose (2011), Locating a weak change using diffuse waves : Theoretical approach and inversion procedure, *Journal of Applied Physics*, *109*(3), 034,903–034,903.

Roussel, N., R. Le Roy, and P. Coussot (2004), Thixotropy modelling at local and macroscopic scales, *Journal of non-newtonian fluid mechanics*, *117*(2), 85–95.

Roy, A., and A. Apparao (1971), Depth of investigation in direct current methods, *Geophysics*, *36*(5), 943–959.

Sabra, K. G., P. Roux, and W. Kuperman (2005), Emergence rate of the time-domain green's function from the ambient noise cross-correlation function, *The Journal of the Acoustical Society of America*, *118*, 3524.

Sambridge, M. (2002), Geophysical inversion with a neighbourhood algorithm i. searching a parameter space, *Geophysical Journal International*, *138*(2), 479–494.

Schmitz, R., C. Schroeder, and R. Charlier (2004), Chemo–mechanical interactions in clay : a correlation between clay mineralogy and atterberg limits, *Applied clay science*, *26*(1), 351–358.

Schoeneich, P., J. Tercier, J. Hurni, C. Orcel, and A. Orcel (1996), Les crises catastrophiques du glissement des parchets (préalpes vaudoises, suisse) : indices d'une augmentation des précipitations extrêmes entre 2000 et 1500 14c b [catastrophic events on the parchets landslide (western swiss prealps) : indicators of an increase of extreme precipitations between 2000 and 1500 14c bp. p], *Quaternaire*, *7*(2), 97–109.

Sens-Schönfelder, C., and U. Wegler (2006), Passive image interferometry and seasonal variations of seismic velocities at merapi volcano, indonesia, *Geophysical research letters*, *33*(21), L21,302.

Shapiro, N., M. Campillo, et al. (2004), Emergence of broadband rayleigh waves from correlations of the ambient seismic noise, *Geophys. Res. Lett*, *31*(7), 1615–1619.

Shapiro, N., M. Campillo, L. Stehly, and M. Ritzwoller (2005), High-resolution surface-wave tomography from ambient seismic noise, *Science*, *307*(5715), 1615–1618.

Sosio, R., and G. B. Crosta (2009), Rheology of concentrated granular suspensions and possible implications for debris flow modeling, *Water resources research*, *45*(3), W03,412.

Sowers, G. F., and D. L. Royster (1978), Field investigation, *Transportation Research Board Special Report*, (176).

Spickermann, A., J. Malet, and T. van Asch (2009), Failure modes and mechanisms in cohesive slopes : theoretical and numerical analysis of field and laboratory-triggered events.

Spickermann, A., J. Travelletti, J. Malet, and T. Van Asch (2012), A dynamic model to quantify the development of slow–moving landslides in clayey soils, *Earth Surface Processes and Landforms*.

Stein, S., and M. Wysession (2009), *An introduction to seismology, earthquakes, and earth structure*, Wiley-Blackwell.

Stokoe, K., S. Wright, J. Bay, and J. Roesset (1994), Characterization of geotechnical sites by sasw method, *Technical Report Geophysical Characterization of Sites*, pp. 15–26.

Sulem, J. (1995), *Bifurcation analysis in geomechanics*, Routledge.

Tiwari, B., and B. Ajmera (2011), A new correlation relating the shear strength of reconstituted soil to the proportions of clay minerals and plasticity characteristics, *Applied Clay Science*, *53*(1), 48–57.

Trappe, V., V. Prasad, L. Cipelletti, P. Segre, and D. Weitz (2001), Jamming phase diagram for attractive particles, *Nature*, *411*(6839), 772–775.

Travelletti, J. (2011), Imagerie multi-paramètres et multi-résolutions pour l'observation et la caractérisation des mécanismes de glissements-coulées, Ph.D. thesis, Université de Caen.

Travelletti, J., J. Demand, M. Jaboyedoff, and F. Marillier (2010), Mass movement characterization using a reflexion and refraction seismic survey with the sloping local base level concept, *Geomorphology*, *116*(1), 1–10.

Van Asch, T., and J. Malet (2009), Flow-type failures in fine-grained soils : an important aspect in landslide hazard analysis, *Nat. Hazards Earth Syst. Sci*, *9*, 1703–1711.

Van Asch, T., J. Malet, and L. Van Beek (2006), Influence of landslide geometry and kinematic deformation to describe the liquefaction of landslides : Some theoretical considerations, *Engineering geology*, *88*(1), 59–69.

Van Asch, T., L. Van Beek, and T. Bogaard (2007), Problems in predicting the mobility of slow-moving landslides, *Engineering geology*, *91*(1), 46–55.

Varnes, D. (1978), Slope movement types and processes, *Transportation Research Board Special Report*, (176).

Verwey, E., and J. Overbeek (1999), *Theory of the stability of lyophobic colloids*, Dover Publications.

Viktorov, I. (1967), *Rayleigh and Lamb waves : physical theory and applications*, vol. 147, Plenum press New York.

Wathelet, M. (2008), An improved neighborhood algorithm : parameter conditions and dynamic scaling, *Geophys. Res. Lett*, *35*(9).

Wathelet, M., D. Jongmans, M. Ohrnberger, et al. (2004), Surface wave inversion using a direct search algorithm and its application to ambient vibration measurements, *Near surface geophysics*, *2*(4), 211–221.

Waxman, M., and L. Smits (1968), Electrical conductivities in shaly sands-i, *Soc. Pet. Eng. J.*, *8*, 107–122.

Weaver, R., and O. Lobkis (2001), Ultrasonics without a source : Thermal fluctuation correlations at mhz frequencies, *Physical Review Letters*, *87*(13), 134,301.

Weaver, R., C. Hadziioannou, E. Larose, and M. Campillo (2011), On the precision of noise correlation interferometry, *Geophysical Journal International*.

Wegler, U., and C. Sens-Schönfelder (2007), Fault zone monitoring with passive image interferometry, *Geophysical Journal International*, *168*(3), 1029–1033.