



Géomécanique et Érosion, application aux digues et aux barrages - Habilitation à Diriger des Recherches

Stéphane Bonelli

► To cite this version:

Stéphane Bonelli. Géomécanique et Érosion, application aux digues et aux barrages - Habilitation à Diriger des Recherches. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de la Méditerranée, 2008. tel-03264073

HAL Id: tel-03264073

<https://hal.inrae.fr/tel-03264073>

Submitted on 17 Jun 2021

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 la Méditerranée

Mémoire présenté pour obtenir
l'Habilitation à Diriger des Recherches
par

Stéphane BONELLI

Cemagref
Aix-en-Provence

**Géomécanique et Erosion
Application aux digues et aux barrages**

Soutenu le 21 novembre 2008 devant le Jury suivant :

Roland BORGHI	ECM, Marseille	Examineur
Bernard CAMBOU	INRETS, Lyon	Rapporteur
Félix DARVE	INPG, Grenoble	Rapporteur
Olivier DEBORDES	ECM, Marseille	Examineur
Mohamed NAAIM	Cemagref, Grenoble	Examineur
Manuel PASTOR	Cedex, Madrid	Examineur
Ioannis VARDOULAKIS	NTUA, Athènes	Rapporteur

Tables des matières

INTRODUCTION	6
--------------------	---

PARTIE 1

ANALYSE DES MESURES D'AUSCULTATION

1. NÉCESSITÉ D'UNE ANALYSE RETARD DES MESURES D'AUSCULTATION	10
1.1. <i>Introduction</i>	10
1.2. <i>Les lacunes du modèle HST utilisé par la profession</i>	11
1.3. <i>Exemple d'effet retard sur une mesure de charge hydraulique</i>	12
1.4. <i>Origine du retard observé sur les mesures</i>	13
1.5. <i>Nécessité d'une description externe</i>	14
2. MÉTHODE IRFA (IMPULSE RESPONSE FUNCTION ANALYSIS)	14
2.1. <i>Représentation externe exacte de la solution d'un problème parabolique</i>	14
2.2. <i>Représentation externe approchée</i>	16
2.3. <i>Deux modèles d'analyse des mesures d'auscultation de barrages</i>	16
2.4. <i>Méthode d'analyse</i>	18
2.5. <i>Méthode d'interprétation des paramètres</i>	19
3. VALIDATION DE LA MÉTHODE	20
3.1. <i>Diffusion axisymétrique</i>	20
3.2. <i>Transitoire due à une condition initiale</i>	22
3.3. <i>Transitoire due à un échelon de Dirichlet</i>	23
3.4. <i>Transitoire due à un échelon de Neumann</i>	25
4. APPLICATIONS À DES MESURES OBTENUES SUR BARRAGES	28
4.1. <i>Analyse de l'effet de la retenue dans un barrage homogène</i>	28
4.2. <i>Analyse de l'effet de la retenue dans un barrage zoné</i>	32
4.3. <i>Analyse de l'influence de la pluie</i>	37
4.4. <i>Analyse de l'influence de la retenue et de la pluie</i>	38
5. PERSPECTIVES	40
6. RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES	41
7. PUBLICATIONS	43
7.1. <i>Thèse</i>	43
7.2. <i>Publications</i>	43
7.3. <i>Communications avec actes</i>	43
7.4. <i>Rapports de recherche</i>	44
7.5. <i>Rapports industriels</i>	44
8. FINANCEMENTS	44

PARTIE 2

MODÈLES DE COMPORTEMENT MÉCANIQUE DES SOLS

1. MODÉLISATION ÉLASTO-PLASTIQUE NON SATURÉE DES ARGILES	46
1.1. <i>Introduction</i>	46
1.2. <i>Modélisation élasto-plastique</i>	47
1.3. <i>Résultats</i>	49
1.4. <i>Conclusion</i>	50
2. MODÉLISATION ÉLASTO-PLASTIQUE NON SATURÉE DES ENROCHEMENTS	55
2.1. <i>Introduction</i>	55
2.2. <i>Modélisation élasto-plastique</i>	57
2.3. <i>Résultats</i>	61
2.4. <i>Conclusion</i>	67
3. MODÉLISATION DISCRÈTE DU COMPORTEMENT DIFFÉRÉ DES ENROCHEMENTS	67
3.1. <i>Introduction</i>	67
3.2. <i>Modélisation d'une interface endommageable</i>	68
3.3. <i>Résultats</i>	71
3.4. <i>Conclusion</i>	79
4. PERSPECTIVES	79
5. RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	80
6. PUBLICATIONS	83
6.1. <i>Thèses</i>	83
6.2. <i>Publications</i>	84
6.3. <i>Communications avec actes</i>	84
6.4. <i>Rapports industriels</i>	85
7. FINANCEMENTS	85

PARTIE 3

MODÉLISATION DE L'ÉROSION INTERFACIALE

1. MÉCANISMES ÉLÉMENTAIRES DE L'ÉROSION.....	88
1.1. <i>Quelques repères</i>	88
1.2. <i>Concepts élémentaires</i>	88
2. MODÉLISATION DE L'ÉROSION INTERFACIALE	92
2.1. <i>Introduction</i>	92
2.2. <i>Lois de conservation dans le volume</i>	93
2.3. <i>Lois de conservation sur l'interface</i>	94
2.4. <i>Lois de comportement dans le volume</i>	96
2.5. <i>Lois de comportement sur l'interface</i>	97
2.6. <i>Exemples de résultats</i>	98
3. MODÉLISATION DIPHASIQUE DU PIPING FLOW EROSION.....	100
3.1. <i>Introduction</i>	100
3.2. <i>Modélisation</i>	100
3.3. <i>Résultats</i>	103
3.4. <i>Conclusion</i>	103

4. INTERPRÉTATION DU HOLE EROSION TEST	104
4.1. <i>Introduction</i>	104
4.2. <i>Modélisation</i>	105
4.3. <i>Dispositifs expérimentaux</i>	107
4.4. <i>Résultats</i>	108
4.5. <i>Conclusion</i>	113
5. MODÉLISATION DU PIPING FLOW EROSION DANS UN OUVRAGE.....	113
5.1. <i>Introduction</i>	113
5.2. <i>Modélisation</i>	113
5.3. <i>Comparaison avec des mesures in situ</i>	115
5.4. <i>Conclusion</i>	116
6. EVALUATION DU TEMPS DE RUPTURE ET DU DÉBIT DE POINTE.....	119
6.1. <i>Introduction</i>	119
6.2. <i>Evolution du rayon avec le temps</i>	120
6.3. <i>Estimation du temps de rupture</i>	120
6.4. <i>Estimation du débit de pointe</i>	121
6.5. <i>Etudes de cas</i>	121
6.6. <i>Conclusion</i>	123
7. PERSPECTIVES	123
8. RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	126
9. PUBLICATIONS	129
9.1. <i>Thèses</i>	129
9.2. <i>Publications</i>	129
9.3. <i>Communications avec actes</i>	129
9.4. <i>Rapports de recherche</i>	130
10. FINANCEMENTS.....	130
 CONCLUSION	 131

Annexes

CURRICULUM VITAE

DOSSIER SPOT N°192 (MAI 2008)

Introduction

La géomécanique interpelle essentiellement la mécanique des solides déformables, la mécanique des milieux poreux, et la mécanique des milieux granulaires. Dans le contexte des milieux naturels, l'érosion est quant à elle plutôt rattachée à l'hydraulique et à la mécanique des fluides. Pourtant, il semble difficile de concevoir un sol sans érosion, ou un phénomène d'érosion en milieu naturel sans sol ... Le titre de ce mémoire signifie que l'érosion et la géomécanique y sont considérées avec la même rigueur. Ce travail est un premier pas vers une description cohérente, voire unifiée, de la géomécanique et de l'érosion.

Le domaine d'application est celui des ouvrages de stockage d'eau (les barrages), et des ouvrages de protection contre les inondations (les digues). Ces sujets sont dominés par le souci de la sécurité, notamment dans le cadre de l'apparition en France fin 2007 des études de danger pour les barrages et les digues : scénarios de dégradation, probabilités, conséquences, modélisations, amélioration de la sécurité.

Ce mémoire est constitué de trois parties qui peuvent être lues indépendamment.

La première partie porte sur l'analyse des mesures d'auscultation réalisées sur les barrages en terre, dans le cadre de leur surveillance. Ces travaux avaient pour objectif de proposer à la profession concernée par la sécurité des barrages des méthodes modernes pour analyser ces mesures. C'est un exemple de recherche technologique menée en recherche propre, essentiellement dans le cadre de l'ICOLD (International Commission on Large Dams). Ce n'est qu'au terme de cinq ans de travaux, en 2005, qu'une thèse a été initiée : celle de K. Radzicki avec J. Szczesny (Université de Cracovie). Les méthodes et les résultats de cette thèse ne sont pas présentés ici, pour en permettre la valorisation industrielle sur un secteur en développement : celui de la surveillance des digues avec des mesures de température obtenues par fibres optiques.

La deuxième partie est dans la lignée du Groupement de Recherche *GRECO Géomatériaux* (1986-1993). Ces travaux ont été initiés sous l'impulsion de G. Degoutte et de P. Royet (Cemagref), avec O. Débordes (Ecole Centrale de Marseille et LMA), qui a dirigé les thèses de L. Guellouz (1992-1995), de J.-M. Quiles (1994-1997) et de P. Anthiniac (1996-1999). Les problèmes couplés hydro-mécaniques et élasto-plastiques de type *Mécanique des Sols* ont été abordés avec un code de calculs par éléments-finis

inédit (Sic¹), orienté objet (en Fortran !). Les applications ont porté sur les barrages en terre : petits barrages homogènes en argile, ou grands barrage zonés en enrochement. Les résultats ont été discutés dans le cadre de l'ICOLD (International Commission on Large Dams), notamment avec G. Degoutte, D. Poulain, P. Royet (Cemagref), A. Carrère et B. Tardieu (Coyne et Bellier), J.-J. Fry (EdF/CIH) et P. Delage (Cermes). Ils ont été confrontés à d'autres simulations numériques, dans le cadre d'ateliers internationaux de l'ICOLD.

Parallèlement au rapprochement entre mécanique des sols et physique des milieux granulaires, tenté par le Groupement de Recherche *Midi* (Milieux Divisés, 2000-2007), nous avons revisité le comportement des enrochements avec une modélisation discrète, dans le cadre de la thèse de C. Silvani (2003-2007), dirigée par T. Desoyer (Ecole Centrale de Marseille et LMA). C'est T. Desoyer qui est à l'origine de l'introduction d'une loi d'endommagement visqueuse dans le code de calcul par éléments-discrets utilisé (LMGC90). Les méthodes et résultats ont été discutés avec M. Jean (LMA), F. Dubois et F. Radjaï (LMGC), notamment pour faire la part du physique et du numérique (non-physique) dans l'interprétation des résultats.

La troisième partie porte sur l'érosion. Ces travaux ont été initiés au cours de mon détachement au LMA en 2000 avec R. Borghi, qui a été à l'origine du Plan Pluri-Formation intitulé *Erosion/Sédimentation/Glisement*, soutenu par l'Université Aix-Marseille II (2004-2007). Ce PPF a permis de nombreux échanges sur ces thématiques, notamment avec F. Anselmet et C. Kharif (IRPHE), et F. Ternat (thèse IRPHE et IRSN). R. Borghi, qui a dirigé la thèse d'Olivier Brivois (2001-2005), m'a inspiré la modélisation de l'interface eau/sol. Le terrain de l'hydraulique à surface libre, trop balisé, donnait un peu l'impression que "tout a déjà été fait". L'approche a alors été particularisée à un type d'érosion moins étudié, le *piping flow erosion*, grâce aux résultats d'essais de laboratoire communiqués par R. Fell (Université de Sydney). Ceci a permis de reconstituer les expérimentations, puis les observations in situ, sur ouvrages. Ces résultats ont été discutés au sein du Groupe Européen sur l'Erosion Interne de l'ICOLD². Ce travail a été soutenu par la Direction de la Recherche et des Affaires Scientifiques et Techniques (DRAST), et par l'Agence Nationale de la Recherche, dans le cadre du Programme Génie Civil et Urbain (projet ERINOH 2006-2010). Les discussions avec N. Benahmed et P. Philippe (Cemagref), D. Marot (IUT de Génie-Civil de Saint-Nazaire et Laboratoire Gem), Y.-H. Faure (Université de Grenoble et LTHE), J.-J. Fry et J.-R. Courivaud (EdF/CIH) ont permis une analyse fine des phénomènes et des ordres de grandeurs.

Une approche plus générale de modélisation a alors été entreprise, avec la thèse de D. Lachouette initiée en 2006, dirigée par P. Seppecher, co-encadrée par F. Golay et en collaboration avec C. Galusinsky (Université du Sud Toulon Var et Laboratoire Imath). Cette approche est soutenue par l'Agence Nationale de la Recherche, dans le cadre du programme Conception et Simulation (projet CARPEiNTER 2009-2012). Parallèlement, la construction d'une description multi-échelle du comportement des milieux granulaires

¹ <http://sic.univ-tln.fr/>

² <http://cnpqb.inag.pt/IcoldClub/index.htm>

saturés et de l'érosion se poursuit. Elle est soutenue par l'Agence Nationale de la Recherche, dans le cadre du programme Blanc (projet TRANSOL 2008-2011).

Ce mémoire présente les résultats obtenus, plus que les méthodes. Ces dernières sont détaillées dans les publications afférentes, citées en fin de chaque partie. Chaque fois que possible, je mets à la première place le souci du fait réel et la nécessité de juger de la pertinence du modèle à l'aune de sa capacité à rendre compte des faits observés. Les meilleures illustrations se trouvent dans la synthèse des différents éléments qui concourent à l'analyse globale d'un ouvrage : les observations de terrain, la définition des mécanismes élémentaires, l'essai de laboratoire, la modélisation théorique, la modélisation numérique, la reconstitution des observations de terrain.

Seuls les travaux ayant abouti à des résultats significatifs sont résumés ici. Ne sont en particulier pas présentés : i) les modélisations expérimentales et numériques du cisaillement annulaire d'un milieu granulaire menés avec F. Mazerolle et M. Jean (LMA); ii) une tentative de définition d'un cadre de loi d'érosion compatible avec le second principe de la thermodynamique, basé sur les équations de saut diphasiques; iii) les résultats obtenus en homogénéisant un milieu granulaire saturé considéré comme un milieu continu (et non comme un milieu discret).

Si mon domaine d'application et d'expertise (barrages et digues) est issu du Cemagref (Unité de Recherche Ouvrages Hydrauliques et Hydrologie, Aix-en-Provence), je dois ma culture scientifique de mécanicien au CNRS (LMA : Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique, Marseille). La permanence des thématiques et des soutiens, de part et d'autre, ont été essentiels. Mon détachement au LMA (2000-2002), rendu possible par P. Suquet (LMA, alors Directeur du Laboratoire), O. Débordes (Ecole Centrale de Marseille et LMA), M. Jean (LMA), et F. Lacroix (alors au Cemagref, actuellement chez Saunier & Associés) a aussi été essentiel.

Partie 1

Analyse des mesures d'auscultation

Cette partie porte sur l'analyse des mesures in situ réalisées sur les barrages en terre. L'objectif est de proposer un modèle simple mais mécaniquement fondé pour reconstituer, en fonction des sollicitations, les évolutions temporelles de grandeurs qui suivent une loi de diffusion. A l'aide du formalisme basé sur la fonction de Green, du concept de réponse impulsionnel d'ouvrage, et de l'utilisation des moments temporels, nous proposons un modèle IRFA (Impulse Response Function Analysis) permettant d'analyser les pressions interstitielles, et de quantifier la diffusivité hydraulique in situ. Plusieurs études de cas sont présentées.

1. Nécessité d'une analyse retard des mesures d'auscultation

1.1. Introduction

La présence d'un dispositif de mesures in situ de grandeurs mécaniques (pression interstitielle, déplacement, débits de fuite, ...) est un élément clé pour évaluer la sécurité d'un barrage. Il en résulte des séries chronologiques couvrant plusieurs années qui doivent être périodiquement analysées en tenant compte des éléments suivants :

- (i) La précision des mesures;
- (ii) L'influence des facteurs autres que le temps et le vieillissement, habituellement dénommés "facteurs réversibles" par la profession³;
- (iii) L'influence du temps et du vieillissement, induisant des dérives, habituellement dénommés "facteurs irréversibles" par la profession.

Le point (i) est relatif à la précision de la chaîne de mesure : pertinence et précision de l'instrument de mesure, méthode de mesure (dont la périodicité), erreurs de mesure, cohérence des données, ... Ce point technique permet de qualifier la qualité du dispositif (ICOLD, 1989). Le but du point (iii) est de détecter et de quantifier une dérive dans les mesures, indiquant une évolution significative de l'état du barrage, voire une pathologie. Ce point crucial est très délicat à analyser car un tel phénomène est de nature non linéaire (Fanelli *et al.*, 2000). Ces deux points ne sont pas traités dans le présent chapitre.

La dérive peut être quantifiée par différence entre la mesure et une modélisation des effets réversibles. Une telle modélisation doit être élaborée de manière pertinente : c'est l'objet du point (ii) et de cette partie, focalisée sur les mesures de pression interstitielle⁴. Ces dernières sont influencées par l'état des pressions initiales correspondant à la fin de la construction de l'ouvrage, par le niveau de la retenue, et par la pluie⁵.

La description usuelle est basée sur l'équation de Richards, qui conduit à un système d'équations aux dérivées partielles non linéaire. Les méthodes les plus efficaces pour intégrer ce type de système reposent sur des discrétisations spatiales de type Elements Finis ou Volumes Finis. Ces méthodes ne sont possibles que pour les très grands barrages. Dans tous les cas, il n'est pas possible de réaliser une discrétisation des abords du barrage (rives, plate-forme aval, fondation) - nécessairement 3-D - par manque d'information. Dans le cadre de l'analyse périodique (tous les 2 ans) de plusieurs milliers de petits barrages, une méthode plus simple et plus opérationnelle est nécessaire.

Les méthodes statistiques de type Hydrostatique-Saison-Temps (également appelées Hydrostatic-Season-Time ou HST) ont été proposées dans les années 1960 pour analyser les mesures de déplacements issues de pendules de barrages voûtes (Ferry et Willm, 1958 ; Willm et Beaujoint, 1967 ; Lugiez *et al.*, 1970). Ces méthodes sont actuellement

³ Car étant supposés induire des déformations réversibles en période normale d'exploitation si l'ouvrage a été bien dimensionné.

⁴ Par souci de simplicité, nous parlerons indifféremment de pression interstitielle, de charge hydraulique ou de niveau piézométrique.

⁵ D'autres sollicitations peuvent être considérées, comme le niveau aval, ou l'enneigement.

utilisées dans plusieurs pays, pour analyser d'autres types de mesures (Guedes et Coehlo, 1985 ; Silva Gomes et Silva Matos, 1985 ; Crépon et Lino, 1999 ; Carrère *et al.*, 2000; ICOLD 1988, 1989, 1992 et 2000). L'expérience acquise depuis quelques décennies sur plusieurs centaines de barrages a confirmé l'excellence de l'approche comme un outil puissant d'interprétation des mesures d'auscultation.

1.2. Les lacunes du modèle HST utilisé par la profession

Le modèle HST est basé sur trois effets. Le premier est l'effet hydrostatique, qui rend compte des variations H de la mesure provoquées par la retenue. Il est représenté par un polynôme - souvent d'ordre quatre - du niveau de la retenue à l'instant t :

$$H(t) = b_1 z(t) + b_2 z^2(t) + b_3 z^3(t) + b_4 z^4(t), \quad (1.1)$$

avec $z(t) = (Z(t) - Z_{\min}) / (Z_{\max} - Z_{\min})$ une fonction affine adimensionnelle du niveau de la retenue, où $Z(t)$ (m) est le niveau de la retenue par rapport à un repère fixe, $Z_{\min}$ est un niveau minimum (la cote du tapis drainant par exemple) et $Z_{\max}$ est un niveau maximum (la cote de la crête par exemple).

Le second effet est la date dans l'année, qui rend compte des variations saisonnières S de la mesure, de périodes douze mois et six mois. Il est représenté par les deux premiers termes d'un développement en série de Fourier :

$$S(t) = A_1 \sin(\omega_a(t + d_1)) + A_2 \sin(2\omega_a(t + d_2)). \quad (1.2)$$

où $\omega_a = 2\pi / \Delta T_a$ est la pulsation annuelle (ΔT_a correspond à un an).

Le troisième effet rend compte de l'influence du temps, dont le vieillissement. Son expression est variable, et dépend du phénomène étudié. Cet effet est souvent dénommé « effet irréversible ».

Cette approche est classique en analyse des données. Elle est utilisée dans de nombreux autres domaines (Young, 1998). L'un des plus anciens exemples connus est l'ajustement sinusoïdal de Forbes (1846) pour reproduire les variations cycliques de la température du sol. On la trouve également dans le domaine des glissements de terrain, pour analyser l'influence de la pluie (Gervreau, 1991), ou dans le domaine des ouvrages d'art, pour analyser l'influence de la température sur les déplacements des ponts (Fauchoux, 1995). Pour les barrages, l'approche est robuste et conduit dans la plupart des cas à des résultats convenables. Elle comporte toutefois deux lacunes : 1) ses paramètres ont peu de sens mécanique, 2) elle ne tient pas compte de la structure particulière (i.e. temporelle) des séries chronologiques analysées.

L'expression polynomiale (1.1) de l'influence de la retenue est historique (Ferry et Willm, 1958). Elle est issue de la résistance des matériaux pour analyser des déplacements : l'influence de la pression hydrostatique sur les déplacements amont/aval d'un barrage voûte. Cette variable explicative est souvent utilisée *par défaut* pour l'analyse des mesures hydrauliques, mais une relation polynomiale de degré quatre (ou plus) entre un niveau piézométrique et le niveau de la retenue au même instant n'est pas mécaniquement justifiée. Les effets saisonniers (1.2) sont bien connus sur les barrages voûtes. Ils correspondent à l'influence des écarts de température entre les saisons froides

PARTIE 1. Analyse des mesures d'auscultation

et les saisons chaudes sur les déplacements mesurés. Pour les mesures hydrauliques, cet effet est également constaté, notamment sur les barrages en terre destinés à l'alimentation en eau ou à l'irrigation. Lorsque l'exploitation de la retenue est saisonnière, la composante hydrostatique et la composante saisonnière sont fortement corrélées. Dans ce cas, l'analyse statistique et son interprétation deviennent délicates. La prise en compte de la pluie est nécessaire pour analyser les mesures hydrauliques. Elle concerne tous les barrages : les abords sont toujours auscultés par des piézomètres. Une méthode simple est de prendre la pluie cumulée sur les dix derniers jours (Crépon et Lino, 1999). La prise en compte de cumuls sur plusieurs périodes antérieures peut conduire à de bons résultats, mais l'approche demeure purement statistique.

La littérature ne fait toutefois pas état d'une méthode opérationnelle tenant compte des effets différés, qui permettrait d'analyser les mesures hydrauliques. Les effets différés sont dus à un comportement dissipatif : l'écoulement en milieu poreux. La nécessité de considérer ces effets dans le présent cadre est bien connue (Lugiez et al., 1970). La seule méthode connue est basée sur la réponse impulsionnelle d'un milieu poreux semi-infini (Poupart, 1994), mais l'analyse et son interprétation restent délicates, du fait justement que le caractère fini du milieu n'est pas considéré.

1.3. Exemple d'effet retard sur une mesure de charge hydraulique

La Figure 1-1 illustre un exemple de mesure piézométrique sur la plate-forme aval d'un barrage. A priori, les variations des premières années sont proportionnelles au niveau de la retenue, ce qui devrait se traduire par une relation linéaire entre variation piézométrique et variation de la retenue. Il n'en est rien, et un polynôme du type (1.1), même d'ordre élevé, n'en rendrait pas compte. La Figure 1-1 montre qu'un cycle de hausse/diminution du niveau de la retenue est dissipatif (hystérésis) : le trajet n'est pas le même pour une hausse (phase 3) et pour une diminution (phase 5). Certaines mesures peuvent indiquer une augmentation de pression interstitielle pendant que le niveau du réservoir décroît, et inversement. Ce phénomène est du à la capacité d'emmagasinement. Il est constaté sur ouvrage (Kjaernsli et al., 1982 ; Myrvoll et al., 1985) et a été reproduit en laboratoire (Windish et Høeg, 2000). Cet exemple illustre ce qu'est l'effet retard et le fait que le modèle HST ne peut en rendre compte. Il sera repris ultérieurement.

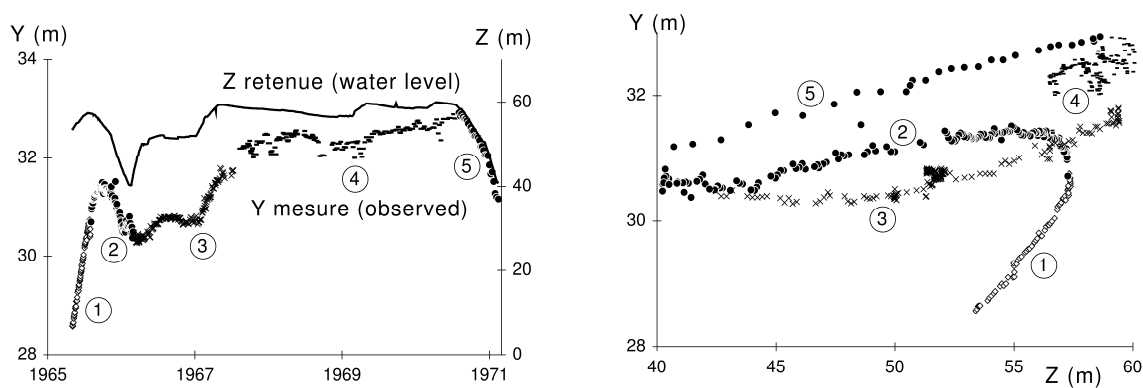


Figure 1-1. Exemple de mesure piézométrique, niveaux piézométriques en fonction du temps et du niveau de la retenue, hystérésis d'un cycle de hausse/diminution de la retenue.

1.4. Origine du retard observé sur les mesures

En anticipant un peu, dans le cadre d'une représentation des phénomènes d'écoulements internes aux barrages par une loi de diffusion, le retard observé entre la sollicitation et la réponse (c'est à dire la mesure en un point du domaine) est expliqué par la diffusivité du sol. Cette diffusivité peut être vue comme le rapport entre une conductivité et une capacité. Dans les zones de marnage, le sol est susceptible d'être non saturé. Dans ce cas, c'est la capacité hydrique $c_v = n \partial S / \partial p$ qui intervient de manière essentielle dans la diffusivité, où n est la porosité, S est le degré de saturation, et p est la pression interstitielle. Dans les zones situées sous le niveau de la surface libre, cette capacité peut également être non nulle.

La compressibilité du sol peut être une première raison. Toutefois, les matériaux fins utilisés dans les barrages sont de faible plasticité (indice de plasticité $I_p < 35\%$), compactés à la mise en place donc sur-consolidés en partie haute. Par ailleurs, ils sont déjaugés sous la surface libre. En phase d'exploitation, dans le corps du barrage ou en aval de l'ouvrage et dans les terrains naturels, le sol travaille sous des sollicitations déjà subies. En première approximation, on peut donc considérer que c'est le module de rigidité élastique tangent qui quantifie l'amplitude des variations de pression interstitielle provoquée par la déformation de la matrice solide. L'influence du couplage hydro-mécanique sur la capacité est par conséquent négligeable.

Dans les zones dites saturées, la compressibilité du fluide interstitiel peut être à l'origine de la capacité, qui est $c_v = n / \chi^f$ où χ^f est le module de compressibilité du fluide. Il s'agit de la capacité d'emménagement de Bear (1972) lorsque l'eau est désaérée, ce qui est rarement le cas pour les barrages. Lorsque le sol est proche de la saturation (degré de saturation supérieur à 85%), les gaz contenus dans l'eau, sous forme de bulles occluses ou en solution, jouent alors un rôle de premier ordre. Le mélange eau+gaz peut-être assimilé à un fluide homogène compressible et le sol peut-être considéré comme saturé (Schuurman, 1966). L'influence de la compressibilité du fluide interstitiel sur le développement de la consolidation est connue depuis un demi siècle. La méthode de Hilf (1948), très utilisée pour quantifier les pressions interstitielles de construction, approche par exemple la compressibilité du fluide en combinant la loi de Mariotte pour la compression de l'air et la loi de Henry pour la solubilité de l'air dans l'eau.

La prise en compte de l'influence de la compressibilité du fluide interstitiel sur les écoulements transitoires à travers un barrage est plus récente. St-Arnaud (1995) propose en particulier de prendre en compte le fait que l'eau dans le corps d'un barrage contienne, en plus de sa teneur en air naturelle issue de la retenue, de l'air emprisonné au moment de la mise en eau, en partie sous forme de bulles comprimée et en partie sous forme dissoute. La partie dissoute est transportée à travers le corps du barrage et s'échappe à l'aval. Ceci peut expliquer des pressions interstitielles transitoires plus élevées que les pressions de long terme, en régime permanent (Billstein et Svenson, 2000; Le Bihan et Leroueil, 2000). La conclusion est que la capacité peut ne pas être nulle sous la surface libre. Dans ce cas, les réponses en pression interstitielle à des sollicitations seront retardées. Ces réponses pourront toutefois être considérées comme instantanées pour des temps caractéristiques inférieurs au temps de réponse des appareils d'auscultation ou à la périodicité de mesure.

1.5. Nécessité d'une description externe

Les analyses des mesures d'auscultation traitent un grand nombre de données et constituent un élément de décision pour évaluer la sécurité de l'ouvrage. Il est fondamental qu'elles soient faites périodiquement, dans un délai court. Afin de quantifier les évolutions à conditions constantes (dont le vieillissement), il faut au préalable être capable de rendre compte des évolutions indépendantes du temps, uniquement dues aux sollicitations extérieures (variations de la retenue et précipitations). La description interne par variables d'état conduit à des modèles à grand nombre d'inconnues, souvent basés sur la méthode des volumes finis ou des éléments finis. Cette approche est réservée aux grands ouvrages. Pour les abords (rives, appuis, plate-forme aval) également auscultés, de telles modélisations, nécessairement 3-D, sont impossibles.

Les barrages correctement dimensionnés sont supposés avoir un comportement linéaire en exploitation. Tout écart à une relation linéaire entre la mesure et les sollicitations est susceptible d'indiquer une anomalie, voire une pathologie. Il est donc pertinent, dans le cadre d'une première approche, de supposer que la réponse globale est la somme des réponses à chaque sollicitation. Une description externe basée sur les réponses impulsionnelles ne nécessite aucune connaissance préalable de la géométrie du barrage ni des propriétés des matériaux. Les ouvrages spécialisés en traitement du signal et en automatique contiennent les bases des méthodes et leurs résultats (Roïtenberg, 1974; Faure et Robin, 1984; Santamaria et Fratta, 1998). Nous utiliserons une description basée sur la réponse impulsionnelle de l'ouvrage.

2. Méthode IRFA (Impulse Response Function Analysis)

2.1. Représentation externe exacte de la solution d'un problème parabolique

On considère le problème parabolique linéaire anisotrope suivant :

$$c_v \frac{\partial p}{\partial t} - \nabla \cdot (\mathbf{K} \cdot \nabla p) = 0 \text{ dans } \Omega \quad (1.3)$$

avec la condition initiale et les conditions aux limites suivantes

$$p = p_0 \text{ dans } \Omega \text{ à } t = 0, \quad (1.4)$$

$$p = 0 \text{ sur } \Gamma_0^p, -\mathbf{n} \cdot \mathbf{K} \cdot \nabla p = 0 \text{ sur } \Gamma_0^q, \quad (1.5)$$

$$p = p_\Gamma \text{ sur } \Gamma^p, -\mathbf{n} \cdot \mathbf{K} \cdot \nabla p = q \text{ sur } \Gamma^q, \quad (1.6)$$

où $p(\mathbf{x}, t)$ est le champ scalaire recherché au point $\mathbf{x}$ à l'instant t . Dans ce système, Ω est un domaine de frontière $\partial\Omega = \Gamma_0^p \cup \Gamma^p \cup \Gamma_0^q \cup \Gamma^q$, de capacité volumique c_v , de conductivité $\mathbf{K}$, et $\mathbf{n}$ est la normale à $\partial\Omega$, unitaire et sortante. On suppose pour simplifier que la condition initiale (1.4) vérifie les conditions aux limites (1.5) et (1.6) à l'instant initial. Cette hypothèse ne nuit pas à la généralité des présents raisonnements : si tel n'était pas le cas, d'autres termes se rajouteraient à la description. Une

représentation de la solution de ce problème peut être déduite de résultats classiques (Roach, 1970 ; Beck et al., 1992) :

$$\begin{aligned}
p(\mathbf{x}, t) = & \int_{\Omega} g(\mathbf{x}, \mathbf{x}', t) p_0(\mathbf{x}') d\Omega - \\
& \frac{1}{c_v} \int_0^t \int_{\Gamma^p} \left[\mathbf{n}(\mathbf{x}') \cdot \mathbf{K} \cdot \frac{\partial g}{\partial \mathbf{x}'}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', t - t') \right] p_{\Gamma}(\mathbf{x}', t') d\Gamma dt' - \\
& \frac{1}{c_v} \int_0^t \int_{\Gamma^q} g(\mathbf{x}, \mathbf{x}', t - t') q(\mathbf{x}', t') d\Gamma dt' ,
\end{aligned} \tag{1.7}$$

où $g(\mathbf{x}, \mathbf{x}', t)$ est la fonction de Green associée au problème aux limites (1.3)-(1.6). Si les sollicitations sont spatialement uniformes, alors (1.7) devient

$$p(\mathbf{x}, t) = p_0(\mathbf{x}) + h_0(\mathbf{x}, t, p_0) * u(t) + h_1(\mathbf{x}, t) * p_{\Gamma}(t) + h_2(\mathbf{x}, t) * q(t) , \tag{1.8}$$

avec

$$h_0(\mathbf{x}, t, p_0) = - \int_{\Omega} \frac{\partial g(\mathbf{x}, \mathbf{x}', t)}{\partial t} p_0(\mathbf{x}') d\Omega , \tag{1.9}$$

$$h_1(\mathbf{x}, t) = - \int_{\Gamma^p} \mathbf{n}(\mathbf{x}') \cdot \mathbf{D} \cdot \frac{\partial g}{\partial \mathbf{x}'}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', t) d\Gamma , \tag{1.10}$$

$$h_2(\mathbf{x}, t) = -c_v^{-1} \int_{\Gamma^q} g(\mathbf{x}, \mathbf{x}', t) d\Gamma . \tag{1.11}$$

Ici, $\mathbf{D} = c_v^{-1} \mathbf{K}$ est le tenseur de diffusivité, $u(t)$ est la fonction échelon de Heaviside, et l'opérateur "*" est le produit de convolution temporelle. La représentation (1.8) est assimilable à une description externe où h_0 est la réponse impulsionnelle à la condition initiale p_0 dans Ω , h_1 est la réponse impulsionnelle à la sollicitation de Dirichlet p_{Γ} sur Γ^p et h_2 est la réponse impulsionnelle à la sollicitation de Neumann q sur Γ^q . Pour la présente application, $p(\mathbf{x}, t)$ est la charge hydraulique, p_{Γ} est le niveau du réservoir et q représente la pluie.

La fonction de Green n'est en général pas accessible analytiquement. Elle pourrait être évaluée numériquement, mais cela ne conduirait pas à une méthode simple d'emploi : ce dernier critère de nature opérationnelle doit être vérifié. Une méthode classique en traitement du signal est de représenter chaque réponse impulsionnelle par une fonction simple. Le choix de cette fonction simple et l'identification de ses paramètres est au coeur de la méthode IRFA. Plus précisément, l'utilisation du formalisme basé sur la fonction de Green du système permet : 1) d'introduire le concept de réponse impulsionnelle⁶ et l'utilisation de produits de convolution dans le cadre d'une description linéaire; 2) de proposer une méthode d'interprétation mécanique des paramètres de modélisation.

⁶ ainsi que tous les concepts, outils et résultats classiques du traitement du signal.

2.2. Représentation externe approchée

L'approximation la plus simple de l'une des réponses impulsionnelles (1.9)-(1.11) est l'exponentielle décroissante en temps à deux paramètres, appelée IRFA1 :

$$R(t, \alpha, \eta) = u(t) \frac{\alpha}{\eta} e^{-\frac{t}{\eta}}. \quad (1.12)$$

Nous avons également déduit une approximation plus élaborée de l'analyse des solutions fondamentales de problèmes paraboliques en milieux infinis, semi-infinis et finis, à trois paramètres, appelée IRFA2 :

$$F(t, \alpha, \eta, \sigma) = \frac{u(t)\alpha}{\sigma\sqrt{2\pi}} \left(\frac{t}{\eta} \right)^{-3/2} \exp \left[-\frac{\eta}{2t} \left(\frac{t - \eta}{\sigma} \right)^2 \right]. \quad (1.13)$$

Il n'y a *a priori* aucune raison de choisir la même approximation pour des sollicitations de nature différentes telle que le niveau de la retenue (de type Dirichlet) ou la pluie (de type Neumann). Choisissons donc pour chaque réponse impulsionnelle h_i une approximation $H_i(t, \beta_i)$ où β_i représente les paramètres de l'approximation⁷. La solution $p(\mathbf{x}, t)$ est alors approchée par

$$P(t, \mathbf{x}) = p_0(\mathbf{x}) + \sum_{i=0}^2 H_i(t, \beta_i(\mathbf{x})) * a_i(t). \quad (1.14)$$

où $(a_0, a_1, a_2) = (u, p_1, q)$ représente les sollicitations.

L'intérêt de la représentation approchée (1.14) est que l'on a localisé la description. Toute l'information relative à la structure spatiale de la solution est portée par les champs $(\alpha_i(\mathbf{x}), \eta_i(\mathbf{x}))_{\mathbf{x} \in \Omega}$. Si l'on connaît ces derniers, on peut reconstituer l'évolution temporelle du champ $(P(t, \mathbf{x}))_{\mathbf{x} \in \Omega}$. Pour reconstituer l'évolution temporelle de $P(t, \mathbf{x}_{cell})$ en un seul point $\mathbf{x}_{cell}$ fixé (celui de l'instrument), il suffit de connaître $(\alpha_i(\mathbf{x}_{cell}), \eta_i(\mathbf{x}_{cell}))$. La connaissance de $P(t, \mathbf{x})$ en d'autres points du domaine n'est pas nécessaire pour reconstituer la série chronologique $P(t, \mathbf{x}_{cell})$, comme cela serait le cas avec une méthode locale de type volumes-finis ou éléments-finis. C'est cette propriété qui rend l'approche externe bien adaptée à un problème d'analyse de mesures de terrain : il n'est pas nécessaire d'explicitier la géométrie d'un problème aux limites. En revanche, les paramètres sont susceptibles d'avoir un sens mécanique moins direct. Une approche originale est proposée pour traiter ce dernier point.

2.3. Deux modèles d'analyse des mesures d'auscultation de barrages

Modèle d'analyse en début d'exploitation

L'instant initial $t = 0$ est assimilé à une date pertinente comprise entre la fin de construction et le début du premier remplissage. Lors des premières années de vie du barrage, la pression interstitielle est supposée influencée : 1) par l'état initial, avec un temps caractéristique η_0 ; 2) par le niveau de la retenue $\Delta Z(t) = Z(t) - Z_{\min}$, avec un

⁷ Si $H_i \equiv R$, alors $\beta_i \equiv (\alpha_i, \eta_i)$ (deux paramètres). Si $H_i \equiv F$, alors $\beta_i \equiv (\alpha_i, \eta_i, \sigma_i)$ (trois paramètres).

coefficient d'influence α_Z et un temps caractéristique η_Z ; 3) par la pluviométrie $Q(t)$, avec un coefficient d'influence α_Q et un temps caractéristique η_Q . Dans ce cas, en un point x un point quelconque du domaine (et omis pour simplifier), la forme générale d'un modèle IRFA utilisant l'approximation IRFA1 pour toutes les sollicitations (pour fixer les idées) est la suivante:

$$P(t) = \underbrace{p_0 e^{-t/\eta_0}}_{\substack{\text{(I)} \\ \text{Influence} \\ \text{de l'état initial}}} + \underbrace{\frac{\alpha_Z}{\eta_Z} \int_0^t \Delta Z(t') e^{-(t-t')/\eta_Z} dt'}_{\substack{\text{(II)} \\ \text{Influence du niveau de la retenue}}} + \underbrace{\frac{\alpha_Q}{\eta_Q} \int_0^t Q(t') e^{-(t-t')/\eta_Z} dt'}_{\substack{\text{(III)} \\ \text{Influence de la pluie}}} \quad (1.15)$$

Il apparaît de manière naturelle un effet non stationnaire : la dissipation des pressions interstitielles de construction p_0 . Cet effet doit être qualifié d'irréversible, mais il ne s'agit pas d'une dérive ni d'une pathologie : l'état initial de fin de construction n'est pas en équilibre, et la dissipation des pressions interstitielle de construction se poursuit pendant les premières années de vie⁸. Il apparaît en pratique que le terme (I) n'est pas nécessaire pour des mesures aux abords du barrage (rives, plate-forme aval, fondation), et que le terme (III) n'est pas nécessaire pour des mesures dans le corps du barrage.

Modèle d'analyse en exploitation

L'analyse en exploitation, à partir d'une date t_0 , suffisamment longtemps après sa première mise en eau ($t_0 \gg \eta_0$) peut être réalisée avec le modèle IRFA suivant, basé sur une approximation IRFA1 pour toutes les sollicitations (pour fixer les idées) :

$$P(t > t_0) = \underbrace{I(t)}_{\substack{\text{(I)} \\ \text{Influence} \\ \text{de l'histoire} \\ \text{récente}}} + \underbrace{\frac{\alpha_Z}{\eta_Z} \int_{t_0}^t \Delta Z(t') e^{-(t-t')/\eta_Z} dt'}_{\substack{\text{(II)} \\ \text{Influence du niveau de la retenue}}} + \underbrace{\frac{\alpha_Q}{\eta_Q} \int_{t_0}^t Q(t') e^{-(t-t')/\eta_Z} dt'}_{\substack{\text{(III)} \\ \text{Influence de la pluie}}} + \underbrace{T(t)}_{\substack{\text{(IV)} \\ \text{Influence} \\ \text{de l'âge} \\ \text{du barrage}}} \quad (1.16)$$

avec

$$I(t) = \underbrace{\frac{\alpha_Z}{\eta_Z} \int_0^{t_0} \Delta Z(t') e^{-(t-t')/\eta_Z} dt'}_{\substack{\text{Influence de l'histoire récente} \\ \text{du niveau de la retenue}}} + \underbrace{\frac{\alpha_Q}{\eta_Q} \int_0^{t_0} Q(t') e^{-(t-t')/\eta_Z} dt'}_{\substack{\text{Influence de l'histoire récente} \\ \text{du niveau de la pluie}}} \quad (1.17)$$

L'expression (1.17) met en évidence un élément essentiel du modèle : le terme $I(t)$, qui intègre l'influence de l'histoire récente des sollicitations. Il est donc nécessaire de connaître l'histoire des sollicitations antérieures à t_0 pour calculer $I(t)$. Cet effet doit être qualifié d'irréversible, mais il ne s'agit ni d'une dérive ni d'une pathologie : l'état à t_0 n'est pas en équilibre, et la dissipation se poursuit pendant plusieurs jours (voire plusieurs mois) après t_0 . La variable explicative $T(t)$ représente l'influence de l'âge du barrage, dont la formulation sort du cadre des présents développements. Ce terme est également essentiel pour avoir une bonne reconstitution.

⁸ Cette dissipation peut parfois durer quelques dizaines ou quelques centaines d'années pour des barrages homogènes de plus de 10 m de haut, et constitués d'une argile de faible perméabilité, de l'ordre de 10^{-9} m/s.

PARTIE 1. Analyse des mesures d'auscultation

Analogie du modèle IRFA1 avec les modèles ARMA

Les modèles ARMA (Auto Regressive Moving Average) sont bien adaptés à l'étude des séries chronologiques. Ils sont utilisés dans de nombreux domaines (Young, 1998), mais encore peu appliquées aux problèmes du génie civil (Owen *et al.*, 2001). Un modèle $ARMA(p, q)$ consiste à décrire la mesure comme fonction linéaire de p valeurs passées de la réponse (moyenne autorégressive) et de q valeurs passées de la sollicitation (moyenne mobile). Le modèle IRFA1 peut être assimilable à un modèle $ARMA(1,1)$ si la sollicitation est discrétisée en échelons, et à un modèle $ARMA(1,2)$ si elle est discrétisée en rampes. On peut obtenir d'autres modèles $ARMA(1, q)$ d'ordre q plus élevé en élevant le degré d'interpolation de la sollicitation⁹. Toutefois, le nombre de paramètres d'ajustement reste constant, contrairement au cas de l'application brute d'un modèle $ARMA(p, q)$ qui comporte $p + q$ paramètres¹⁰. De plus, les paramètres du modèle IRFA1 ont un sens mécanique. Le produit de convolution du modèle IRFA1 peut être calculé par récurrence. Ceci confère au modèle IRFA1 des avantages décisifs : i) la mise en œuvre est simple; ii) le temps de calcul n'est pas significatif; iii) la connaissance de l'histoire des sollicitations passées n'est pas nécessaire (il suffit de bien formuler le problème et de rajouter un paramètre).

2.4. Méthode d'analyse

Soit $\mathbf{x}$ un point quelconque du domaine. L'identification des paramètres conduisant à la meilleure approximation constitue un problème ancien et bien connu en analyse des données ou en traitement du signal. Le problème d'évolution étant linéaire, de nombreuses méthodes sont disponibles (voir par exemple Box and Jenkins (1976) ou Priestley (1980)). Toutefois, le contrôle des sollicitations (niveau de la retenue, pluie) est impossible ; on ne peut pas accéder directement à la réponse impulsionnelle ou à la fonction de transfert. D'autre part deux raisons conduisent à ne pas réaliser l'identification dans le domaine fréquentiel : 1) les mesures sont susceptibles de comporter des périodes d'interruption (cette situation est souvent rencontrée pour les mesures d'auscultation de barrages) ; 2) le modèle peut être appliqué sur de longues périodes de temps, comprenant des évolutions non périodiques et non stationnaires. La méthode la plus adaptée est de réaliser l'identification dans le domaine temporel, en résolvant le problème des moindres carrés suivant :

$$\min_{\beta_{\mathbf{x}}} \sum_{n=1}^N \left[Y_{\mathbf{x}}^n - P(t^n, \beta_{\mathbf{x}}) \right]^2, \quad (1.18)$$

où $\beta_{\mathbf{x}}$ représente l'ensemble des paramètres, N est le nombre de données d'identification, $Y_{\mathbf{x}}^n$ est la valeur de la mesure au point $\mathbf{x}$ à l'instant t^n , et $P(t^n, \beta_{\mathbf{x}})$ est la valeur du modèle au point $\mathbf{x}$ à l'instant t^n , avec une notation qui explicite le fait que $\beta_{\mathbf{x}}$ soit un argument du modèle, contrairement à $\mathbf{x}$, qui n'intervient que via $\beta_{\mathbf{x}}$. Il s'agit d'un problème de minimisation non linéaire sans difficulté particulière. Le nombre N

⁹ Dans les applications étudiées avec le modèle IRFA1, la description de la pluviométrie est en échelons, et la description de l'évolution du niveau de la retenue est en rampes. Pour le modèle IRFA2, c'est une quadrature de Simpson à pas adaptatifs qui a été utilisée.

¹⁰ ces paramètres ne sont pas indépendants, ce qui pose des problèmes de non unicité de solution, de difficultés de convergence et de sensibilité aux paramètres numériques des schémas numériques associés.

peut être choisi bien plus petit que le nombre de mesures disponibles, pourvu qu'il soit supérieur au nombre de paramètres à identifier. Ceci permet de limiter les temps de calcul, ce qui est important du fait de la présence de produits de convolution.

Pour résumer, la méthode proposée pour obtenir un modèle approchée permettant de reconstituer l'évolution de la charge hydraulique en un point $\mathbf{x}$ en fonction du temps, du niveau de la retenue et de la pluviométrie, est la suivante :

Reconstitution de la mesure

- 0) Se donner la série chronologique des sollicitations (niveau de la retenue $p_{\Gamma}(t)$, mesures pluviométriques $q(t)$, ou autre).
- 1) Se donner la série chronologique des mesures $Y_{\mathbf{x}}(t)$ au point $\mathbf{x}$.
- 2) Choisir les données d'identification $\{t^n, Y_{\mathbf{x}}^n\}_{n=1\dots N}$.
- 3) Choisir une réponse impulsionnelle approchée (1.12) ou (1.13) (ou autre) pour chaque sollicitation.
- 4) Résoudre le problème des moindres carrés non linéaires (1.18) en fonction de $\beta_{\mathbf{x}}$.
- 5) Reconstituer l'évolution $P(t, \mathbf{x})$ correspondant à des évolutions quelconques $p_{\Gamma}(t)$ et $q(t)$ avec l'expression (1.14).

2.5. Méthode d'interprétation des paramètres

Pour proposer une interprétation mécanique des paramètres $\beta_{\mathbf{x}}$, nous utilisons la méthode d'ajustement des moments temporels. Le moment temporel d'ordre k d'une fonction du temps $h(t)$ est défini comme suit :

$$M_k[h] = \int_0^{\infty} t^k h(t) dt. \quad (1.19)$$

Le moment réduit $\bar{M}_k[h]$ et le moment centré réduit $\bar{M}'_k[h]$ permettent de simplifier les calculs. Ils sont définis comme suit :

$$\bar{M}_k[h] = \frac{M_k[h]}{M_0[h]}, \quad \bar{M}'_k[h] = \frac{1}{M_0[h]} \int_0^{\infty} (t - \bar{M}_1[h])^k h(t) dt. \quad (1.20)$$

Lorsque l'on considère les moments temporels d'un champ $h(t, \mathbf{x})$ solution d'un problème parabolique, alors chaque moment temporel $M_k[h]$ est un champ (noté $M_k[h](\mathbf{x})$) solution d'un problème elliptique, avec des conditions aux limites homogènes, et un terme source $M_{k-1}[h]$ (pour plus de détails, voir Goltz et Roberts (1987) ou Delay *et al.* (1998)).

Les moments temporels peuvent être exprimés en fonction de la transformée de Laplace $\hat{h}(s)$ de $h(t)$, de manière équivalente à (1.19) (Aris, 1958):

$$M_k[h] = (-1)^k \lim_{s \rightarrow 0} \frac{\partial^k \hat{h}}{\partial s^k}(s). \quad (1.21)$$

PARTIE 1. Analyse des mesures d'auscultation

Le développement de Taylor-Lagrange de $\hat{h}(s)$ en zéro¹¹ s'écrit :

$$\hat{h}(s) = M_0[h] - M_1[h]s + M_2[h]\frac{s^2}{2} + O(s^3). \quad (1.22)$$

La méthode d'ajustement des moments temporels appliquée à la fonction de transfert exacte h et à la fonction de transfert approchée H consiste alors à calculer les paramètres du modèle tels que les premiers termes du développement (1.22) $\hat{h}$ et de $\hat{H}$ soient égaux. Tous calculs faits, ceci conduit à

$$\alpha(\mathbf{x}) = M_0[h](\mathbf{x}), \quad \eta(\mathbf{x}) = \bar{M}_1[h](\mathbf{x}), \quad \sigma(\mathbf{x}) = \sqrt{\bar{M}_2'[h](\mathbf{x})}. \quad (1.23)$$

Pour résumer, la méthode proposée pour donner une interprétation mécanique aux paramètres $\beta_{\mathbf{x}}$ en un point $\mathbf{x}$ est la suivante :

Interprétation des paramètres

- 0) Se donner des informations sur l'ouvrage vis à vis de la mesure à interpréter (position de l'instrument, informations géométriques, perméabilités, ...).
- 1) Calculer les moments temporels des réponses impulsionnelles du problème aux limites (1.3)-(1.6) qui peut être défini à partir des informations du 0).
- 2) Proposer une interprétation mécanique de $\beta_{\mathbf{x}}$ à l'aide des équations (1.23), où les termes de gauches sont les $\beta_{\mathbf{x}}$ et les termes de droite sont donnés par 1).

L'étape 0) est essentielle : la richesse de l'interprétation est proportionnelle à la qualité des informations relatives à l'ouvrage utilisées. Plusieurs approches sont possibles, de la plus sophistiquée telle que le calcul des moments temporels par éléments finis (2 ou 3 résolutions d'un problème linéaire elliptique) à la plus simple donnant les tendances et les ordres de grandeur. C'est cette dernière approche qui a été menée.

3. Validation de la méthode

Les modèles IRFA sont des représentations très simplifiées. Afin d'estimer leur précision et leur pertinence, ils sont comparés à des solutions exactes de problèmes de diffusion linéaire.

3.1. Diffusion axisymétrique

On considère le problème parabolique linéaire 1-D suivant dans un milieu homogène isotrope, en coordonnées axisymétriques :

$$\frac{\partial S}{\partial t} - D \left(\frac{\partial^2 S}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial S}{\partial r} \right) = 0, \quad (1.24)$$

$$S(0, r) = 0, \quad S(t, R) = u(t). \quad (1.25)$$

¹¹ dans le domaine des basses fréquences, qui intéressent les systèmes paraboliques, et qui correspondent aux sollicitations mécaniques des barrages auxquelles on s'intéresse ici.

Ici, l'inconnue $S(t, r)$ ¹² est fonction du temps t et du rayon r . La solution exacte peut être exprimée à l'aide des fonctions de Bessel du premier type (Carslaw and Jaeger, 1959). On en déduit la fonction de transfert, qui peut être exprimée à l'aide des fonctions de Bessel modifiées du premier type, en utilisant quelques résultats techniques (Abramowitz and Stegun, 1964; Gradshtein, 1980).

Les modèles IRFA sont obtenus par convolution avec un échelon, ce qui donne les réponses indicielles suivantes :

$$(R * u)(t) = \alpha \left[1 - \exp \left(-\frac{t}{\eta} \right) \right] \quad (\text{IRFA1}), \quad (1.26)$$

$$(F * u)(t) = \frac{\alpha}{2} \operatorname{erfc} \left[\sqrt{\frac{\eta}{2t}} \frac{(\eta - t)}{\sigma} \right] + \frac{\alpha}{2} \exp \left(\frac{2\eta^2}{\sigma^2} \right) \operatorname{erfc} \left[\sqrt{\frac{\eta}{2t}} \frac{(\eta + t)}{\sigma} \right] \quad (\text{IRFA2}). \quad (1.27)$$

La méthode d'identification par moments temporels conduit à

$$\alpha(r) = 1, \quad \eta(r) = \frac{T}{4} \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right], \quad \sigma(r) = \frac{T}{32} \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^4 \right], \quad (1.28)$$

où $T = R^2 / D$ est le temps caractéristique de diffusion. La Figure 1-2 contient la comparaison entre la solution exacte et les modèles approchés. Le modèle IRFA1 [(1.26)-(1.28)] est simple et donne les ordres de grandeur en espace et en temps. Le modèle IRFA2 [(1.27)-(1.28)] est plus complexe et plus précis. Les deux modèles sont bien plus simples que la solution exacte. Il est essentiel de bien comprendre qu'aucun ajustement n'a été réalisé¹³: les modèles IRFA ne procèdent que des équations, et d'une identification des moments temporels.

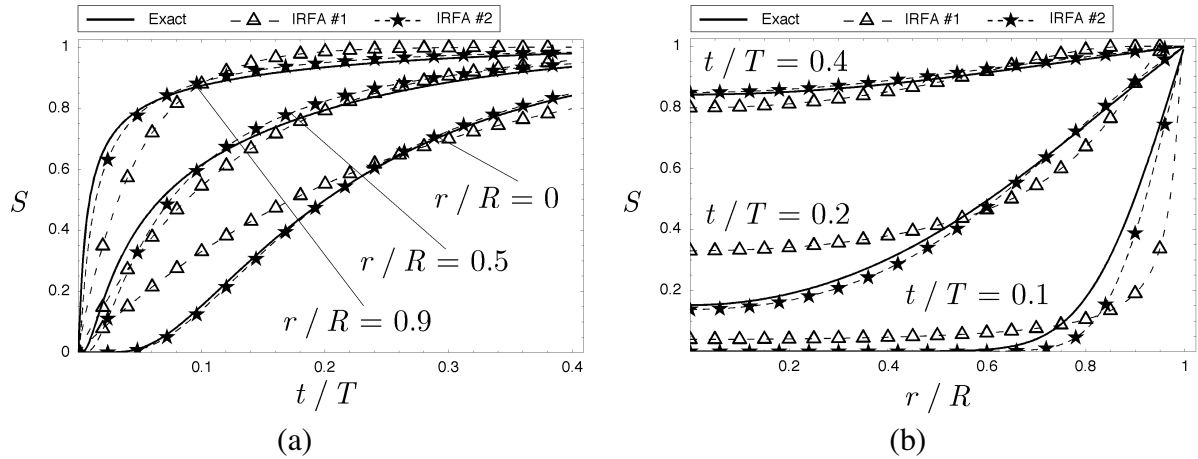


Figure 1-2. Diffusion axisymétrique. Evolution temporelle (a) et profil spatial (b). Comparaison de la solution exacte et des modèles IRFA1 et IRFA2.

¹² dénommée ainsi car assimilable à un degré de saturation, le problème étant assimilable à une infiltration radiale dans un cylindre poreux.

¹³ aucun "fit" ...

PARTIE 1. Analyse des mesures d'auscultation

3.2. Transitoire d  e à une condition initiale

On considère le problème parabolique linéaire 1-D suivant dans un milieu homogène :

$$\frac{\partial p}{\partial t} - D \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = 0, \quad 0 < x < L, \quad t > 0, \quad (1.29)$$

$$p(0, x) = p_0(x), \quad 0 < x < L, \quad (1.30)$$

$$p(t, 0) = p(t, L) = 0, \quad t > 0. \quad (1.31)$$

La sollicitation est la condition initiale, supposée hors  quilibre ($\partial^2 p_0 / \partial x^2 \neq 0$). La fonction de Green de ce problème peut être exprimée à l'aide de la fonction elliptique de troisième espèce (Morse, 1953; Beck *and al.*, 1992; Melnikov, 2000).

Afin de se rapprocher d'une condition initiale qui correspondrait à un champ de pression interstitielle dans un massif peu perméable après une rampe de construction, nous avons calculé la solution exacte du problème, à partir des travaux de Vaziri (1986) et de Vaziri et Christian (1994). Le sol est supposé homogène isotrope, de porositi   n , de perméabilité saturée à l'eau k , de compressibilité χ , de poids volumique γ . Le fluide interstitiel, assimilable à un mélange homogène d'eau incompressible et de bulles d'air, a une compressibilité χ^f et un poids volumique γ_w . La hauteur du massif est Δh et le temps caractéristique de construction est t_c (la vitesse de construction étant $\Delta h / t_c$). Le profil horizontal de charge hydraulique ainsi obtenu en fin de construction est

$$p_0(x) = p_c \left(1 - \cosh \left[r_c \left(1 - 2x / L \right) \right] / \cosh r_c \right) \quad (1.32)$$

où

$$p_c = \frac{\gamma \Delta h}{\gamma_w} \left(1 + \frac{n \chi}{\chi^f} \right)^{-1}, \quad r_c = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{T}{t_c}}, \quad (1.33)$$

$$T = \frac{L^2}{D}, \quad D = \frac{k}{\gamma_w} \left(\frac{n}{\chi^f} + \frac{1}{\chi} \right)^{-1}. \quad (1.34)$$

Le nombre adimensionnel r_c caractérise la vitesse de construction par rapport à la diffusivité horizontale du sol. Si $r_c \rightarrow 0$ (resp. $r_c \rightarrow \infty$), la construction peut être considérée comme très lente (resp. très rapide) et le sol drainé (resp. non drainé) :

$$\lim_{r_c \rightarrow 0} p_0(x) = 0, \quad \lim_{\substack{r_c \rightarrow \infty \\ 0 < x < L_x}} p_0(x) = p_c. \quad (1.35)$$

La solution exacte du problème défini par les équations (1.29)-(1.31) et (1.32) est alors une réponse indicielle, dont une représentation est :

$$i_0(t, x) = 4p_c \sum_{k=0}^{+\infty} \frac{\sin \left[\pi(2k+1)x / L \right] \exp \left[-\pi^2(2k+1)^2 t / T \right]}{\pi(2k+1) \left(1 + \left[\pi(2k+1) / (2r_c) \right]^2 \right)}. \quad (1.36)$$

Les modèles IRFA sont les suivants :

$$p_0 + (R * u)(t) = p_0 \exp\left(-\frac{t}{\eta}\right) \quad (\text{IRFA1}), \quad (1.37)$$

$$p_0 + (F * u)(t) = p_0 \left\{ 1 - \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left[\sqrt{\frac{\eta}{2t}} \frac{(\eta - t)}{\sigma}\right] - \frac{1}{2} \exp\left(\frac{2\eta^2}{\sigma^2}\right) \operatorname{erfc}\left[\sqrt{\frac{\eta}{2t}} \frac{(\eta + t)}{\sigma}\right] \right\} \quad (\text{IRFA2}). \quad (1.38)$$

La méthode d'identification par moments temporels conduit à

$$\alpha_0(x) = -p_0(x), \quad \eta_0(x) = \frac{T}{2} \left[\tilde{x}(1 - \tilde{x}) \frac{p_c}{p_0(x)} - \frac{1}{2r_c^2} \right], \quad (1.39)$$

$$\sigma_0(x) \approx T \left[\frac{\tilde{x}(1 - \tilde{x})(-\tilde{x}^2 + \tilde{x} + 1)p_c}{12(1 + 2/r_c^2)p_0(x)} - \eta_0(x)^2 \right]^{1/2}, \quad (1.40)$$

où $\tilde{x} = x / L$. Le premier résultat relatif à α_0 Eq. (1.39)₁ a été utilisé pour simplifier les équations (1.37) et (1.38). Le résultat (1.40) est approché, la représentation exacte étant trop complexe. La Figure 1-3 contient la comparaison entre la solution exacte et les modèles IRFA pour $r_c = 1$. Le même type de comparaison est représenté sur la Figure 1-4 pour $r_c = 10$. Sur cet exemple, les deux modèles IRFA reproduisent de manière précise les évolutions en temps et les profils en espace de la solution exacte, au regard de la simplicité de leur expression par rapport à celle de la solution exacte.

3.3. Transitoire due à un échelon de Dirichlet

On considère le problème parabolique linéaire uni-dimensionnel suivant dans un milieu homogène isotrope :

$$\frac{\partial p}{\partial t} - D \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = 0, \quad 0 < x < L, \quad t > 0, \quad (1.41)$$

$$p(0, x) = 0, \quad 0 < x < L, \quad (1.42)$$

$$p(t, 0) = u(t), \quad p(t, L) = 0, \quad t > 0. \quad (1.43)$$

La fonction de Green est la même que celle du problème défini par les équations (1.29)-(1.31). Les modèles IRFA, obtenus par convolution avec un échelon, sont définis par les Eqs. (1.26) et (1.27). La méthode d'identification par moments temporels conduit à

$$\alpha_1(x) = 1 - \frac{x}{L}, \quad \eta_1(x) = \frac{T}{6} [1 - \alpha_1(x)^2], \quad \sigma_1(x) = \frac{T}{3\sqrt{10}} [1 - \alpha_1(x)^4]^{1/2}, \quad (1.44)$$

où $T = L^2 / D$ est le temps caractéristique de diffusion. La Figure 1-5 contient la comparaison entre la solution exacte, et les modèles approchés. Le modèle IRFA1 [(1.26)-(1.44)] est simple et donne les ordres de grandeur en espace et en temps. Le modèle IRFA2 [(1.27)-(1.44)] est plus complexe et plus précis.

PARTIE 1. Analyse des mesures d'auscultation

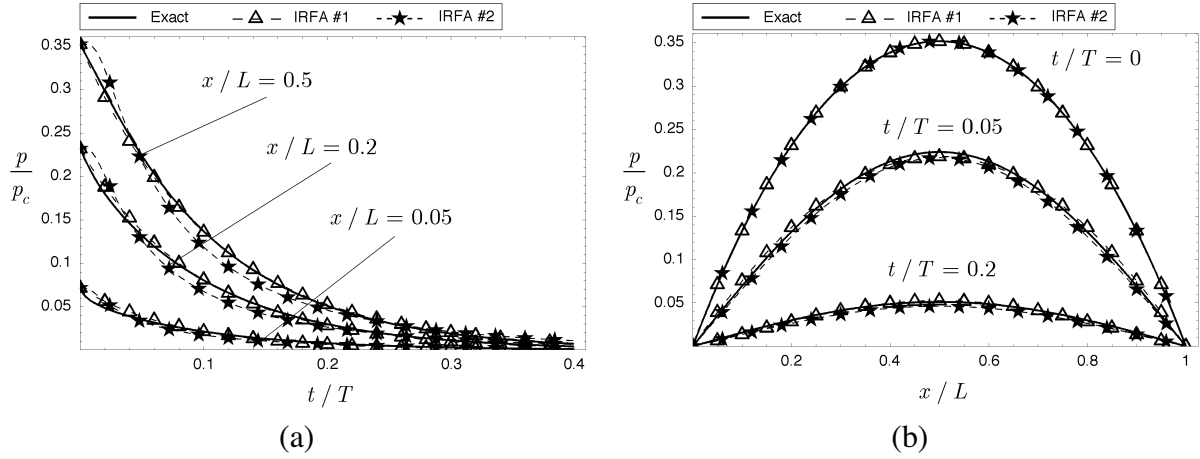


Figure 1-3. Réponse à une transitoire initiale pour $r_c = 1$. Evolution temporelle (a) et profil spatial (b). Comparaison de la solution exacte et des modèles IRFA1 et IRFA2.

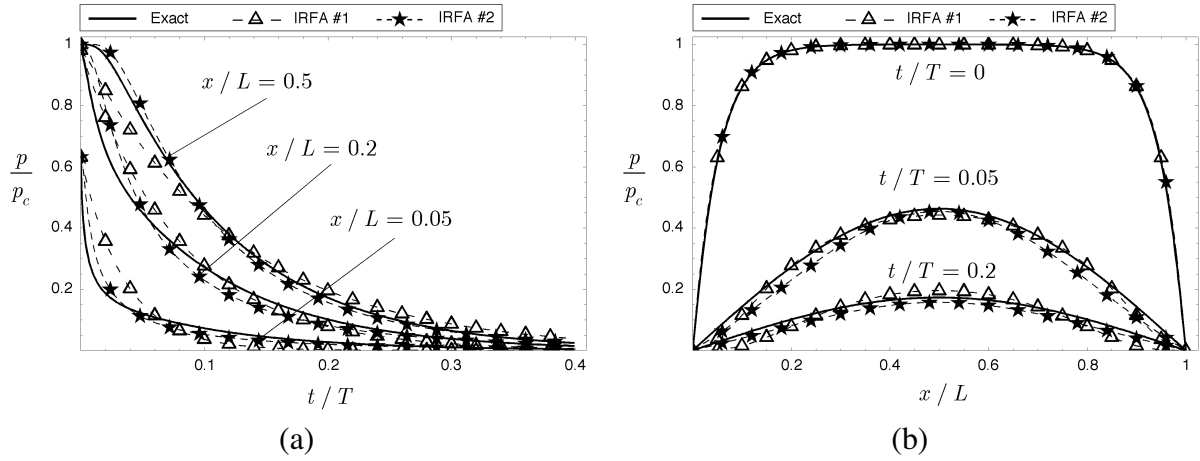


Figure 1-4. Réponse à une transitoire initiale pour $r_c = 10$. Evolution temporelle (a) et profil spatial (b). Comparaison de la solution exacte et des modèles IRFA1 et IRFA2.

Les deux modèles sont bien plus simples que la solution exacte, dont les seules représentations connues sont des séries infinies. D'autres analyses ont été menées pour évaluer les modèles IRFA sur cette sollicitation très importante : précision de l'identification des moments temporels, analyse harmonique, diagrammes de Bode et de Nyquist. Les conclusions essentielles sont les suivantes :

- le modèle IRFA1 reproduit de manière précise les évolutions en temps (hystérésis) tant que $\omega T < 1$ à 10, suivant la position du point considéré; un bon ordre de grandeur pour la plage de validité est $\omega T < 2\pi$;
- le modèle IRFA2 s'est avéré très précis sur toutes les gammes de sollicitation harmoniques testées;
- la fréquence de coupure du système¹⁴, qui peut être assimilé à un filtre passe-bas, peut être évaluée à $\eta(x) / \sigma(x)^2$.

¹⁴ celle à partir de laquelle la réponse tombe à environ 70% de l'amplitude du signal d'entrée. Un filtre passe-bas laisse passer les basses fréquences et atténue les hautes fréquences, supérieures à la fréquence de

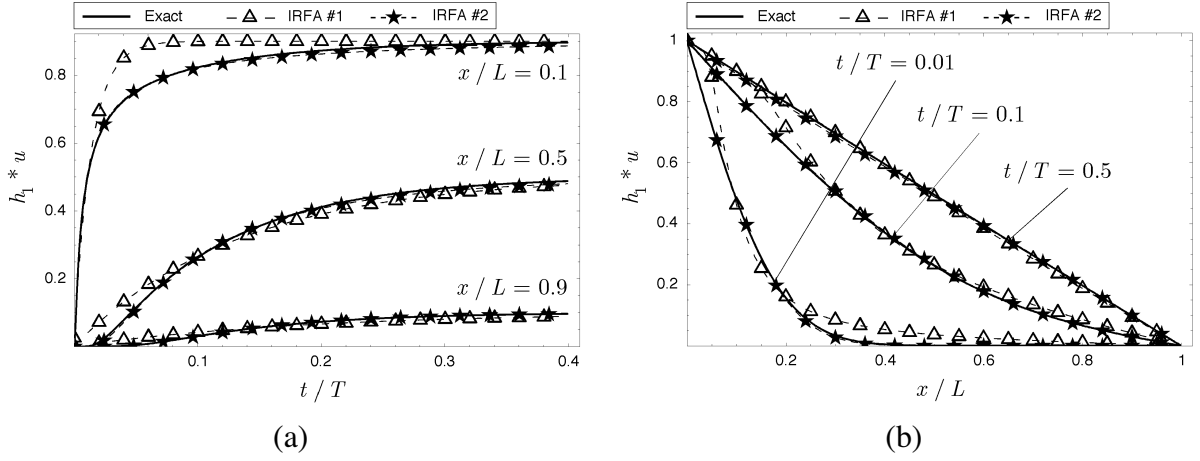


Figure 1-5. Réponse à un échelon de Dirichlet. Evolution temporelle (a) et profil spatial (b). Comparaison de la solution exacte et des modèles IRFA1 et IRFA2.

3.4. Transitoire due à un échelon de Neumann

On considère le problème parabolique linéaire bi-dimensionnel suivant dans un milieu homogène anisotrope :

$$c \frac{\partial p}{\partial t} - k_x \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - k_y \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} = 0, \quad 0 < x < L_x, \quad 0 < y < L_y, \quad t > 0, \quad (1.45)$$

$$p(0, x, y) = 0, \quad 0 < x < L_x, \quad 0 < y < L_y, \quad (1.46)$$

$$p(t, 0, y) = p(t, L_x, y) = 0, \quad 0 < y < L_y, \quad t > 0. \quad (1.47)$$

$$\frac{\partial p}{\partial x}(t, x, 0) = 0, \quad -k_y \frac{\partial p}{\partial x}(t, x, L_y) = u(t), \quad 0 < x < L_x, \quad t > 0. \quad (1.48)$$

La fonction de Green de ce problème peut être exprimée à l'aide de la fonction elliptique de troisième espèce (Morse, 1953; Beck *and al.*, 1992; Melnikov, 2000). Les modèles IRFA, obtenus par convolution avec un échelon, sont définis par les Eqs. (1.26) et (1.27). La méthode d'identification par moments temporels conduit à

$$\alpha_2(x, y) \approx \left(\frac{L_y}{k_y} \right) \frac{4}{a \pi^2 \sinh(\pi a)} \sin \left(\pi \frac{x}{L_x} \right) \cosh \left(\pi a \frac{y}{L_y} \right), \quad (1.49)$$

$$\eta_2(x, y) \approx \frac{\sqrt{T_x T_y}}{2 \pi^2 a} \left[1 + \pi a - \pi a \frac{y}{L_y} \tanh \left(\pi a \frac{y}{L_y} \right) \right], \quad (1.50)$$

coupure. Ce type d'information peut être de grande valeur pour quantifier la fréquence de mesure de la sollicitation, par exemple celle de la retenue. Une fréquence trop élevée serait coûteuse et inutile. Une fréquence trop basse ne permettrait pas une analyse précise.

PARTIE 1. Analyse des mesures d'auscultation

avec

$$T_x = \frac{cL_x^2}{k_x}, \quad T_y = \frac{cL_y^2}{k_y}, \quad a = \sqrt{\frac{T_y}{T_x}}. \quad (1.51)$$

Dans ce système, T_x est le temps caractéristique de diffusion horizontale, T_y est le temps caractéristique de diffusion verticale, et a rend compte de l'influence de l'anisotropie de perméabilité et des dimensions du système. Les résultats (1.49) et (1.50) sont approchés, les représentations exactes étant trop complexes. Le temps caractéristique η_2 peut être considéré comme indépendant de x , mais il intègre l'influence de a , de nature bidimensionnelle.

La Figure 1-6 contient, pour $a = 1^{15}$, les évolutions temporelles de la solution exacte et du modèle IRFA1 en $x / L_x = 0.3$ et en $y / L_y = 0.8$. Les profils spatiaux sont sur la Figure 1-7. L'influence du paramètre a est importante. Elle est illustrée sur la Figure 1-8 en temps et sur la Figure 1-9 en espace : plus a est grand, plus la cinétique de diffusion est grande. Cet exemple bi-dimensionnel illustre l'utilité de la présente approche : le modèle IRFA1, simple, reproduit les ordres de grandeurs de la solution exacte sur les plages de variations des 4 paramètres (t, x, y, a) . Aucun ajustement n'a été réalisé sur ces 4 paramètres: le modèle IRFA1 ne procède que des équations, et d'une identification des moments temporels.

L'approximation IRFA2 a donné des résultats franchement médiocres : les évolutions en temps n'étaient pas reproduites de manière cohérente avec un paramétrage en (x, y) . Ceci est une illustration du fait qu'une réponse impulsionnelle dépend des conditions aux limites du système étudié : le modèle IRFA2 a initialement été développé pour une sollicitation de Dirichlet, or nous considérons ici une sollicitation de Neumann. Un retour sur l'analyse des solutions fondamentales des problèmes de diffusion a conduit à tester la fonction $(t / \eta)F(t, \alpha, \eta, \sigma)$, qui a cette fois donné de très bonnes reconstitutions des transitoires, ainsi que des diagrammes de Bode et de Nyquist convaincants. Ce travail reste à approfondir.

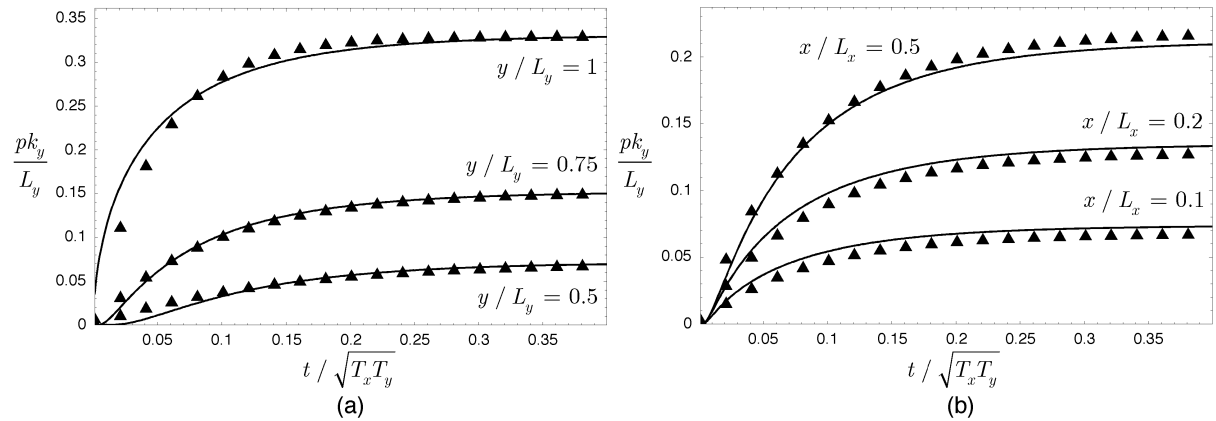


Figure 1-6. Réponse à un échelon de Neumann ($a = 1$). Evolution temporelle pour $x / L_x = 0.3$ (a) et $y / L_y = 0.8$ (b). Solution exacte (traits pleins) et modèle IRFA1 (symboles).

¹⁵ ce qui ne signifie nullement l'isotropie

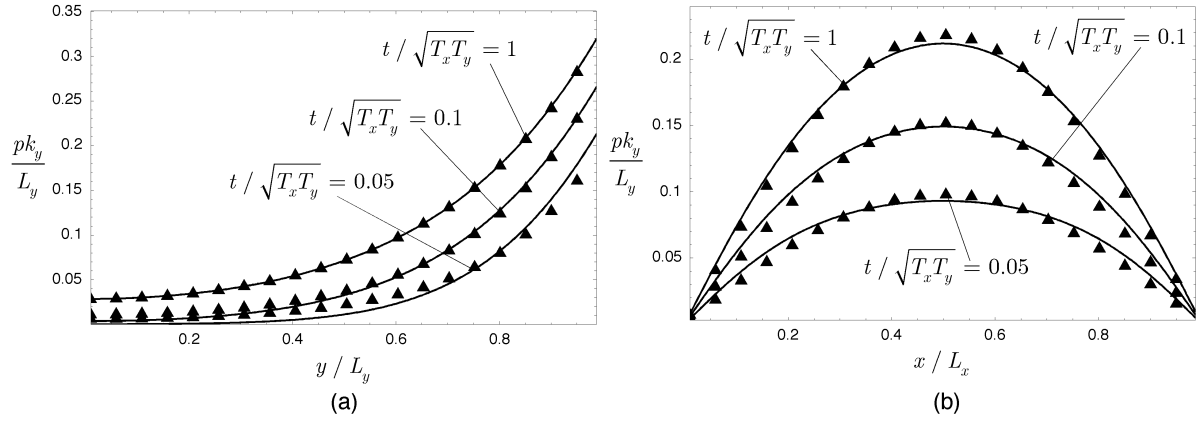


Figure 1-7. Réponse à un échelon de Neumann ($a = 1$). Profil spatial pour $x/L_x = 0.3$ (a) et $y/L_y = 0.8$ (b). Solution exacte (traits pleins) et modèle IRFA1 (symboles).

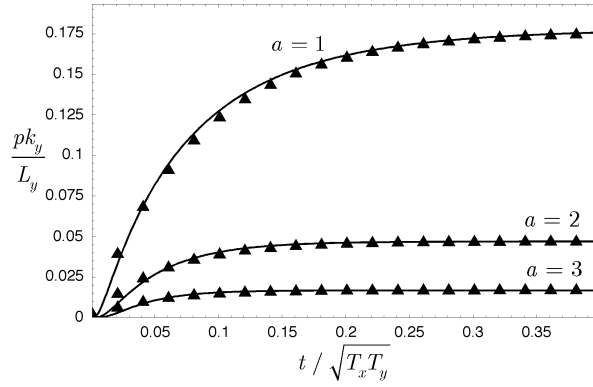


Figure 1-8. Réponse à un échelon de Neumann. Influence de a sur l'évolution temporelle au point $x/L_x = 0.3$ et $y/L_y = 0.8$. Solution exacte (traits pleins) et modèle IRFA1 (symboles).

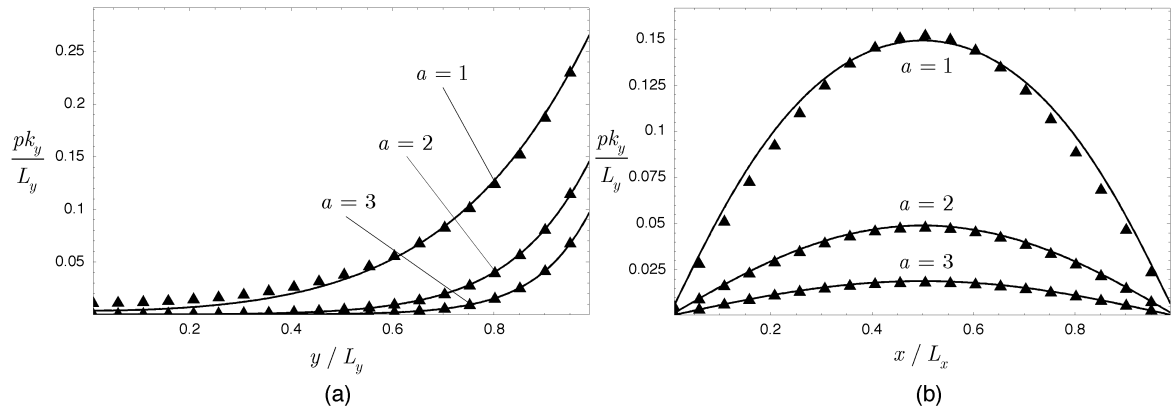


Figure 1-9. Réponse à un échelon de Neumann. Influence de a sur le profil spatial à $t/\sqrt{T_x T_y} = 0.1$ en $x/L_x = 0.3$ (a) et $y/L_y = 0.8$ (b). Solution exacte (traits pleins) et modèle IRFA1 (symboles).

4. Applications à des mesures obtenues sur barrages

4.1. Analyse de l'effet de la retenue dans un barrage homogène

Les mesures des instruments d'un barrage en terre homogène de 30 mètres de haut, avec tapis drainant horizontal, sont analysées avec le modèle IRFA1. Le corps du barrage est en sable argileux (perméabilité comprise entre 10^{-5} et 10^{-7} m/s). Le talus aval est ausculté par sept piézomètres suivant trois coupes (Figure 1-10). L'axe du barrage est ausculté par six cellules de pression interstitielle à cordes vibrantes sur trois coupes (Figure 1-10). Trois cellules sont situées en fondation.

Le piézomètre évoqué Figure 1-1 est situé en pied de parement aval (P1 Figure 1-10). Il est analysé en deux phases. L'ajustement du modèle IRFA1 sur la phase de remplissage (150 jours) conduit à $\alpha_Z = 0.44$ et $\eta_Z = 83$ jours (Figure 1-11). Sur la première phase d'exploitation (2280 jours), on obtient $\alpha_Z = 0.22$ et $\eta_Z = 159$ jours (Figure 1-12). L'évolution de ces valeurs entre les deux phases peut s'expliquer par la saturation progressive du sol à la suite du premier remplissage. La Figure 1-13 compare les mesures et le modèle pour la cellule CV13 située dans le corps du barrage. Ces figures montrent l'hystérésis sur un cycle hausse/diminution du niveau de la retenue, ainsi qu'un décalage de la réponse de l'ordre de grandeur du temps caractéristique η_Z .

Le Tableau 1-1 donne les résultats de l'analyse retard des six cellules. Le Tableau 1-2 donne les résultats de l'analyse retard des piézomètres auscultant le talus aval. Ce tableau contient également les cellules auscultant l'axe du barrage, afin de vérifier la cohérence des résultats. Malgré la grande différence de principe entre les deux instruments, les diffusivités estimées sont du même ordre de grandeur.

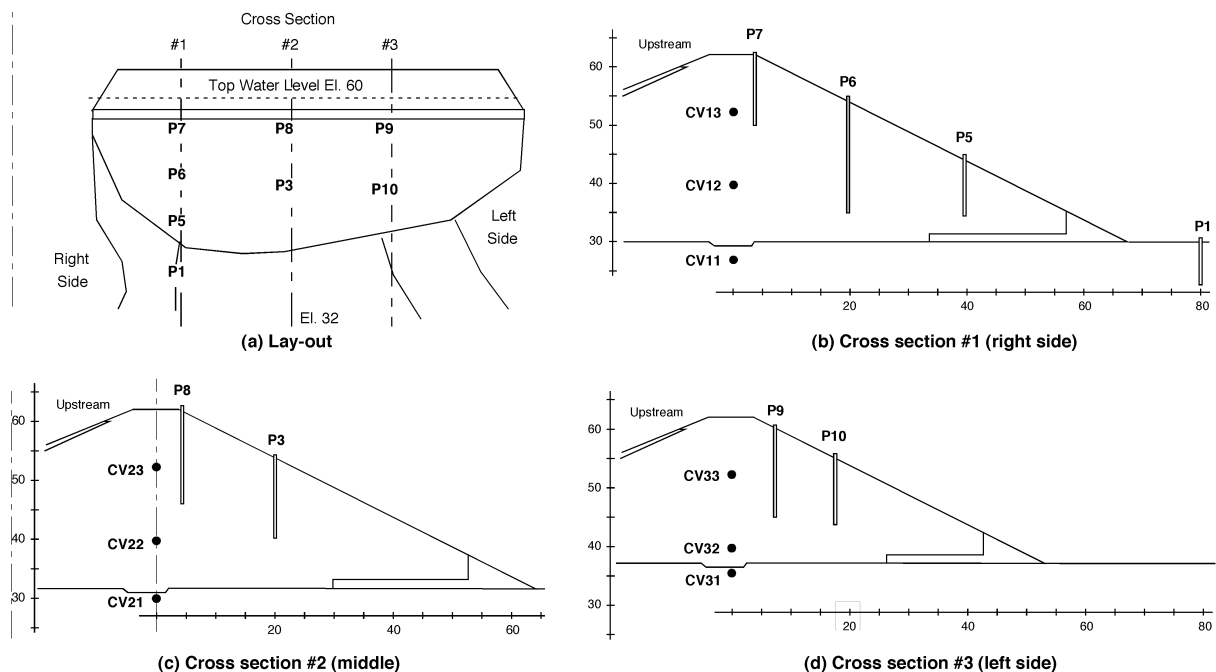


Figure 1-10. Barrage n°1. Implantation des piézomètres et des cellules de pression interstitielle.

On peut l'expliquer par le fait que l'analyse intègre implicitement les informations relatives à une zone située entre le parement amont et l'instrument, plus étendue que la zone directement concernée par l'instrument. Ces résultats montrent les tendances suivantes : i) l'amplitude de la réponse, représentée par α , décroît lorsque la distance entre le point de mesure et la face amont augmente; ii) le temps caractéristique η augmente avec cette distance.

Le modèle 1-D représenté par les équations (1.41)-(1.43) mais avec comme sollicitation le niveau de la retenue $p_T(t)$ peut être assimilable à une représentation - extrêmement simplifiée - de l'écoulement dans le noyau. On peut alors en déduire l'interprétation des paramètres qui est proposée sur la Figure 1-14, et quantifiée par les équations (1.44). La longueur L est assimilable à la distance d'écoulement entre le point de sollicitation (sur la face amont du barrage) et le point de drainage (un point du drain si celui-ci fonctionne, ou un point de la face aval du barrage le cas échéant). La coordonnée x est la position du point de mesure sur ce chemin, par rapport au point de sollicitation.

Le premier paramètre α représente bien la distance relative entre le point de mesure et le point de drainage. Le second paramètre η est quant à lui le temps caractéristique de réponse du point de mesure par rapport à la seule sollicitation $p_T(t)$ (le niveau de la retenue), qui intègre le temps caractéristique de diffusion matériel T et les effets géométriques. On peut alors évaluer T par (1.44)₂, ce qui donne $T = 6\eta / (1 - \alpha^2)$.

A l'aide des plans du barrage, il est possible d'estimer L . On peut alors en déduire un ordre de grandeur de la diffusivité de la zone auscultée par l'équation $D = (1 - \alpha^2)L^2 / (6\eta)$. Celle-ci est d'un ordre de grandeur supérieur dans les zones situées sous la surface libre (10^{-4} à 10^{-3} m²/s) par rapport aux zones de marnage (10^{-5} à 10^{-4} m²/s), susceptibles d'être non saturées et d'avoir une capacité hydrique plus élevée. La diffusivité est plus importante en rive droite, ce qui peut correspondre à une perméabilité plus importante.

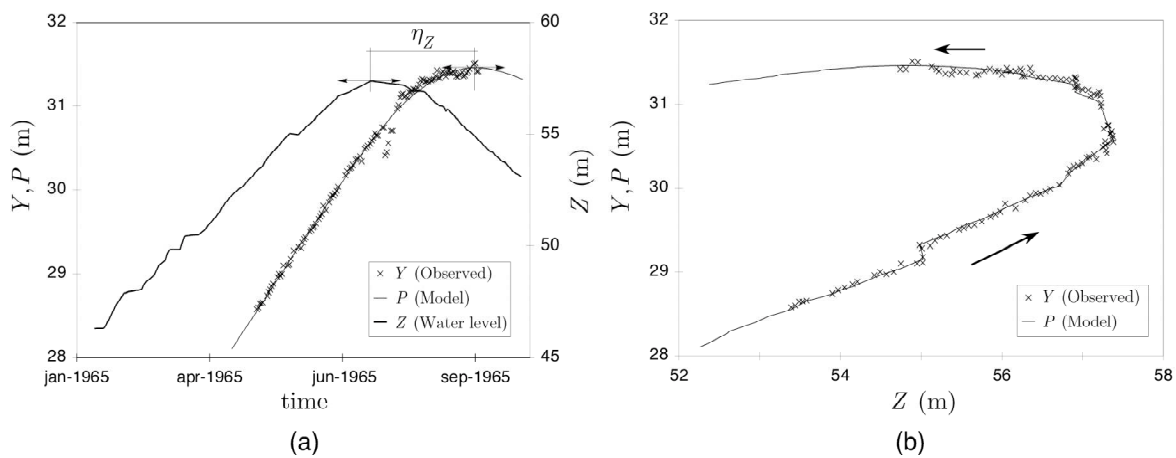


Figure 1-11. Barrage n°1. Analyse retard du piézomètre P1 durant le remplissage, niveaux piézométriques en fonction du temps et en fonction de la retenue ($\eta_Z \approx 83$ jours).

PARTIE 1. Analyse des mesures d'auscultation

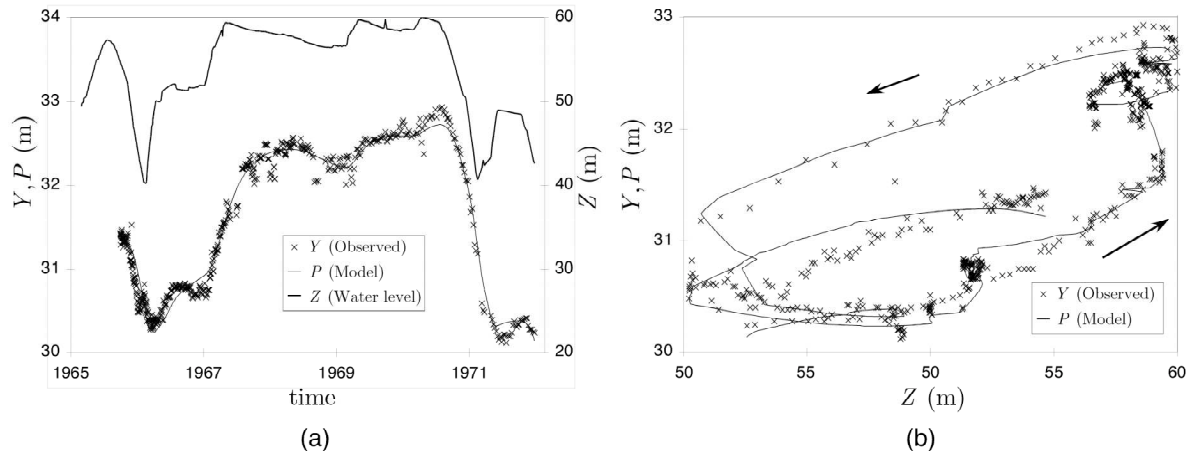


Figure 1-12. Barrage n°1. Analyse retard du piézomètre P1 durant l'exploitation, niveaux piézométriques en fonction du temps et en fonction de la retenue ($\eta_Z \approx 159$ jours).

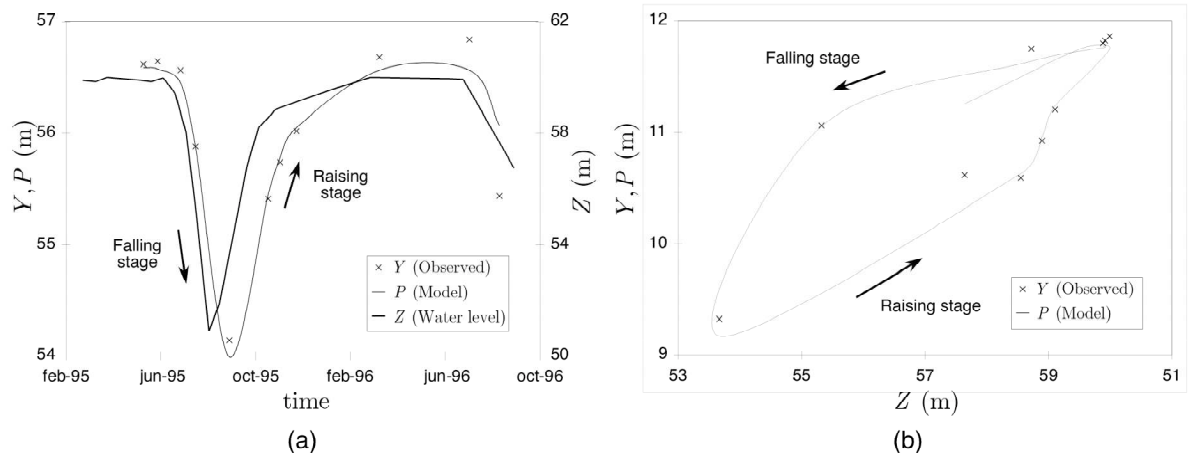


Figure 1-13. Barrage n°1. Analyse retard de la cellules CV13, niveaux piézométriques en fonction du temps et en fonction de la retenue ($\eta_Z \approx 23$ jours).

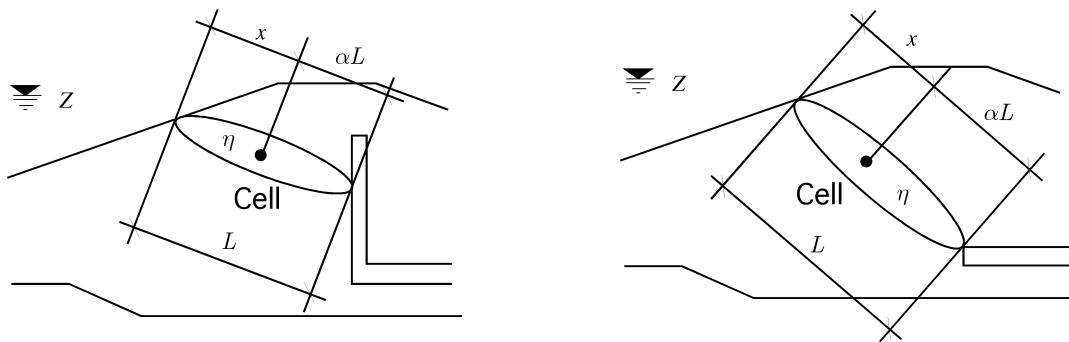


Figure 1-14. Barrage n°1. Schéma d'interprétation des paramètres pour un barrage homogène à tapis drainant, avec ou sans drain cheminée.

Cellule	α_Z	η_Z (j)	D ($10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$)
Niveau 52 NGF (zone de marnage)			
CV33	0.27	33	4
CV23	0.38	33	5
CV13	0.39	23	8
Niveau 40 NGF (zone saturée)			
CV32	0.47	25	60
CV22	0.49	33	50
CV12	0.38	10	100
Fondation			
CV31	0.43	28	100
CV21	0.43	56	60
CV11	0.51	32	100

Tableau 1-1. Barrage n°1. Analyse IRFA1 des mesures de cellules.

Instrument	α_Z	η_Z (j)	D ($10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$)
Coupe rive gauche			
CV33	0.27	33	4
CV32	0.47	25	60
PID9	0.42	45	40
PID10	0.23	45	40
Coupe centre			
CV23	0.38	33	5
CV22	0.49	33	50
PID8	0.29	30	30
3PID3	0.21	31	50
Coupe rive droite			
CV13	0.39	23	8
CV12	0.38	10	100
PID7	0.28	18	50
PID6	0.53	22	100
PID5	0.16	91	20

Tableau 1-2. Barrage n°1. Analyse IRFA1 pour les cellules et les piézomètres.

4.2. Analyse de l'effet de la retenue dans un barrage zoné

Les mesures obtenues sur un barrage zoné de 42 m de haut ont été analysées avec les modèles IRFA1 et IRFA2. Ce barrage repose sur une fondation rocheuse. Un rideau d'injection de 25 m a été disposé sous le noyau argileux. Le dispositif de drainage comporte un drain cheminée et un tapis drainant. La Figure 1-15 contient les vues en plan et en coupe, ainsi que l'emplacement des 14 cellules de pression interstitielle. Les mesures du niveau de la retenue couvrent 8 d'ans d'exploitation (3175 j). Les variations représentées sur la Figure 1-16 ont une composante cyclique, de période 1 an ($\omega \approx 2\pi / 365 \text{ j}^{-1}$). La période d'analyse couvre 3 ans d'exploitation (1175 j), qui débute suffisamment longtemps après le premier remplissage (2000 j) pour que les influences de la construction et du remplissage puissent être négligées. La périodicité des mesures est d'environ 5 j, et chaque série chronologique est constituée de 167 mesures.

La méthode de Levenberg-Marquardt a été utilisée pour résoudre le problème de moindres carrés non-linéaires (1.18). Une analyse préliminaire en fonction du nombre de données d'identification $\{t^n, Y_x^n\}_{n=1\dots N}$ a été menée. Le nombre $N = 20$ est apparu comme un bon ordre de grandeur pour un bon compromis temps de calcul/qualité de la convergence, les produits de convolution étant coûteux en temps de calcul. Les inconnues ont été initialisées à l'aide des valeurs données par l'ajustement des moments temporels avec $x / L = 0.5$ et $T = 200 \text{ j}$.

Les résultats des analyses avec les modèles IRFA1 et IRFA2 sont dans le Tableau 1-3. Des résultats similaires ont été obtenus avec les deux modèles. Les deux modèles ont conduit à une bonne reconstitution des mesures pour les cellules CV24 et CV10 (Figure 1-17). Pour les cellules CV11 et CV26, en revanche, les résultats sont moins bons (Figure 1-18). Les hystérésis dues à la dissipation par écoulement de Darcy mis en évidence en traçant la mesure en fonction de la sollicitation confirme les bonnes reconstitutions des mesures pour les cellules CV24 (Figure 1-19) et CV10 (Figure 1-20), et les moins bons résultats pour les cellules CV11 (Figure 1-21) et CV26 (Figure 1-22).

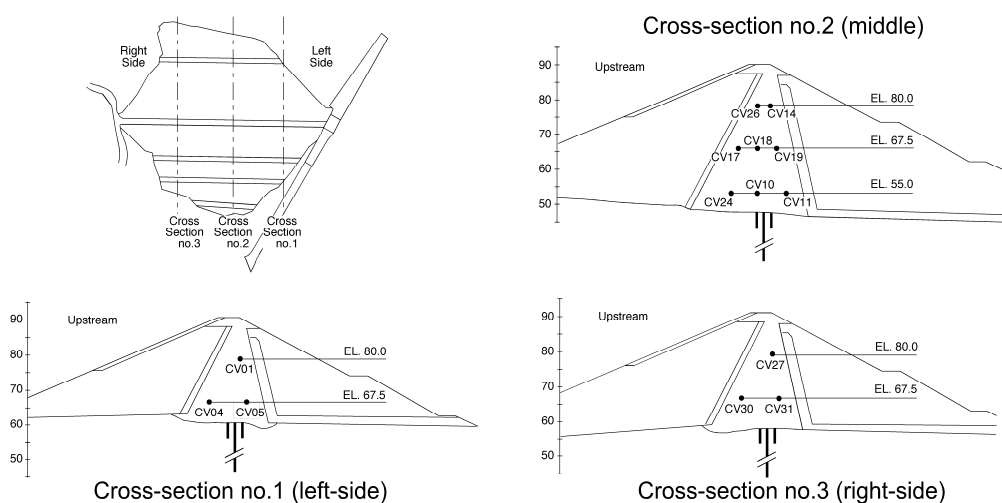


Figure 1-15. Barrage n°2. Vues en plan et en coupe. Implantation des cellules de pression interstitielle.

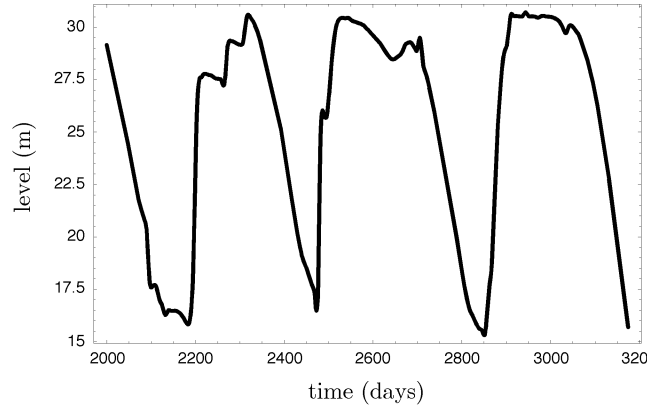


Figure 1-16. Barrage n°2. Niveau de la retenue en fonction du temps.

Les résultats présentés dans le Tableau 1-3 montrent que l'amplitude de la réponse, représentée par α , décroît lorsque la distance entre le point de mesure et la face amont augmente. Le temps caractéristique η augmente avec cette distance. Le modèle 1-D représenté par les équations (1.41)-(1.43), avec comme sollicitation le niveau de la retenue $p_r(t)$ peut être assimilable à une représentation - extrêmement simplifiée - de l'écoulement dans le noyau. On peut alors en déduire l'interprétation des paramètres proposée par la Figure 1-23a et les équations (1.44). La longueur L est assimilable à la distance d'écoulement entre le point de sollicitation (sur la face amont du noyau) et le point de drainage (sur la face aval du noyau). La coordonnée x est la position du point de mesure sur ce chemin, par rapport au point de sollicitation. Le premier paramètre α représente bien la distance relative entre le point de mesure et le point de drainage. Le second paramètre η est quant à lui le temps caractéristique de réponse du point de mesure par rapport à la seule sollicitation $p_r(t)$ (le niveau de la retenue), qui intègre le temps caractéristique de diffusion matériel T et les effets géométriques. On peut alors évaluer T par (1.44)₂, ce qui donne $T = 6\eta / (1 - \alpha^2)$. Ce temps est ici compris entre 48 et 506 jours, en fonction de la longueur du chemin d'écoulement et de la diffusivité moyenne de la zone concernée. A l'aide des plans du barrage, il est possible d'estimer L . On peut alors en déduire un ordre de grandeur de la diffusivité de la zone auscultée par l'équation $D = (1 - \alpha^2)L^2 / (6\eta)$. Le troisième paramètre σ est statistiquement indépendant des deux premiers, mais mécaniquement dépendant des deux paramètres fondamentaux du modèle simplifié 1-D que sont x / L et T (ou de manière équivalente α et η). Des équations (1.44), on déduit que cette dépendance mécanique est

$$\sigma_{th} = 2\eta \sqrt{\frac{1 + \alpha^2}{10(1 - \alpha^2)}}. \quad (1.52)$$

La Figure 1-23b trace les valeurs de σ_{num} (valeur numérique obtenue par identification du modèle sur les mesures, Tableau 1-3) en fonction de σ_{th} (valeur théorique obtenue par ajustement des moments temporels sur le modèle 1-D, Eq. (1.52)). Ce résultat montre une bonne concordance entre les ordres de grandeur obtenus, ce qui confirme la pertinence de l'utilisation du modèle 1-D, bien que simplifié, pour une interprétation mécanique des paramètres.

PARTIE 1. Analyse des mesures d'auscultation

Les reconstitutions des mesures obtenus sur les cellules CV26, CV14, CV01 et CV27 sont décevantes. Ceci est dû au fait que ces cellules sont situées dans des zones de marnage du noyau, où le sol est non-saturé. Il est bien connu que la capacité hydrique et la perméabilité, sont des fonctions non linéaires de la pression : la diffusion y est non linéaire. C'est probablement cela qui explique la qualité médiocre des reconstitutions. La forme des réponses observées sur la Figure 1-22 est d'ailleurs assez singulière : l'hystérésis est peu marquée et les deux parties de celle-ci sont convexes.

Les résultats obtenus avec les cellules CV05, CV11 et CV31 sont également décevants, mais l'explication est différente. Ces cellules sont situées loin du point de sollicitation, et proche du point de drainage. Cette configuration ne permet pas une reconstitution précise, car la dynamique de la réponse a été effacée par le trop grand trajet effectué par le signal au sein du massif. Ceci a été confirmé par des expériences numériques.

Le modèle IRFA2, bien que plus précis et comportant un paramètre supplémentaire, n'a pas été significativement plus performant que le modèle IRFA1 sur ces analyses. Ceci est essentiellement dû au fait que les variations de la sollicitation ont une période petite par rapport au temps de diffusion : $\omega T \leq 2.77\pi$ avec les valeurs de T obtenues. Pour ces basses fréquences, $(\omega\eta)^2 \ll 1$, et donc $g_\omega \approx \alpha$ and $\phi_\omega \approx -\omega\eta$. Dans ce cas, η a la même valeur que le retard de réponse du point de mesure par rapport à la sollicitation.

Cellule	IRFA1			IRFA2			
	α	η (j)	T (j)	α	η (j)	σ (j)	T (j)
Rive gauche (Coupe n°1)							
CV01	0.15	26	163	0.15	29	20	179
CV04	0.78	8	128	0.77	8	5	121
CV05	0.30	32	210	0.28	30	16	200
Partie centrale (Coupe n°2)							
CV26	0.51	6	48	0.51	6	2	50
CV14	0.37	22	156	0.37	23	20	163
CV17	0.89	3	83	0.89	2	2	81
CV18	0.72	9	116	0.73	9	12	127
CV19	0.43	21	156	0.42	20	19	151
CV24	0.85	7	150	0.85	7	7	153
CV10	0.64	27	273	0.60	26	17	249
CV11	0.37	73	506	0.28	55	28	362
Rive droite (Coupe n°3)							
CV27	0.26	8	56	0.26	9	4	59
CV30	0.84	8	175	0.84	8	5	164
CV31	0.50	32	258	0.47	30	18	234

Tableau 1-3. Barrage n°2. Résultats des analyses des mesures de pression interstitielle avec les modèles IRFA1 et IRFA2.

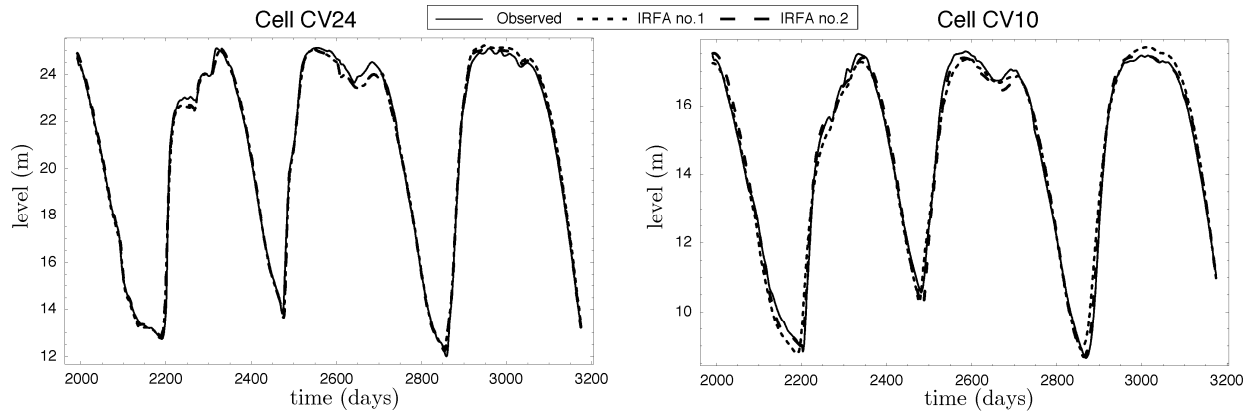


Figure 1-17. Barrage n°2. Niveau piézométrique en fonction du temps pour les cellules CV24 et CV10. Comparaison entre les mesures et les modèles IRFA1 et IRFA2.

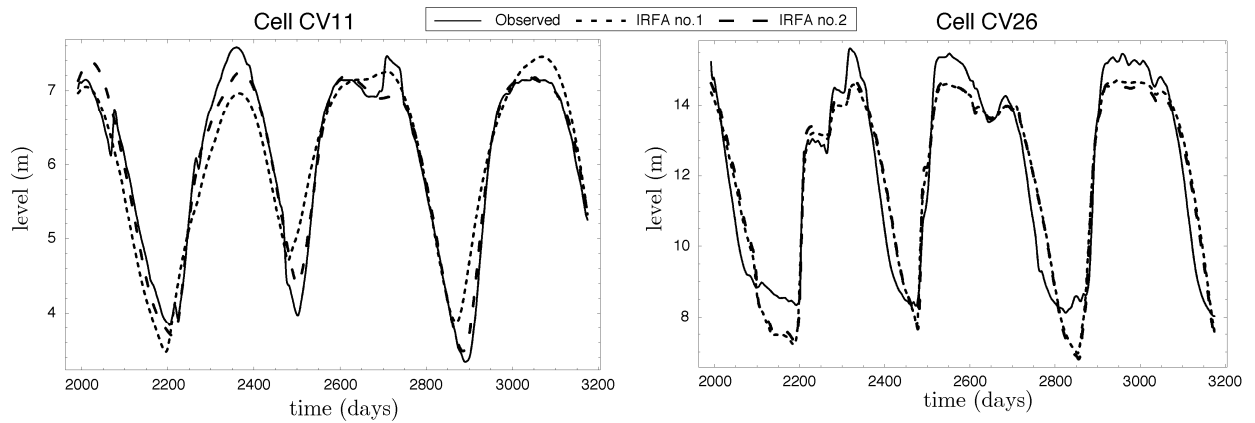


Figure 1-18. Barrage n°2. Niveau piézométrique en fonction du temps pour les cellules CV11 et CV26. Comparaison entre les mesures et les modèles IRFA1 et IRFA2.

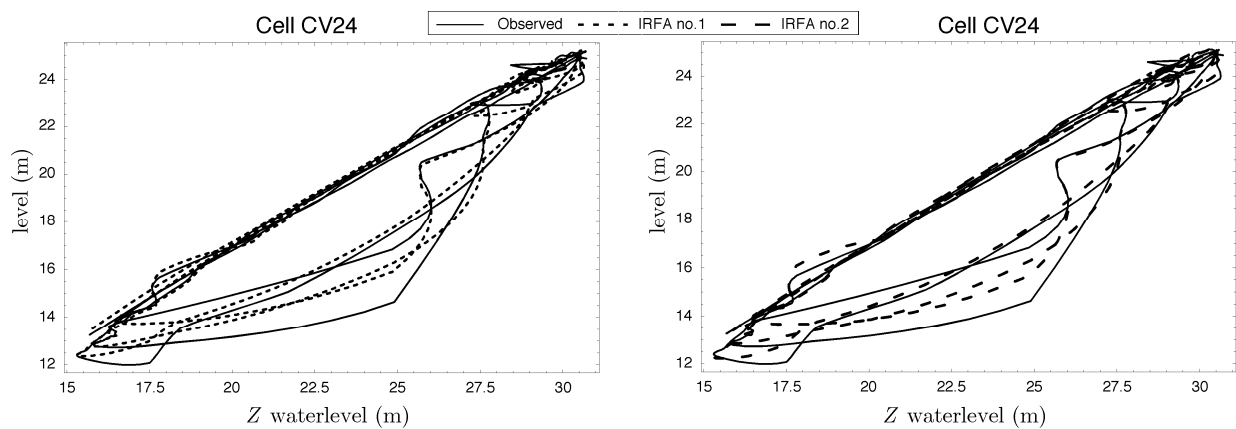


Figure 1-19. Barrage n°2. Niveau piézométrique en fonction du niveau de la retenue pour la cellule CV24. Comparaison entre les mesures et les modèles IRFA1 et IRFA2.

PARTIE 1. Analyse des mesures d'auscultation

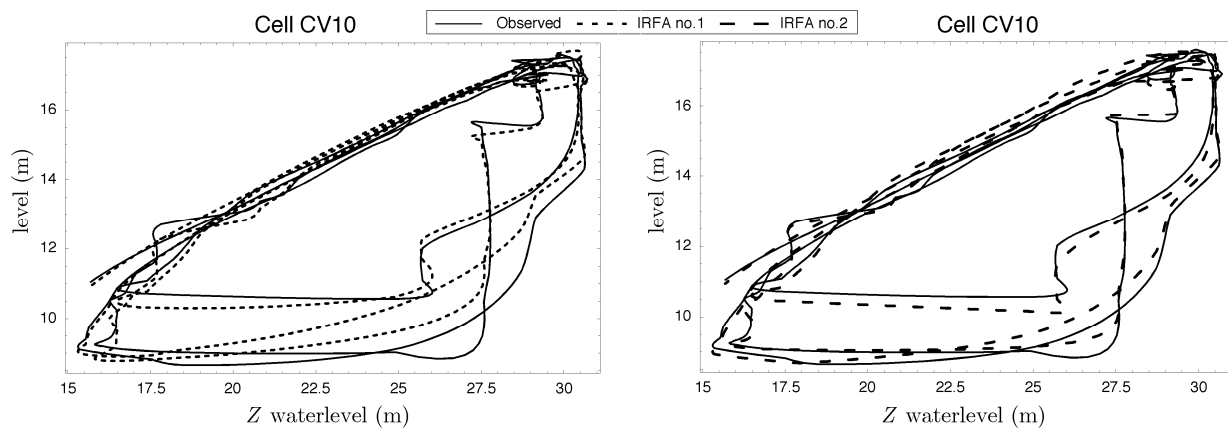


Figure 1-20. Barrage n°2. Niveau piézométrique en fonction du niveau de la retenue pour la cellule CV10. Comparaison entre les mesures et les modèles IRFA1 et IRFA2.

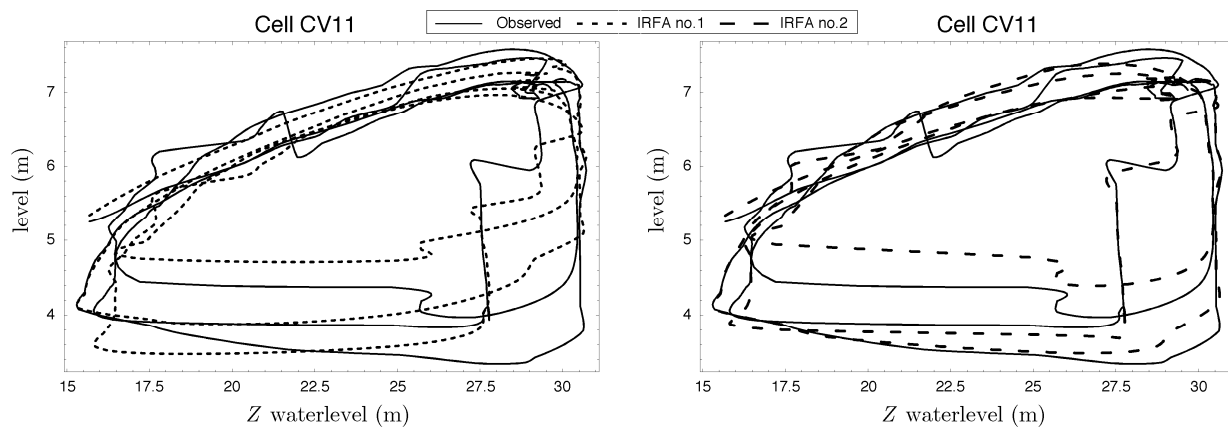


Figure 1-21. Barrage n°2. Niveau piézométrique en fonction du niveau de la retenue pour la cellule CV11. Comparaison entre les mesures et les modèles IRFA1 et IRFA2.

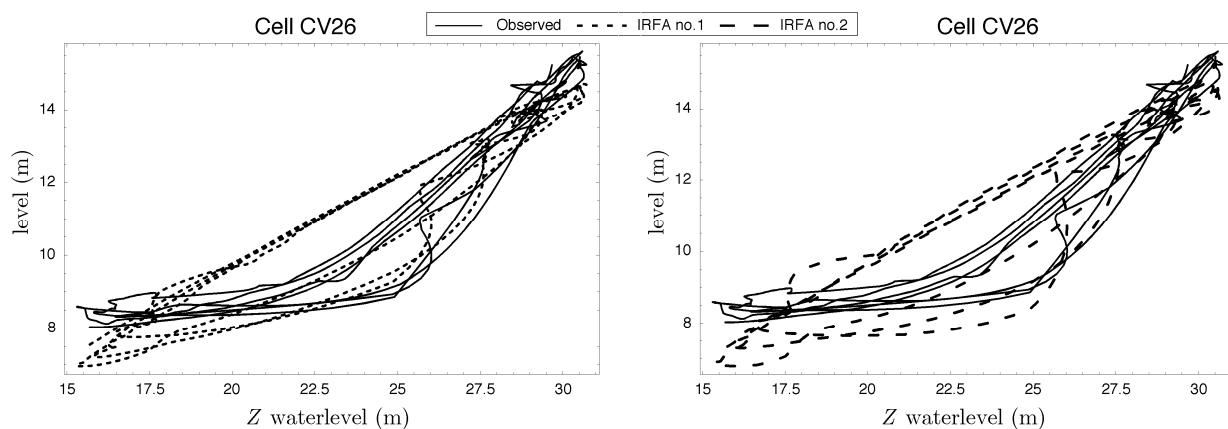


Figure 1-22. Barrage n°2. Niveau piézométrique en fonction du niveau de la retenue pour la cellule CV26. Comparaison entre les mesures et les modèles IRFA1 et IRFA2.

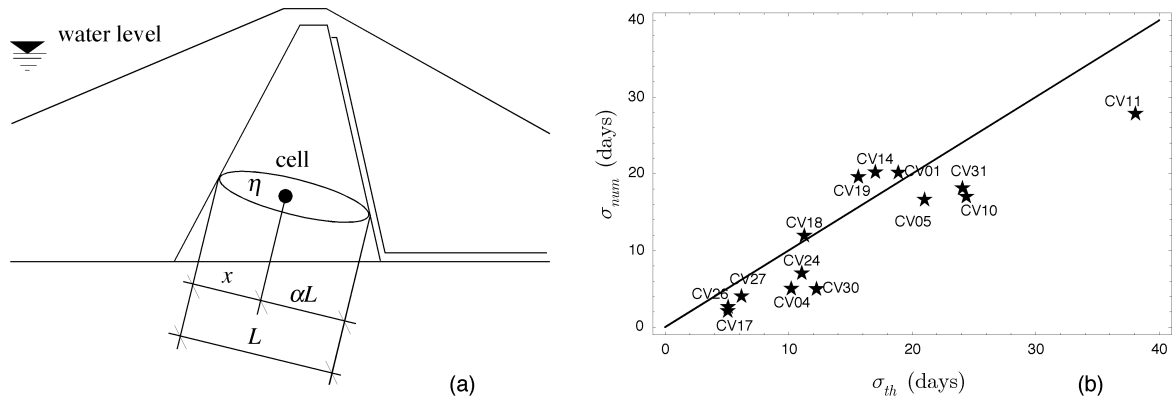


Figure 1-23. Barrage n°2. a) Schéma d'interprétation des paramètres pour un barrage zoné. b) Tracé de σ_{num} (valeur numérique) en fonction de σ_{th} (valeur théorique).

4.3. Analyse de l'influence de la pluie

L'analyse de quatre piézomètres de rive d'un barrage zoné situé dans une région où se produisent des précipitations courtes mais violentes permet d'évaluer le modèle pluie. Deux piézomètres sont situés en rive droite (PZ17 et PZ14) et deux autres en rive gauche (PZ18 et PA4). Le Tableau 1-4 donne les résultats des analyses avec un modèle IRFA1 pour l'influence de la retenue et un modèle IRFA1 pour l'influence de la pluie. L'influence de la retenue est instantanée ($\eta_Z \approx 0$). Les parts explicatives sont calculées à partir des résidus partiels, et correspondent au ratio variation de la variable explicative/variation totale. L'influence de la pluie est importante (de 19% à 52% des variations mesurées). Une étude théorique ainsi qu'une bonne connaissance de l'ouvrage sont nécessaires pour interpréter les temps caractéristiques (α_Q, η_Q). La Figure 1-24 montre les pics provoqués par la pluie. Ce modèle pluie apparaît comme perfectible car il ne reproduit que quelques pics et quelques creux de piézométrie.

L'utilisation du modèle retard IRFA1 pour l'effet pluie représente un progrès, mais les résultats ne sont pas aussi bons que pour l'effet retenue. On peut avancer trois raisons à cela : 1) toute la pluie ne s'infiltré pas, les quantités d'eau de pluie infiltrées et ruisselées dépendent de l'importance des précipitations, de la pente et de la perméabilité du terrain; 2) le chemin d'écoulement de l'eau infiltrée débute à la surface, et passe par une zone non saturée, mal expliquée par un modèle linéaire à diffusivité constante ; 3) la pluviométrie peut comporter des harmoniques élevées, mal prises en compte par le modèle exponentiel ($\omega T_Q > 10$).

Les mesures réalisées dans le corps du barrage étant le plus souvent peu influencées par la pluie, l'interprétation mécanique des paramètres (α_Q, η_Q) ne serait utile que pour des instruments situés en terrain naturel, dans les abords du barrage. Malheureusement, dans ce cas on dispose rarement de relevés ou de plans, et une interprétation ne peut pas être proposée sur la base du problème défini par les équations (1.45)-(1.48) et des résultats (1.49)-(1.50), beaucoup trop simplistes. On peut toutefois remarquer que α_Q a la dimension d'un temps indépendant de la capacité. On peut assimiler α_Q à un temps de drainage, nécessaire pour que l'eau de pluie infiltrée arrive à l'exutoire le plus proche dans la zone auscultée par l'instrument.

PARTIE 1. Analyse des mesures d'auscultation

Piézomètre	Part explicative retenue	Part explicative pluie	α_Z	η_Z (jours)	α_Q (jours)	η_Q (jours)
PZ 17	60%	24%	0.32	0	273	38
PZ 14	54%	23%	0.14	0	147	53
PZ 18	62%	19%	1.00	0	815	39
PA 4	21%	52%	0.46	0	1016	32

Tableau 1-4. Barrage n°3. Résultats de l'analyse retard des mesures de piézomètres.

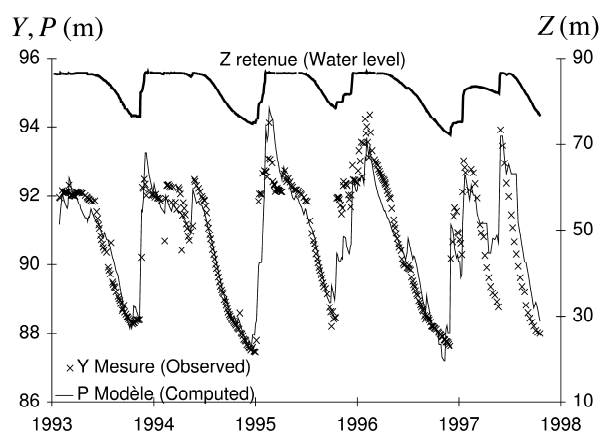


Figure 1-24. Barrage n°3. Analyse retard du piézomètre PZ17, niveaux piézométriques en fonction du temps, influence de la pluie en fonction du temps.

Plus l'eau infiltrée est évacuée rapidement, plus α_Q est petit et moins la pluie est influente. On remarque que si la seule connaissance de la diffusivité suffit à caractériser la réponse à une sollicitation de Dirichlet, il est nécessaire de connaître la diffusivité *et* la perméabilité pour caractériser la réponse à une sollicitation de Neumann. Il est alors normal d'obtenir dans ce cas deux temps caractéristiques α_Q et η_Q , ce dernier étant le temps de diffusion relatif au point ausculté et à l'effet pluie. L'analyse dimensionnelle montre que $\eta_Q / \alpha_Q \propto L_Q c_v$, où L_Q peut être assimilé à la longueur du chemin d'écoulement entre le point d'entrée (la surface du sol) et le point de sortie (inconnu).

4.4. Analyse de l'influence de la retenue et de la pluie

Les données d'auscultation d'un barrage homogène de 15,5 mètres de haut sont analysées avec le modèle IRFA1 pour la retenue, le modèle IRFA1 pour la pluie, et un modèle classique utilisé par les modèles HST pour les évolutions en temps. La fondation est constituée d'arènes granitiques (perméabilité comprise entre 10^{-5} et 10^{-6} m/s). Elle est étanchée par un voile d'injection. Le remblai comporte des arènes (perméabilité comprise entre 10^{-7} et 10^{-8} m/s) et un drain cheminée. Les treize piézomètres à lecture directe auscultent les abords du barrage (Figure 1-25). Les six cellules de pression interstitielle à corde vibrante sont situées dans l'axe de l'évacuateur.

Le Tableau 1-5 donne les résultats des analyses des treize piézomètres. L'influence de la retenue est peu retardée, sauf pour le piézomètre PD8 qui doit être interprété à partir de la connaissance de l'ouvrage. Le bon fonctionnement du voile d'étanchéité est illustré par la décroissance de α_Z des rives vers le fond de vallée. Son contournement est illustré par des valeurs de α_Z proche de un en haut des rives. Les piézomètres situés en fond de vallée sont fortement influencés par la pluie (PD4,5,6 et PG3,4), contrairement à ceux situés sur les pentes (PD1,2,3 et PG1,2), où la pluie ruisselle plus qu'elle ne s'infiltre. Le comportement du piézomètre PG5 est singulier : influence modérée de la retenue et forte influence de la pluie. Ceci peut être imputable à la présence d'une nappe de coteau détectée lors de la construction du barrage.

Le Tableau 1-6 donne les résultats des analyses des six cellules à cordes vibrantes, qui ne sont pas influencées de manière significative par la pluie. L'influence de la retenue est instantanée pour les trois cellules situées à l'interface avec la fondation, et retardée pour les trois cellules situées dans le corps du barrage, dans la zone de marnage. Le rabattement de la nappe phréatique est mis en évidence par la décroissance de α_Z de l'amont vers l'aval.

Cette analyse montre que tous les instruments, cellules à cordes vibrantes dans le corps du barrage et piézomètres auscultant le corps du barrage, la fondation, les appuis et les rives sont a priori susceptibles d'exhiber un effet retard vis à vis du niveau de la retenue. Les piézomètres auscultant les rives peuvent être significativement influencés par la pluie. Les temps caractéristiques de diffusion sont de l'ordre de quelques jours à quelques mois.

Piézomètre	Part retenue	Part pluie	α_Z	η_Z (j)	α_Q (j)	η_Q (j)
Rive droite						
PD1	87%	6%	0.77	5	77	39
PD2	53%	6%	0.33	4	33	19
PD3	21%	6%	0.21	3	24	13
PD4	17%	45%	0.04	0	54	52
PD5	12%	54%	0.05	3	76	34
PD6	24%	46%	0.09	0	106	54
PD7	86%	10%	0.85	7	156	66
PD8	21%	49%	0.20	30	198	65
Rive gauche						
PG1	88%	6%	1.00	3	109	63
PG2	73%	9%	0.30	5	34	16
PG3	23%	36%	0.07	3	39	22
PG4	16%	49%	0.05	11	54	40
PG5	32%	31%	0.71	3	608	83

Tableau 1-5. Barrage n°4. Résultats de l'analyse retard des mesures de piézomètres.

PARTIE 1. Analyse des mesures d'auscultation

Cellule	α_z	η_z (j)	D (10^{-5} m ² /s)
Niveau 488.50 NGF (interface barrage/fondation)			
C1	0.44	0	-
C2	0.28	0	-
C3	0.07	0	-
Niveau 497 NGF (corps du barrage)			
C4	0.25	35	1.5
C5	0.21	35	2.0
C6	0.06	43	1.8

Tableau 1-6. Barrage n°4. Résultats de l'analyse retard des mesures de cellules.

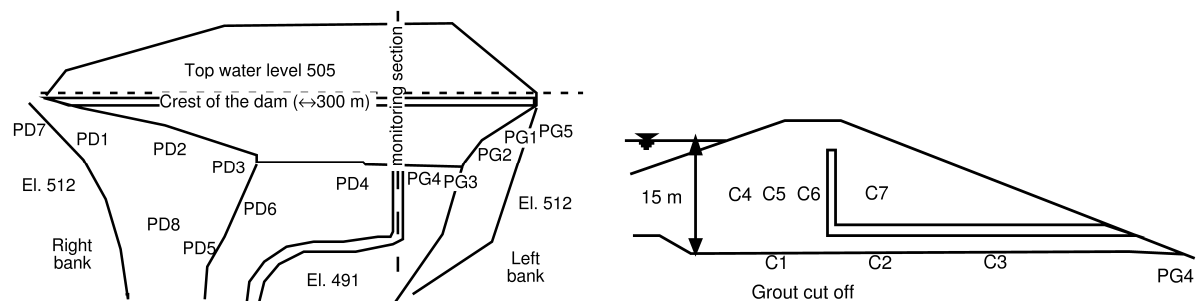


Figure 1-25. Barrage n°4. Vue en plan et implantation des piézomètres, coupe amont/aval du barrage dans l'axe ausculté et implantation des cellules de pression interstitielle.

5. Perspectives

Conclusion

La littérature ne fait pas état d'une méthode opérationnelle qui permettrait d'analyser efficacement les pressions interstitielles mesurées sur les barrages, en fonction du niveau de la retenue et de la pluie. Les méthodes classiques d'analyse des séries chronologiques de type ARMA (Auto Regressive Moving Average) sont rarement utilisées pour analyser les mesures d'auscultation de barrage. Nous avons proposé une méthode basée sur la réponse impulsionnelle (Impulse-Response-Function ou IRFA). Le retard exponentiel (IRFA1) a été étudié en détail. Ce modèle est pertinent pour des écoulements à diffusivité peu variable, sous des sollicitations à variations lentes vis à vis du temps caractéristique de diffusion. Il reproduit les aspects essentiels de l'effet différé : dissipation, accommodation (retard et amortissement) sous sollicitation cyclique, évolution fonction de l'histoire des sollicitations.

L'analyse des mesures d'auscultation de plusieurs barrages montre que tous les instruments, cellules à cordes vibrantes dans le corps du barrage et piézomètres auscultant le corps du barrage, la fondation, les appuis et les rives sont a priori

susceptibles d'exhiber un effet retard vis à vis du niveau de la retenue. Les piézomètres auscultant les rives peuvent être significativement influencés par la pluie. Les temps caractéristiques de diffusion sont de l'ordre de quelques jours à quelques mois. La méthode IRFA est intimement liée à la fonction de Green du problème aux limites de diffusion linéaire associé. Ceci permet de donner un sens mécanique aux paramètres du à partir des moments temporels. Il est possible de donner des ordres de grandeur de diffusivité hydraulique du corps du barrage. Elles sont de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-3} m²/s.

Des marges de progrès demeurent quant à l'analyse des mesures de pressions interstitielle. On peut utiliser l'information spatiale contenue dans les moments temporels pour élaborer une méthode d'analyse simultanée de plusieurs instruments, permettant ainsi une approche à la fois temporelle et spatiale de l'ouvrage. En ce qui concerne l'influence du temps (âge de l'ouvrage, vieillissement), tout reste à faire pour développer un modèle d'analyse mécaniquement fondé. Toutefois, la priorité est pour le moment à l'appropriation par la profession de ce type de méthode.

Analyse des mesures de température pour détecter les fuites

Les perspectives apparues récemment concerne l'analyse de la température, avec deux autres mécanismes : le transport de chaleur par advection, et la convection (condition aux limites). Le résultat essentiel est qu'une approche linéaire reste pertinente : la méthode IRFA peut être utilisée pour analyser les mesures de température dans un ouvrage, et permettre de détecter - et dans certains cas de quantifier - les écoulements importants, susceptibles de représenter des fuites. Les résultats ont été établis pour analyser un talus aval normalement sec, où la signature de la fuite se trouve dans la saturation de la zone, qui a une influence notable sur les paramètres du modèle. Ils ont également été établis pour analyser un problème linéaire de diffusion avec advection, avec les trois types fondamentaux de conditions aux limites¹⁶. Le développement et l'application de cette approche est nécessaire au moment où les mesures de températures sur de grands linéaires (plusieurs kilomètres) peuvent être réalisées en routine sur des digues, et obtenues avec précision aussi bien en temps qu'en espace, à l'aide d'une technologie moderne : la fibre optique. Ces travaux doivent être menés avec un soutien industriel.

6. Références bibliographiques

- Abramowitz A., Stegun I.A. *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs and Mathematical Tables*, 5th ed. Dover, New-York, 1964.
- Aris R. On the dispersion of linear kinematic waves. *Proceeding of the Royal Society London Series A*, 1958; **245**:268-277.
- Bear J. *Dynamics of Fluids in Porous Media*. Dover, New York, 1972.
- Beck J.V., Cole K.D., Haji-Sheikh A., Litkouhi B. *Heat Conduction Using Green's Functions*, Hemisphere, Washington, DC, 1992.
- Billstein M., Svenson U. Air bubbles – a potential explanation of the unusual pressure behaviour of the core at WAC Bennet dam, *Proceedings of XXth International Congress on Large Dams*, Beijing, 2000; 369-384.
- Box G.E.P., Jenkins G.M. *Time Series Analysis-Forecasting and Control*. Holden-Day, San Fransisco, 1976.
- Carrère A., Colson M., Goguel B., Noret C. Modelling: a means of assisting interpretation of readings. *Proceedings of XXth International Congress on Large Dams*, Beijing, 2000; 1005-1037.
- Carslaw H.S., Jager J.C. *Conduction of heat in solids*. Clarenton press, Oxford (édition 1986), 1959.
- Crépon O., Lino M. An analytical approach to monitoring. *International Water Power & Dam Construction*, June, 1999; 52-54.

¹⁶ Dirichlet, Neumann, Cauchy, cette dernière n'étant qu'une combinaison linéaire des deux premières.

PARTIE 1. Analyse des mesures d'auscultation

- Delay F., Porel G., Banton O. An approach to transport in heterogeneous porous media using the truncated temporal moment equations: theory and numerical validation, *Transport in Porous Media*, 1998; **32**:199-232.
- Fanelli M., Giuseppetti G., Mazza G. Analysis of the phenomenon of time drift in the observational data of dam behaviour. *Proceedings of XXth International Congress on Large Dams*, Beijing, 2000; 1083-1098.
- Fauchoux G. Analyse des résidus d'une régression linéaire appliquée à la surveillance métrologique des ouvrages d'art. *Bulletin de liaison du L.C.P.C* 1995; **200**:61-68.
- Faure P., Robin M. *Éléments d'automatique*, Dunod, 1984.
- Ferry S., Willm G. Méthodes d'analyse et de surveillance des déplacements observés par le moyen de pendules dans les barrages, *Proceedings of VIth International Congress on Large Dams*, New-York, 1958; 1179-1201.
- Forbes J.D. Account of some experiments on the temperature of the earth at different depths and in different soils near Edinburgh. *Transactions of The Royal Society of Edinburgh*, 1846; **16**:189-236.
- Gervreau E. Etude de l'évolution des versants naturels en mouvement : prévoir, alerter. *Thèse Ecole Centrale de Paris*, 1991.
- Goltz M.N., Roberts P.V. Using the method of moments to analyze three-dimensional diffusion-limited solute transport from temporal and spatial perspectives, *Water Resources Research* 1987; **23**(8):1575-1585.
- Gradshteyn I.S. *Table of Integrals, Series and Products*, Academic Press, New York, 1980.
- Guedes Q.M., Coelho P.S.M. Statistical behaviour model of dams, *Proceedings of XVth International Congress on Large Dams*, Lausanne, 1985; 319-334.
- Kjaernsli B., Kvale G., Lunde J., Baade-Mathiesen J. Design, construction, control and performance of the Svartevann earth-rockfill dam, *Proceedings of XIVth International Congress on Large Dams*, Rio de Janeiro, 1982; 319-349.
- ICOLD, *Dam monitoring, General consideration*, Bulletin n°60, International Commission on Large Dams, Paris, 1988.
- ICOLD, *Monitoring of dams and their foundations, State of the art*, Bulletin n°68, International Commission on Large Dams, Paris, 1989.
- ICOLD, *Improvement of existing dam monitoring, recommendations and case histories*, Bulletin n°87, International Commission on Large Dams, Paris, 1992.
- ICOLD, *Automated dam monitoring systems, guidelines and case histories*, Bulletin n°118, International Commission on Large Dams, Paris, 2000.
- ICOLD, *Monitoring of dams and their foundation*, Question 78, in *Proceedings of XXth International Congress on Large Dams*, Beijing, 2000; 1-1545.
- Le Bihan J.-P., Leroueil S. A model for gas and water through the core of earth dams, *Canadian Geotechnical Journal*, 2002; **39**:90-102.
- Lugiez F., Beaujoint N., Hardy X. L'auscultation des barrages en exploitation au service de la production hydraulique d'Électricité de France, des principes aux résultats, *Proceedings of Xth International Congress on Large Dams*, Montréal, 1970; 577-600.
- Melnikov Yu.A. An alternative construction of Green's functions for the two-dimensional heat equation, *Engineering Analysis with Boundary Elements*, 2000; **24**:467-475.
- Morse P.M., Feshbach H. *Methods of Theoretical Physics: Parts I and II*. New York, McGraw-Hill, 1953.
- Murray R.S. *Theory and Problems of Laplace Transforms*, McGraw-Hill, New York, 1965.
- Myrvoll F., Larsen S., Sande A., Romsol N.B. Field instrumentation and performance observations for the Vatnedalsvatn dams, *Proceedings of XVth International Congress on Large Dams*, Lausanne, 1985; 1039-1069.
- Oberhettinger F., Badii L. *Tables of Laplace transforms*, Springer, New York, 1973.
- Owen J.S., Eccles B.J., Choo B.S., Woodings M.A. The application of auto-regressive time series modelling for the time-frequency analysis of civil engineering structures, *Engineering Structures*, 2001; **23**:521-536.
- Poupart M. Contrôle de la sécurité par l'auscultation, apport de la télémesure et des méthodes de dépouillement des mesures, *Proceedings of XVIIIth International Congress on Large Dams*, Durban, 1994; 74-79.
- Roach G.F. *Green's functions, introductory theory with applications*, Van Nostrand Reinhold company, 1970.
- Roitenberg I.N. *Théorie du contrôle automatique*, MIR, Moscou, 1974.
- Santamaria J.C., Fratta D. *Introduction to discrete signals and inverse problems in civil engineering*, ASCE Press, Virginia, 1998.
- Schuurman I.E. The compressibility of an air/water mixture and a theoretical relation between the air and water pressures, *Geotechnique*, 1966; **XVI**(4):269-281.

- Silva Gomes A.F., Silva Matos D. Quantitative analysis of dam monitoring results, state of the art, applications and prospects. *Proceedings of XVth International Congress on Large Dams*, Lausanne, 1985; 749-761.
- St-Arnaud G. The high pore pressures within embankment dams : an unsaturated soil approach. *Canadian Geotechnical Journal*, 1995; **32**(6):892-898.
- Willm G., Beaujoint N. Les méthodes de surveillance des barrages au service de la production hydraulique d'Electricité de France, problèmes anciens et solutions nouvelles, *Proceedings of IXth International Congress on Large Dams*, Istanbul, 1967; 529-550.
- Windisch E., Høeg K. Pore pressure in the till core of Oddatjorn dam, *Proceedings of 53rd Canadian Geotechnical Conference*, Montreal, 2000; 231-238.
- Young P. Data-based mechanistic modelling of environmental, ecological, economic and engineering systems, *Environmental Modelling & Software*, 1998; **13**:105-122.
- Vaziri H. *Non-linear temperature consolidation analysis of gassy soils*. Ph.D. thesis, Department of Civil Engineering, The University of British Columbia, Vancouver, B.C., 1986.
- Vaziri H., Christian H.A. Application of Terzaghi's consolidation theory to nearly saturated soils, *Canadian Geotechnical Journal* 1994; **31**:311-317.

Partie 2

Modèles de comportement mécanique des sols

Cette partie concerne le comportement mécanique des sols. L'objectif est de comprendre et de reproduire les phénomènes observés sur les barrages. Deux modèles élasto-plastiques paramétrés par l'état hydrique du sol sont présentés, l'un pour l'argile, l'autre pour les enrochements. Ils sont confrontés avec des résultats expérimentaux, puis intégrés dans des simulations hydro-mécaniques couplées par éléments-finis. Ces simulations numériques sont comparées à des mesures de terrain sur des barrages. Elles expliquent le développement de pressions interstitielles de construction ou le tassement lors du remplissage. Une description discrète est ensuite proposée pour expliquer et modéliser le comportement différé des enrochements, vus comme un matériau granulaire dont les grains peuvent se fracturer.

1. Modélisation élasto-plastique non saturée des argiles

1.1. Introduction

Les méthodes traditionnelles utilisées pour l'étude des barrages en terre suffisent dans la majorité des cas à dimensionner un ouvrage neuf ou le confortement d'un ouvrage ancien. Ces méthodes n'ont toutefois pas de caractère prédictif, et ne permettent pas de comparaison précise avec les mesures d'auscultation, lorsque cela est nécessaire. Des exemples d'incidents survenus il y a une vingtaine d'années en France ont montré leurs insuffisances et la nécessité d'une approche plus complète (barrage de Mondely, 1981; barrage de Mirgenbach, 1982). La construction, le remplissage, la consolidation, la vidange (éventuellement partielle et/ou rapide) sont des moments privilégiés de la vie d'un barrage, en l'absence de séismes. Les sollicitations quasi-statiques sont doubles : poids propre et poussée hydrostatique. La constitution tri-phasique des matériaux (air, eau, solide) est la difficulté majeure à prendre en compte. C'est sur cette question que nous avons travaillé dans le cadre de la thèse de L. Guellouz (1995).

Les équations de champ du couplage hydro-mécanique sont :

$$\underbrace{n\rho^w\dot{S}_r}_{\text{variation du degré de saturation}} + \underbrace{nS_r\dot{\rho}^w}_{\text{variation de la densité fluide}} + \underbrace{S_r\rho^w\text{tr}\dot{\mathbf{E}}}_{\text{variation du volume des pores}} + \underbrace{\text{div}(\rho^w\mathbf{q})}_{\text{diffusion de la masse fluide}} = 0, \quad (2.1)$$

$$\text{div}(\mathbf{T}) + \rho\mathbf{g} = 0. \quad (2.2)$$

L'équation (2.1) représente la conservation de la masse de l'eau interstitielle, susceptible de contenir un peu d'air (d'où sa compressibilité), dans un sol déformable non-saturé. L'équation (2.2) représente l'équilibre quasi-statique du sol. Dans ces équations, on a noté n la porosité, ρ^w la masse volumique de l'eau, ρ la masse volumique totale du sol, S_r le degré de saturation du sol, $\mathbf{q}$ le vecteur vitesse d'écoulement relatif de l'eau, $\mathbf{g}$ le vecteur de sollicitation de volume (dû à la gravitation), $\mathbf{E}$ le tenseur des petites déformations, et $\mathbf{T}$ le tenseur des contraintes totales. Le choix a été fait de ne pas prendre en compte la diffusion de l'air au sein du sol, pour simplifier.

Il est nécessaire de compléter ces équations de conservations par des lois de comportement : une relation entre le degré de saturation S_r et la succion s , une relation entre la masse volumique de l'eau ρ^w et sa pression u_w , et une loi de diffusion non saturée de l'eau, reliant $\mathbf{q}$ au gradient de pression $\text{grad } u_w$ (loi de Darcy généralisée). Nous avons utilisé les modèles classiques (voir par exemple ce qui est issu du Greco Géomatériaux (Darve *et al.*, 1995) ou de la communauté sur les sols non-saturés (Miller *et al.*, 2006)). Il a été nécessaire de développer des éléments-finis de couplage hydro-mécanique au sein d'un code de calcul¹⁷.

Tout ceci n'est pas présenté ici : cette partie est focalisée sur la loi de comportement du sol, soit la relation entre la contrainte $\mathbf{T}$ et (l'histoire de) la déformation $\mathbf{E}$, paramétrée par l'état hydrique du sol.

¹⁷ <http://sic.univ-tln.fr/>. J'y ai écrit plus de 150 000 lignes de Fortran.

1.2. Modélisation élasto-plastique

Les trois invariants (p', q, θ) en contraintes sont définis comme suit :

$$p' = \begin{cases} -\left(\frac{1}{3} \text{tr} \mathbf{T} + u_w\right) & \text{si } u_w \geq 0 \\ -\left(\frac{1}{3} \text{tr} \mathbf{T} + u_w + s\right) & \text{si } u_w < 0 \end{cases}, \quad q = \sqrt{\frac{3}{2} \mathbf{T}^d : \mathbf{T}^d}, \quad \theta = \frac{1}{3} \text{Arccos} \left[\frac{3\sqrt{6} \det \mathbf{T}^d}{(\mathbf{T}^d : \mathbf{T}^d)^{3/2}} \right]. \quad (1.3)$$

où $\mathbf{A}^d = \mathbf{A} - (\text{tr} \mathbf{A} / 3) \mathbf{I}$ est la partie déviatorique du tenseur $\mathbf{A}$. Cette expression de p' , basée sur le modèle d'Alonso *et al.* (1990) permet de définir un passage continu entre l'état non saturé (défini par $u_w < 0$ et $s > 0$) et un état saturé (défini par $u_w \geq 0$, la succion n'étant pas définie)¹⁸. La modélisation est basée sur le modèle élasto-plastique d'Alonso *et al.* (1990).

Le comportement élastique tangent est le suivant :

$$\text{tr}(\dot{\mathbf{E}} - \dot{\mathbf{E}}^p) = \frac{\kappa}{\tilde{r}(s)(1 + e^0)} \left[\frac{-\dot{p}'}{T + p'} + \ln \left(\frac{T + p'}{T} \right) \frac{\partial \tilde{r}}{\partial s} \frac{\dot{s}}{\tilde{r}(s)} \right], \quad (1.4)$$

$$(\dot{\mathbf{E}} - \dot{\mathbf{E}}^p)^d = \frac{\kappa}{\tilde{r}(s)(1 + e^0)(T + p')} \frac{2(1 + \nu^e)}{3(1 - 2\nu^e)} \dot{\mathbf{T}}^d, \quad (1.5)$$

où $\mathbf{E}^p$ est le tenseur des petites déformations plastiques, κ est l'indice de compression élastique, e^0 est l'indice des vides initial, ν^e le coefficient de Poisson élastique, $r(s)$ une fonction dérivant l'influence de la succion, et T la contrainte seuil de traction isotrope.

La surface de charge en compression f_1 est celle du modèle de Cam-Clay, fonction de p' , de la variable d'érouissage isotrope p_c (érouissage en densité) et est paramétrée par la variable d'état s (succion). La surface de charge déviatoire f_2 est fonction des trois invariants (p', q, θ) . Les expressions de ce cap-model représenté sur la Figure 2-1 sont :

$$f_1(p', p_c, s) = q_{def}^2 h^2(\theta) - M^2(T + p') [\tilde{p}_c(s) + p'], \quad (1.6)$$

$$f_2(p', q, \theta) = q h(\theta) - M(T + p'). \quad (1.7)$$

Ici M (pente de l'état critique) et T sont fonction de l'angle de frottement interne φ' et de la cohésion c' comme suit¹⁹ :

$$M = \frac{6 \sin \varphi'}{3 - \sin \varphi'}, \quad T = \frac{c'}{\tan \varphi}. \quad (1.8)$$

Pour simplifier, et aussi parce que les résultats expérimentaux disponibles ne le permettent pas, on ne considère ni l'anisotropie induite, ni l'influence de la succion sur la cohésion et l'angle de frottement interne.

¹⁸ Par définition de la succion, $u_w + s = u_a$.

¹⁹ Les matériaux considérés sont compactés, d'où la nécessité de considérer une cohésion avec un modèle basé sur la théorie de l'état critique, initialement développée sur des argiles remaniées, donc sans cohésion.

PARTIE 2. MODELES DE COMPORTEMENT MECANIQUE DES SOLS

La fonction $h(\theta)$ donne la forme de la surface de charge, de la surface d'état caractéristique et de la surface de rupture dans le plan déviatoire. L'interpolation entre les trois points de compression biaxiale et les trois points d'extension biaxiale proposée par Van-Eekelen (1980), avec une identification par rapport au critère de Mohr-Coulomb en fonction de φ_b , conduisent à :

$$h(\theta) = \left(\frac{1 + \gamma_\theta \cos 3\theta}{1 - \gamma_\theta} \right)^{n_\theta}, \quad \left(\frac{1 + \gamma_\theta}{1 - \gamma_\theta} \right)^{n_\theta} = \frac{3 - \sin \varphi_b}{3 + \sin \varphi_b}, \quad n_\theta = 0.229. \quad (1.9)$$

La valeur de n_θ correspond à la meilleure identification assurant la convexité de f_1 .

La contrainte d'écouissage en densité dépend de la succion :

$$\frac{T + \tilde{p}_c(s)}{T} = \left[\frac{T + p_c}{T} \right]^{\tilde{r}(s)}, \quad \tilde{r}(s) = r - (r - 1) \exp \left[\frac{-\alpha_1 s}{p_{ref}} \right]. \quad (1.10)$$

La loi d'évolution des déformations plastiques $\mathbf{E}^p$, qui intègre l'état critique, est non-associée :

$$\text{tr}(\dot{\mathbf{E}}^p) = -\dot{\lambda}_1 \frac{\partial f_1}{\partial p'}, \quad (1.11)$$

$$\dot{\mathbf{E}}^{pd} = \dot{\lambda}_1 [\nabla_{\mathbf{T}} f_1]^d + \dot{\lambda}_2 [\nabla_{\mathbf{T}} f_2]^d. \quad (1.12)$$

La contrainte d'écouissage en densité p_c est conjuguée avec la déformation volumique plastique $\text{tr}(\dot{\mathbf{E}}^p)$ par une loi d'écouissage décrivant le durcissement (constante matérielle λ à ne pas confondre avec les multiplicateurs plastiques) :

$$\dot{p}_c = \dot{\lambda}_1 \left(\frac{(T + p_c)(\lambda - \kappa)}{1 + e^0} \right) \frac{\partial f_1}{\partial p'}. \quad (1.13)$$

Les multiplicateurs plastiques sont définis par la consistance plastique :

$$f_i \leq 0, \quad \dot{\lambda}_i \geq 0, \quad \dot{\lambda}_i f_i = 0, \quad i = 1, 2. \quad (1.14)$$

Ce cap-model comprend cinq paramètres usuels ($\nu^e, \kappa, \lambda, \varphi', c'$) et deux paramètres liés à l'influence de la succion (α_1, r). Il s'agit d'un modèle élasto-plastique à deux mécanismes, avec élasticité et écouissage isotrope non-linéaire, et lois d'évolution non-associées.

Pour pouvoir résoudre un problème aux limites, des méthodes numériques performantes sont nécessaire. Ce modèle est mis sous la forme d'une équation différentielle ordinaire sur un intervalle de temps à vitesse de déformation constante. Il est intégré localement (aux points d'intégration spatiaux), dans le code par éléments-finis, avec un schéma explicite de Runge-Kutta d'ordre 5 (le schéma de Dormand-Prince), avec un algorithme à pas auto-adaptatifs (Bonelli, 1993).

1.3. Résultats

Modélisations d'essais de laboratoire

L'équation de compression isotrope²⁰ du modèle explicite l'influence de la succion²¹ :

$$e = e^0 - \frac{\kappa}{\tilde{r}(s)} \ln \left(\frac{T + p'}{T} \right) \text{ en compression élastique,} \quad (1.15)$$

$$e = e^0 - \frac{\lambda}{\tilde{r}(s)} \ln \left(\frac{T + p'}{T} \right) \text{ en compression élasto-plastique.} \quad (1.16)$$

La transition évolution élastique→évolution élasto-plastique, définie par la surface de charge de compression, est paramétrée par la succion, de même que la rigidité (Figure 2-1). L'augmentation de rigidité avec la succion est bien reproduite sur les essais œdométriques (Figure 2-2), à partir des résultats expérimentaux de Courtin (1993). La simulation d'essais isotrope non saturés et non-drainés (Figure 2-3), nettement moins classique, permet de vérifier que l'on reproduit également bien le développement des pressions interstitielles à partir d'un état initial non saturé. Les résultats expérimentaux sont dûs à Poulain (1993). Les paramètres identifiés à partir de ces essais de laboratoire réalisés sur le matériau du barrage de La Ganne, sont dans le Tableau 2-1.

Modélisation d'ouvrage

La construction du barrage homogène de La Ganne²² a été modélisée par éléments-finis, pour plusieurs teneurs en eau initiales, avec un matériau ayant un optimum Proctor $w_{opt} = 19\%$ ²³. La Figure 2-4 contient la géométrie, ainsi que la localisation de deux points : le point T10 (partie amont) et le point T51(intérieur amont) correspondant aux prélèvements et aux essais de laboratoire. L'évolution de la pression interstitielle est représentée sur la Figure 2-5, en fonction de la hauteur du barrage, pour plusieurs teneurs en eau initiales w^0 . L'influence de w^0 est importante : lorsque w^0 passe de 21% à 23%, les pressions interstitielle de fin de construction augmentent de 25% (environ). La phase de consolidation²⁴ du point T10 est représentée Figure 2-6; elle montre que les valeurs les plus élevées des pressions interstitielles sont susceptibles de se situer *après* la construction. D'après la Figure 2-5 et la Figure 2-6, où sont reportés les quelques points de mesure in situ disponibles (Poulain, 1993), la teneur en eau initiale se situe entre 21% à 23%.

²⁰ Elle est assimilée à la compression œdométrique en mécanique des sols.

²¹ Le modèle élasto-plastique de Alonso *et al.* (1990) généralise le concept de surfaces d'états introduit par Matyas and Radhakrishnan (1968) à des sollicitations non monotones; toutefois, nous considérons que la succion est un paramètre d'état dans la partie dissipative du comportement, et non une variable interne à laquelle serait associée une loi d'évolution, comme cela est le cas pour le modèle d'Alonso *et al.* (1990).

²² Le barrage de la Ganne est situé en France dans le département du Lot et Garonne. C'est un barrage homogène de 14.5 m de hauteur dont la construction s'est terminée en juillet 1992. Il a fait l'objet d'essais de laboratoires dans le cadre de la thèse de D. Poulain (1993), en collaboration avec P. Delage (Courtin, 1993).

²³ En mécanique des sols, la teneur en eau à l'optimum Proctor correspond au rapport masse d'eau/masse solide qui conduit, à énergie de compactage fixée, à la plus grande densité : il y a un peu d'air pour que la compression de la matrice solide soit possible, mais pas trop pour que la cohésion due à la succion soit faible.

²⁴ La consolidation est la transitoire de dissipation des pressions interstitielles à sollicitations constantes.

Les isovaleurs de pression interstitielle dans le barrage sont représentées sur la Figure 2-7, pour $w^0=19\%$ et $w^0=23\%$. La Figure 2-8 montre les iso-valeurs du coefficient RU_{loc} (rapport de la pression interstitielle et de la contrainte totale verticale²⁵). La Figure 2-9 montre les iso-valeurs du niveau de contrainte $F_{loc} = q / (Mp')$, dénommé coefficient de sécurité local par Nanda *et al.* (1993). Les valeurs les plus faibles de F_{loc} sont situées dans l'axe, à mi-hauteur. Les lignes d'isovaleurs de F_{loc} montrent que la situation la plus défavorable est sur le talus aval, où il n'y a pas de risberme. Sur ces trois figures, l'influence de w^0 reproduite par les modélisations numériques est significative.

Afin d'avoir un indicateur global de l'ouvrage, le coefficient local RU_{loc} a été intégré spatialement. Il est résulté la Figure 2-10, qui explicite l'évolution de RU avec la hauteur du barrage, et l'influence de w^0 sur la valeur finale. Une augmentation de 2% de la teneur en eau initiale peut conduire à une augmentation de 5% à 25 de la valeur de RU , suivant la valeur de w^0 . La Figure 2-11 montre l'influence de w^0 sur la valeur finale du coefficient de sécurité global F , obtenu par recherche du cercle le plus défavorable - au sens de l'équilibre limite²⁶ - calculé par interpolation spatiale des contraintes et des pressions interstitielles obtenues par éléments-finis. De ces figures, plus que les valeurs (cet ouvrage n'a connu aucune pathologie ni rupture), il faut retenir la non-linéarité des influences de la teneur en eau initiale sur les différentes composantes de la réponse de l'ouvrage à la phase de construction. La Figure 2-12 regroupe des iso-valeurs de pression interstitielle, des iso-lignes de la norme du tenseur des déformations plastiques, et la position du cercle d'équilibre limite. Les phénomènes irréversibles apparaissent : i) dans l'axe, à mi-hauteur, et ii) en pied de talus aval.

1.4. Conclusion

Une modélisation élasto-plastique du comportement non saturé de l'argile a été réalisée, à partir du modèle d'Alonso *et al.* (1990). L'essai de laboratoire de compression isotrope non saturée et non drainée apparaît bien adapté pour reproduire l'influence de la succion sur l'évolution des pressions interstitielle dans une gamme de saturation élevée. La modélisation par éléments-finis de la construction d'un barrage homogène permet de reproduire et de comprendre les phénomènes en jeu. Des recherches complémentaires sont envisageables : outre l'influence de la non-saturation qui fait toujours l'objet de recherches (et la définition des contraintes "effectives" qui fait toujours l'objet de débats), la prise en compte de l'anisotropie induite est par exemple indispensable pour bien modéliser le remplissage, qui est un changement de sens de la sollicitation. La priorité est encore à l'appropriation des outils numériques modernes et des expérimentations de laboratoires afférentes par la profession.

ν^e	κ^e	λ^{ep}	φ'	c'	α_1	r
0.3	0.011	0.078	30°	20 kPa	0.15	1.3

Tableau 2-1. Paramètres du cap-model non saturé pour le matériau du barrage de La Ganne

²⁵ Cette grandeur est très utilisée par la profession pour quantifier l'importance des pressions interstitielles; il serait plus rigoureux de considérer le rapport de la pression interstitielle et de la contrainte moyenne totale ...

²⁶ à ne pas confondre avec l'analyse limite et le calcul à la rupture : l'équilibre limite est une approche issue de la mécanique des sols, non rigoureuse et sans fondement théorique, mais utilisée par la profession ...

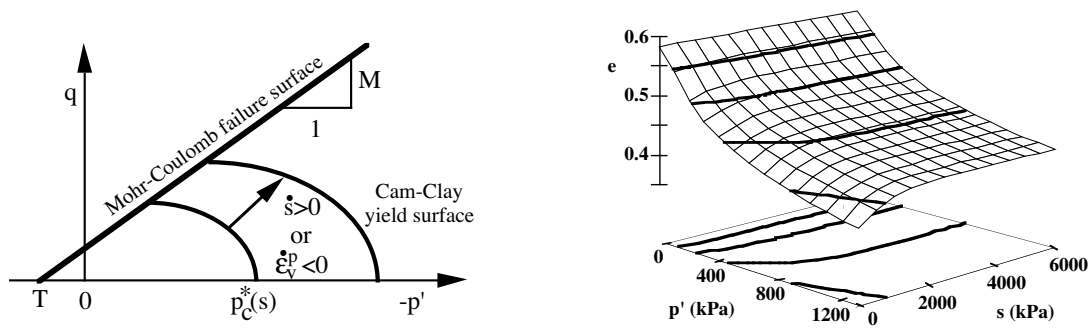


Figure 2-1. Influence de la succion sur le cap-model, et surface d'état en compression élasto-plastique.

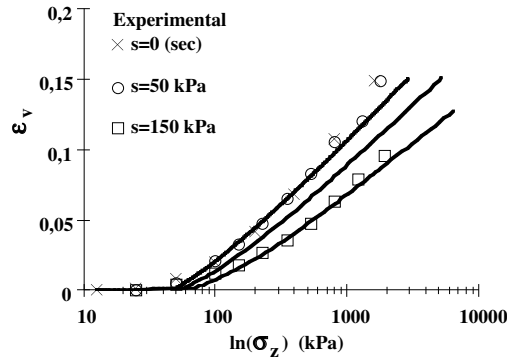


Figure 2-2. Compression œdométrique à succion constante, la modélisation est en traits continus, les résultats expérimentaux, dûs à Courtin (1993) sont en symboles.

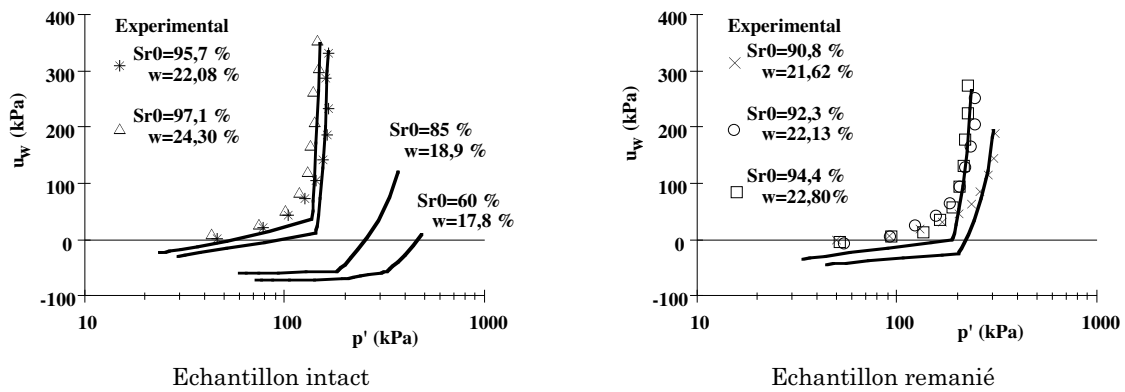


Figure 2-3. Compression isotrope non saturée non drainée, la modélisation est en traits continus, les résultats expérimentaux, dûs à Poulain (1993) sont en symboles.

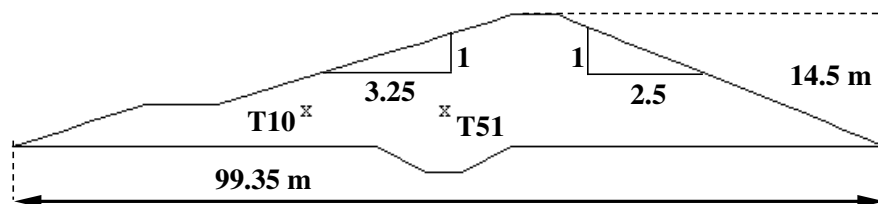


Figure 2-4. Barrage de La Ganne, emplacement des points T10 et T51.

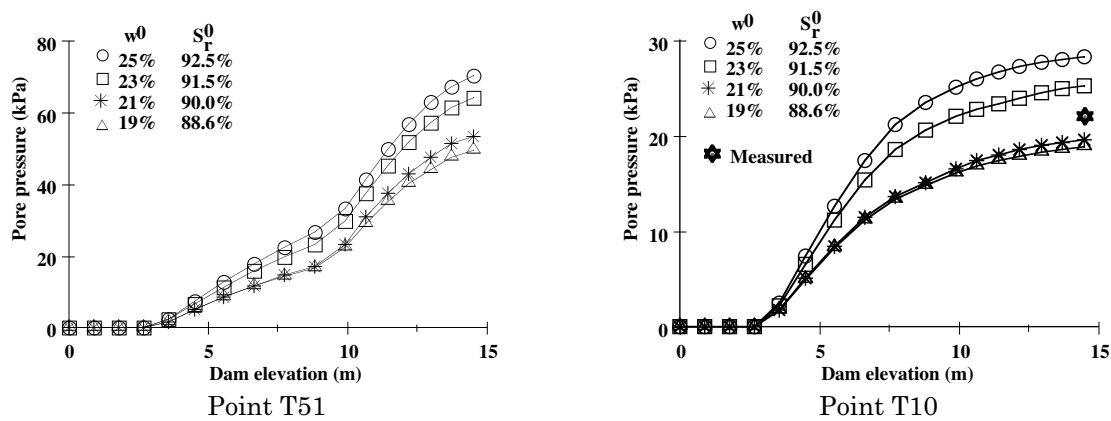


Figure 2-5. Barrage de La Ganne, évolution de la pression interstitielle aux points T10 et T51 pendant la construction pour plusieurs teneur en eau initiales.

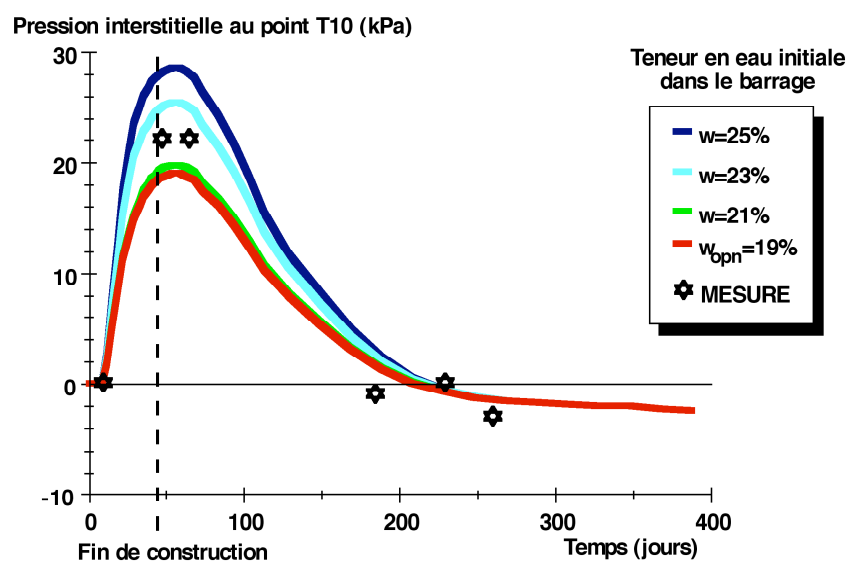


Figure 2-6. Barrage de La Ganne, évolution de la pression interstitielle au point T10 avec le temps pendant la consolidation pour plusieurs teneur en eau initiales.

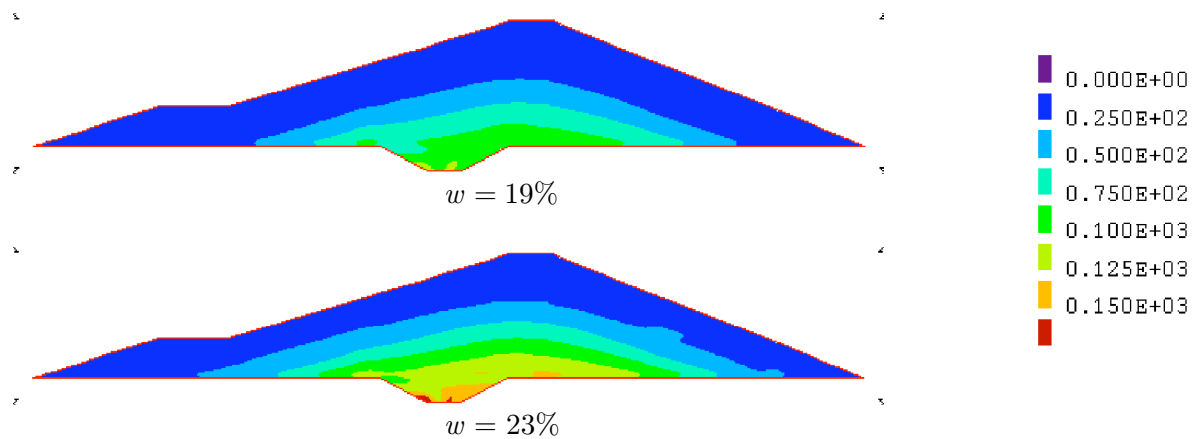


Figure 2-7. Barrage de La Ganne, isovaleurs de pression interstitielle en fin de construction (kPa).

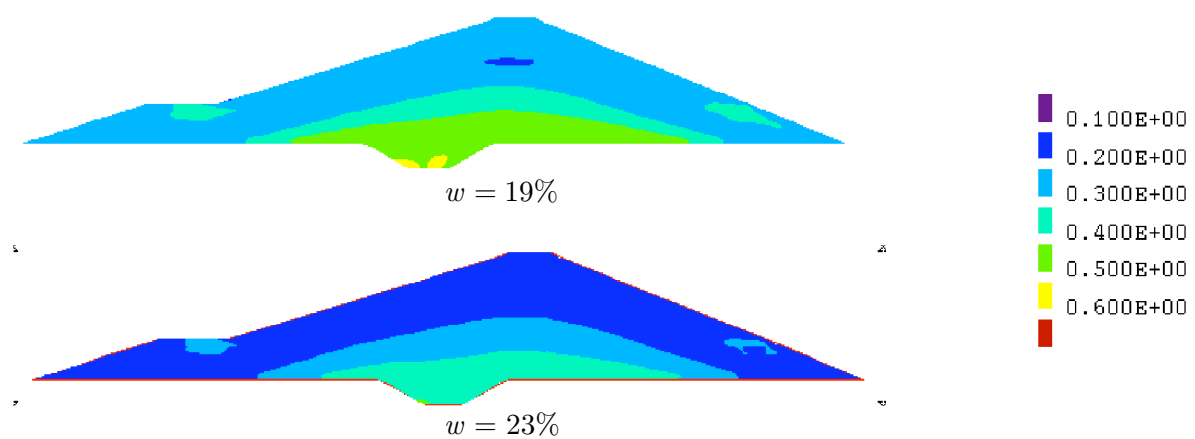


Figure 2-8. Barrage de La Ganne, isovaleurs du coefficient de RU_{loc} local en fin de construction.

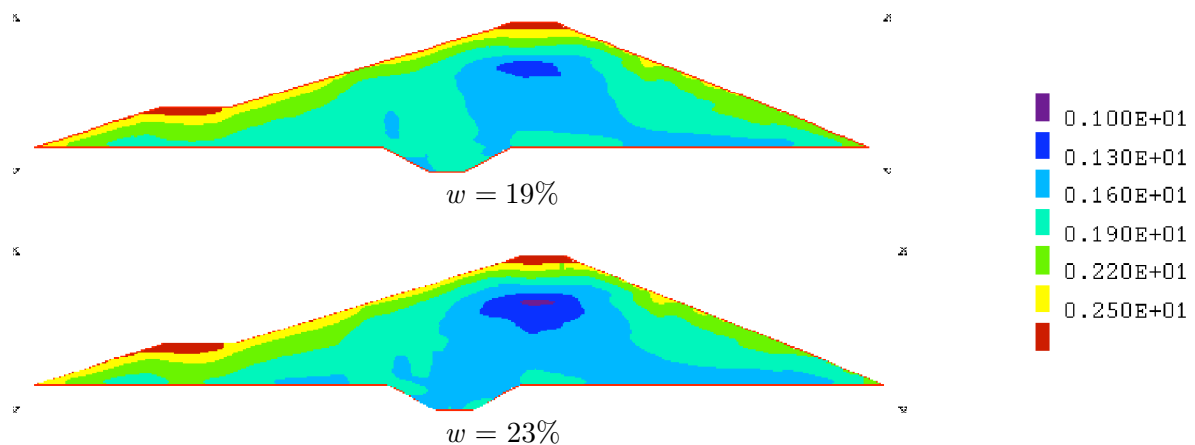


Figure 2-9. Barrage de La Ganne, isovaleurs du coefficient F_{loc} local en fin de construction.

PARTIE 2. MODELES DE COMPORTEMENT MECANIQUE DES SOLS

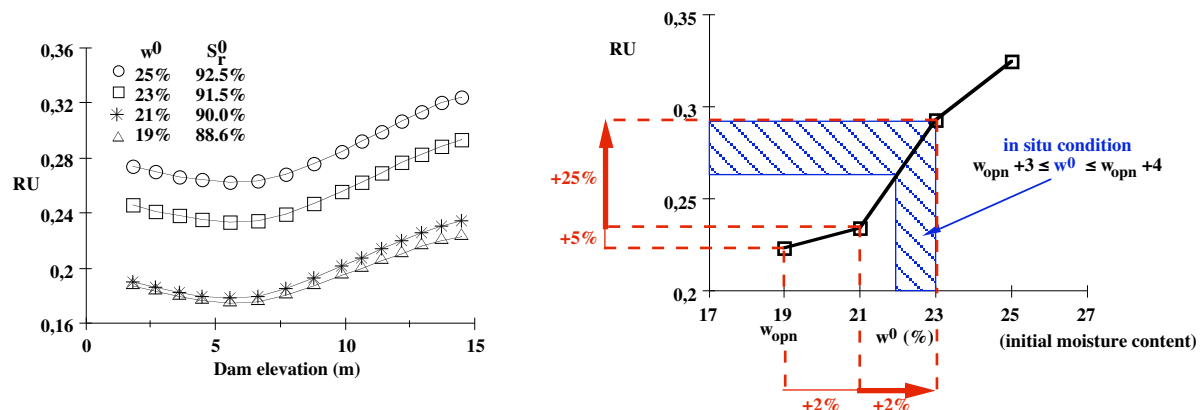


Figure 2-10. Barrage de La Ganne, évolution du coefficient RU global pendant la construction pour plusieurs teneur en eau initiales, et valeurs finales de RU en fonction de la teneur en eau initiale.

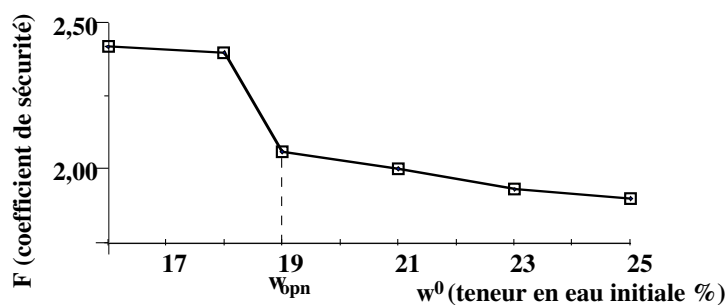


Figure 2-11. Barrage de La Ganne, coefficient global de sécurité du parement aval au glissement circulaire en fin de construction en fonction de la teneur en eau initiale de construction.

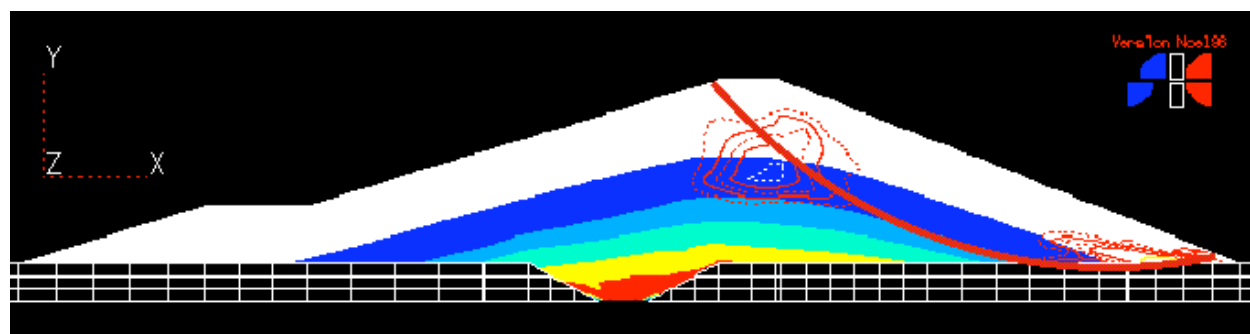


Figure 2-12. Barrage de La Ganne, isovaleurs de pressions interstitielles, isolignes de déformations plastiques, et cercle de glissement correspondant au coefficient de sécurité minimum, calculés avec les contraintes obtenues par éléments-finis.

2. Modélisation élasto-plastique non saturée des enrochements

2.1. Introduction

Les barrages en enrochement sont composés de recharges perméables stabilisant par leur poids propre un noyau central en matériau argileux assurant l'étanchéité de l'ouvrage (Figure 2-13). Un enrochement est une collection de grains rocheux de dimension variable (du centimètre au mètre). L'influence de l'eau sur le comportement mécanique des enrochements et ses conséquences sur les barrages sont connues depuis plusieurs décennies. La saturation peut conduire à des tassements importants lors de la première mise en eau d'un barrage à noyau central, ou accidentellement dans un barrage à masque amont, lors d'une fuite dans le masque ou d'une inondation par l'aval (Adikari et Parkin, 1982; Bon *et al.*, 1982; Clements et Post, 1984; Cooke, 1984; Dolezalova et Zemanova, 1994; Justo, 1991; Kjaernsli *et al.*, 1992; Knight *et al.*, 1985; Viotti, 1997). Les premières tentatives de modélisation numérique par éléments-finis datent de la fin des années 1980 (Veiga Pinto, 1983; Naylor *et al.*, 1986; Naylor *et al.*, 1988; Naylor *et al.*, 1989; Naylor *et al.*, 1993; Naylor, 1995; Naylor *et al.*, 1997). Les lois de comportement utilisées ne tiennent pas compte de l'état hydrique de l'enrochement.

Le but de ce travail est de permettre par simulation numérique de reproduire les observations avec un modèle de comportement d'enrochement variablement saturé. C'est sur cette question que nous avons travaillé dans le cadre de la thèse de P. Anthiniac (1999). Les lois de conservation considérées dans le cadre de la résolution d'un problème aux limites sont les Eqs. (2.1) et (2.2), et le code de calcul par éléments-finis et les schémas de résolution globaux sont les mêmes. L'effort a porté sur la loi de comportement de l'enrochement.

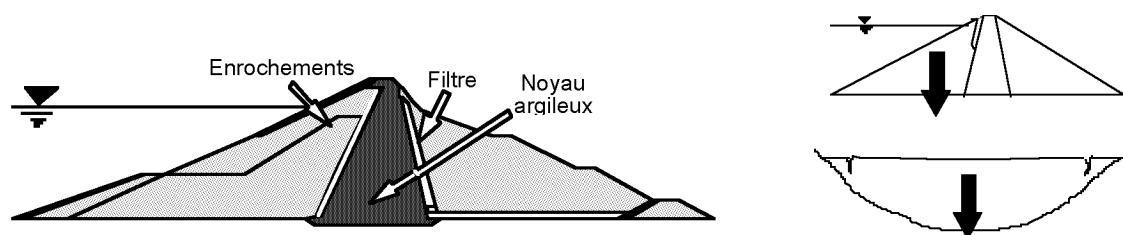


Figure 2-13. Schéma de principe d'un barrage en enrochement à noyau central et types de fissures provoquées par un tassement de la recharge amont.

Comportement des enrochements

Le comportement d'un enrochement est celui d'un milieu granulaire : comportement dissipatif, influence importante de la contrainte moyenne, déformation volumique sous sollicitation déviatorique. Les dimensions des blocs rocheux peuvent aller du centimètre au mètre, et les barrages en enrochement sont des grands barrages de plus de 50 mètres de hauteur, où les contraintes dépassent le MégaPascal. L'angle de frottement tangent à la surface de rupture, qui peut avoir des valeurs très élevées (supérieures à 45°), n'est pas une constante matérielle : il augmente avec la diminution de la taille des particules,

ou avec la diminution de la contrainte moyenne. L'origine de ce comportement se trouve dans le frottement intergranulaire, mais aussi dans l'écrasement ou *crushing*. Ce terme intègre l'écrasement des zones de contact entre les grains, l'épaufrage des arêtes, la cassure des pointes et la rupture des grains. L'écrasement peut être imputé à la dimension notable des grains et à leur angularité, mais ce phénomène est également constaté sur des milieux granulaires plus fins (sable ou poudres minérales sous forte contrainte).

L'analyse des essais publiés permet d'explicitier quelques tendances quant à l'influence de l'eau (Nobari et Duncan, 1972; Frassoni et al., 1982; Marsal, 1973; Veiga Pinto, 1983; Justo, 1991). À la presse triaxiale à pression radiale constante et à déplacement axial imposé, la saturation d'un échantillon de grains secs provoque une chute du déviateur des contraintes. Sous compression uniaxiale à déplacements latéraux nuls, la saturation provoque un tassement à force axiale imposée, et une relaxation de la contrainte axiale à déplacement axial imposé. Sous compression sphérique, l'eau n'a pas d'influence significative. La saturation d'un échantillon de grains mouillés sous contrainte n'a aucune influence immédiate. Les granulométries réalisées avant et après essais de cisaillement triaxial ou uniaxial montrent que l'écrasement est plus important en présence d'eau.

Les auteurs avancent deux mécanismes susceptibles d'entrer en jeu :

- *la lubrification* ; elle favorise les déformations irréversibles de glissement et la réorganisation du matériau ; la lubrification ne peut à elle seule expliquer l'ampleur des tassements observés ;
- *l'écrasement* des zones de contact entre grains ; l'eau va diminuer la résistance superficielle de la roche mère en s'infiltrant dans les micro-fissures des zones de contact et provoquer l'épaufrage des arêtes et la cassure des pointes, voire la rupture des blocs.

Le comportement mécanique est notablement influencé par l'écrasement, même sans eau. L'écrasement des enrochements a été étudié expérimentalement, en particulier par Barton et Kjaernsli (1981), Frassoni *et al.* (1982), Hardin (1985), Marachi (1967, 1969, 1972, 1973), Marsal (1973), Veiga Pinto (1983). On peut assimiler ce phénomène, au moins dans un premier temps, à la rupture des grains de sables sous forte contrainte, qui a en particulier été étudiée par Biarez et Hicher (1997), Loret (1982), Luong et Touati (1983). L'écrasement augmente avec :

- i) la taille des particules (Marsal, 1969; Barton, 1981; Hardin, 1985);
- ii) l'angularité des particules (Barton, 1981);
- iii) le resserrement de la granulométrie (Marsal, 1969; Marsal, 1973; Barton, 1981; Loret, 1982; Kim, 1995; Biarez et Hicher, 1997).

Il semble peu dépendant de la densité (Marsal, 1973; Hardin, 1985; Kim, 1995). Enfin l'écrasement dépend fortement du chemin de contrainte et augmente avec le déviateur. Le chemin de contrainte triaxial est plus favorable à l'écrasement que le chemin œdométrique (Marsal, 1973).

2.2. Modélisation élasto-plastique

Modèle à deux mécanismes

Les grandeurs introduites Eq. (1.3) sont utilisées. Toutefois, la succion est négligeable dans les enrochements, du fait de la grande dimension des pores. La définition de la contrainte effective moyenne est modifiée comme suit :

$$p' = \begin{cases} -(\frac{1}{3} \text{tr} \mathbf{T} + u_w) & \text{si } u_w \geq 0 \\ -\frac{1}{3} \text{tr} \mathbf{T} & \text{si } u_w < 0 \end{cases} . \quad (1.17)$$

Des résultats expérimentaux, nous proposons l'introduction des deux grandeurs suivantes :

- l'état hydrique de surface des grains $0 \leq S_b \leq 1$, assimilable au taux de rétention d'eau des blocs; $S_b = 0$ définit des blocs secs, $S_b = 1$ des blocs saturés ;
- le degré d'écrasement des blocs $0 \leq x \leq 1$; $x = 0$ représente un matériau vierge; $x = 1$ représente un matériau pour lequel l'écrasement n'est plus possible.

La modélisation est basée sur le modèle élasto-plastique C.J.S. (Cambou et Lanier, 1988; Cambou et Jafari, 1988). Le comportement élastique tangent, à trois paramètres (χ^e, ν^e, n^e) (p_a n'étant qu'une pression de référence) est classique :

$$\text{tr}(\dot{\mathbf{E}} - \dot{\mathbf{E}}^p) = \left(\frac{p'}{p_a} \right)^{-n^e} \frac{-\dot{p}'}{\chi^e}, \quad (\dot{\mathbf{E}} - \dot{\mathbf{E}}^p)^d = \frac{2(1 + \nu^e)}{3(1 - 2\nu^e)\chi^e} \left(\frac{p'}{p_a} \right)^{-n^e} \dot{\mathbf{T}}^d. \quad (1.18)$$

La surface de charge en compression f_1 est fonction de p' , des deux variables d'écoulement isotrope p_c (écrouissage en densité) et x (degré d'écrasement). La surface de charge déviatoire f_2 est fonction des trois invariants (p', q, θ) , d'une variable d'écrouissage isotrope $0 \leq r \leq 1$ (frottement mobilisé). Les deux surfaces de charge sont paramétrées par la variable d'état S_b (état hydrique des grains). L'absence d'essais cycliques disponibles ne permet pas de prendre en compte l'écrouissage cinématique. Les expressions sont :

$$f_1(p', p_c, x, S_b) \underset{\text{def}}{=} p' - (1 - xS_b)p_c, \quad (1.19)$$

$$f_2(p', q, \theta, r, S_b) \underset{\text{def}}{=} qh(\theta) - rp' M(\varphi_b) \left[1 - b \ln \left(\frac{p'}{(1 - \alpha S_b)s_c} \right) \right]. \quad (1.20)$$

Les paramètres $(\varphi_b, b, \alpha, s_c)$ seront définis plus loin, et $M(\varphi)$ est défini par

$$M(\varphi) = \frac{6 \sin \varphi}{3 - \sin \varphi} \quad (1.21)$$

La loi d'évolution des petites déformations plastiques $\mathbf{E}^p$, non associée, intègre l'état caractéristique défini par un angle de frottement φ_0 et un coefficient de dilataance β :

$$\text{tr}(\dot{\mathbf{E}}^p) = -\dot{\lambda}_1 - \dot{\lambda}_2 \beta \left(M(\varphi_0) - \frac{qh(\theta)}{p'} \right), \quad \dot{\mathbf{E}}^{pd} = \dot{\lambda}_2 [\nabla_{\mathbf{T}} f_2]^d. \quad (1.22)$$

La contrainte d'écroutissage en densité p_c , conjuguée avec la déformation volumique plastique $-\dot{\lambda}_1$ du mécanisme de compression f_1 , suit une loi d'écroutissage décrivant le durcissement (constantes matérielles χ^p et n_1). Le frottement mobilisé r suit une loi d'écroutissage limitée (constantes matérielles a et n_2). Sa variable conjuguée est assimilable à la déformation plastique déviatorique équivalente, à (p', θ) constants.

$$\dot{p}_c = \dot{\lambda}_1 \chi^p \left(\frac{p_c}{p_a} \right)^{n_1}, \quad \dot{r} = \dot{\lambda}_2 a (1 - r) \left(\frac{p'}{p_a} \right)^{-n_2}. \quad (1.23)$$

Les multiplicateurs plastiques sont définis par la consistance plastique :

$$f_i \leq 0, \quad \dot{\lambda}_i \geq 0, \quad \dot{\lambda}_i f_i = 0, \quad i = 1, 2. \quad (1.24)$$

Ce modèle élastoplastique à deux mécanismes est puis intégré localement, dans le code par éléments-finis, avec un schéma explicite de Runge-Kutta d'ordre 5 à pas auto-adaptatifs.

Modélisation du tassement par saturation

La diminution de l'angle de frottement tangent par saturation est souvent avancée comme explication des tassements observés. La modélisation d'un essai uniaxial ou du remplissage d'un barrage montrent que ce n'est pas le mécanisme explicatif. Les observations expérimentales sur essais uniaxiaux, qui mobilisent essentiellement l'écroutissage en densité, conduisent à introduire de manière phénoménologique l'influence de l'écrasement dû à l'eau. Nous avons supposé que l'influence du degré d'écrasement du milieu variablement saturé est proportionnel à l'état hydrique des grains S_b , et provoque une diminution du seuil de p' dans le mécanisme sphérique f_1 Eq. (1.19) (Daouadji *et al.*, 2001).

Le degré d'écrasement x peut être quantifié par l'évolution de la surface spécifique des grains²⁷ S_v par rapport à sa valeur initiale S_v^0 . Supposons que l'augmentation de surface spécifique par écrasement est proportionnelle à la puissance plastique déviatorique dissipée par unité de volume. On obtient alors :

$$x = 1 - \frac{S_v^0}{S_v}, \quad \frac{\dot{S}_v}{S_v^0} = \frac{\dot{W}^{pd}}{B}, \quad W^{pd} = \int_{def} \mathbf{T} : d\mathbf{E}^{pd}. \quad (1.25)$$

La constante B correspond ici à la densité d'énergie W^{pd} conduisant à un degré d'écrasement de 50%. Notons γ l'énergie superficielle de la roche mère. Supposons que l'énergie dissipée dans l'écrasement $2\gamma\dot{S}_v$ soit proportionnelle à $\dot{W}^{pd}$, soit $2\gamma\dot{S}_v = \dot{W}^{pd}$, où c est un coefficient adimensionnel. Il vient alors $B = 2\gamma / (cS_v^0)$, ce qui confère à B une signification physique où interviennent γ et S_v^0 , ce dernier paramètre représentant

²⁷ $S_v = S_s / V_s$ = surface des grains/volume des grains = $6/d$ pour un grain de diamètre d . Si ce grain se casse, la surface spécifique totale augmente.

une dimension caractéristique microstructurale de l'enrochement, assimilable au diamètre moyen initial des blocs. McDowell et Bolton (1996, 1998) relient la raideur macroscopique due à la rupture des grains, dénommée *raideur clastique*²⁸, à l'énergie superficielle. Une analyse approfondie intégrant ces travaux reste à faire.

Ceci conduit à une loi d'évolution hyperbolique entre x et W^{pd} similaire à celles proposées pour la rupture de grains de sables (Daouadji *et al.*, 2001; Lade *et al.*, 1996) ou de particules minérales sous forte contrainte (Gutsche et Fuerstenau, 1999) :

$$x = \frac{W^{pd}}{B + W^{pd}}, \quad \dot{x} = \dot{\lambda}_2 \frac{(1-x)^2}{B} \mathbf{T}^d : \nabla_{\mathbf{T}} f_2. \quad (1.26)$$

La variable x est particulière : elle paramètre le mécanisme sphérique f_1 , mais elle est pilotée par le mécanisme déviatoire f_2 .

Modélisation de la perte de résistance au cisaillement par saturation

Le niveau de contrainte d'un enrochement $M = q / p'$ à la rupture ($r = 1$) sur chemin triaxial ($\theta = \pi / 3$) n'est pas une constante matérielle. Ce niveau dépend probablement de l'évolution de la granulométrie induite par l'écrasement, mais cette relation reste à proposer. L'expression proposée pour $M = q / p'$ dans le mécanisme déviatoire f_2 Eq. (1.20) dépend de la contrainte moyenne suivant une expression qui généralise à l'état tridimensionnel l'approche de Barton et Kjaernsli (1981), et qui formellement est similaire à celle proposée par Bolton (1986). Pour un matériau sec, ce niveau de contrainte est supposé fonction de l'angle de frottement basique de la roche mère φ_b , d'une rugosité équivalente b fonction de l'angularité des grains et de la densité du milieu, et de la résistance équivalente à la compression simple s_c de l'enrochement, fonction de la granulométrie du milieu et de la résistance à la compression simple de la roche mère sèche. Nous avons supposé que l'influence d'une saturation se traduit par une diminution de s_c , et que la dépendance en fonction de S_b est linéaire. La constante matérielle $0 \leq \alpha \leq 1$ est égale au rapport perte de résistance par saturation/résistance sèche. Une saturation immédiate (S_b passe de 0 à 1) provoque une diminution du niveau de contrainte, donc du déviateur.

Identification des paramètres

L'identification des paramètres du modèle nécessiterait au minimum un essai triaxial sur matériau sec avec saturation, et instrumentation des phases de consolidation isotrope, et un essai œdométrique ou uniaxial sur matériau sec avec saturation. Compte-tenu du coût important des essais expérimentaux sur les enrochements et de la rareté des appareillages adaptés, de tels essais sont exceptionnels. L'effort a porté sur une identification à base physique (minéralogie, granulométrie, densité, uniformité), avec au moins un essai de compression œdométrique avec saturation durant le chargement, qui peut être réalisé avec des appareillages sommaires et provisoires sur un chantier. Le modèle élasto-plastique a été identifié sur 19 matériaux pour lesquels ont été publiés des

²⁸ par différence avec la raideur due au réarrangement par contact et frottement, qui est la *raideur plastique* usuelle. Cette différence ne nous semble pas évidente : la rupture d'un grain ne provoque une cinématique que si elle est accompagnée de réarrangements par contact et frottement ...

essais sphériques, œdométriques et triaxiaux. Ceci permet de proposer des ordres de grandeur.

Surface de rupture. Suivant Barton et Kjaernsli (1981), on note $s_c = d_c \sigma_c^{dry}$. En l'absence d'essai triaxial, nous proposons d'identifier (b, d_c) en utilisant les grandeurs (R, d_n) introduites par Barton et Kjaernsli (1981) comme suit :

$$d_c = d_n \left(1 - \frac{1}{3} \sin \varphi_b \right), \quad b = \frac{1}{\ln(\sigma_c^{dry} / p_{ref})} \left(\frac{M(\varphi_{ref})}{M(\varphi_b)} - 1 \right), \quad (1.27)$$

où $\varphi_{ref} = \varphi_f(p_{ref} d_n)$ suivant l'expression de Barton et Kjaernsli (1981), en prenant pour p_{ref} une valeur moyenne correspondant à la gamme des contraintes envisagées, soit 1 MPa. La rugosité équivalente R est fonction de la porosité après compactage, ainsi que de l'origine de l'angularité et de la rugosité des grains; la grandeur d_n suppose une granulométrie resserrée; elle est fonction du diamètre d_{50} de la courbe granulométrique (Figure 2-14). En ce qui concerne l'influence de l'angle de Lode, la fonction $h(\theta)$ de Van-Eekelen (1980) est celle décrite par les Eqs. (1.9) en prenant φ_b à la place de φ' .

Grandeurs relatives à la roche mère. La connaissance de la roche minéralogique de la roche mère permet d'estimer sa résistance sèche à la compression σ_c^{dry} , et son angle de frottement basal φ_b d'après les données publiées (ICOLD, 1993; Kjaernsli *et al.*, 1992; Stephenson, 1979). Quelques ordres de grandeur sont dans le Tableau 2-2.

Raideur élastique. Les essais ne montrent pas d'influence notable de l'écrasement et de l'état hydrique sur l'élasticité. La seule grandeur importante est le module isotrope χ^e , les autres paramètres étant fixés à des valeurs moyennes raisonnables pour simplifier le modèle (pression de référence $p_a = 100$ kPa, coefficient de Poisson $\nu^e = 0.33$, exposant $n^e = 0.6$). L'analyse des essais disponibles conduit à des valeurs de χ^e de l'ordre de 100 à 800 MPa, soit dix fois plus important que pour les sables.

Raideur plastique sphérique et déviatorique. Les constantes χ^p et $0 \leq n_1 \leq 1$ décrivant le comportement sphérique peuvent être identifiées à partir des résultats d'un essai de compression sphérique²⁹ ou uniaxial. Les constantes A et $0 \leq n_2 \leq 1$ décrivant le comportement déviatoire peuvent être identifiées à partir des résultats d'un essai de compression triaxiale. Les modules χ^p et a sont variables : entre 5 et 250 MPa pour χ^p et de l'ordre de 25 à 800 pour a . Ces raideurs semblent liées : on constate que $a \approx 0.3 \chi^p / p_{ref}$.

Raideur plastique sphérique et déviatorique. Les deux constantes matérielles φ_0 et β décrivant l'état caractéristique peuvent être identifiées sur la courbe de variation de volume d'un essai triaxial. Nous avons calibré des valeurs de φ_0 supérieures à φ_b , ($\varphi_0 - \varphi_b = 0$ à 19 degrés) et des valeurs de β de 0,3 à 0,6. Les mesures de déformations volumiques sur essais triaxial d'enrochements sont rares. Le manque de résultats expérimentaux ne permet pas de conclure quant à l'influence de l'eau et de l'écrasement.

Raideur d'écrasement. L'identification de B peut-être réalisée sur essai œdométrique saturé, ou par retour sur tassements mesurés in situ lors de la construction et de la mise en eau. Nous avons calibré des valeurs de B de l'ordre de 100 à 2500 kJ/m³.

²⁹ qui peut être la phase de consolidation d'un essai triaxial, lorsqu'elle est instrumentée ...

Influence de l'état hydrique. Lors d'une saturation à déformation constante, le paramètre α correspond respectivement au pourcentage de diminution de p_c et de σ_c . Nous avons calibré des valeurs de l'ordre de 0,3 à 0,9 sur essais œdométriques ou triaxiaux avec saturation, ce qui conduit à $\sigma_c^{wet} \approx 0,1$ à $0,7 \sigma_c^{dry}$. Ces valeurs correspondent aux données publiés sur les roches (Serratrice *et al.*, 1997).

	σ_c^{dry} (MPa)	φ_b (deg)		σ_c^{dry} (MPa)	φ_b (deg)		σ_c^{dry} (MPa)	φ_b (deg)
Roches eruptives			Roches métamorphiques			Roches Sédimentaires		
Basalt	100-280	31-38	Amphibiolite	150-200	32	Argile	60-200	
Diabase	150-320		Ardoise	100-320	25-30	Calcaire	5-200	33-40
Dolérite	180-200		Gneiss	120-190	23-29	Craie	3-12	30
Granite	40-290	29-35	Marbre	50-230		Dolomite	150-500	27-31
Porphyre	60	31	Quartzite	70-370		Grauwacke	100-250	
Rhyolite	100		Schiste	10-200	27	Grès	10-200	25-35
Tuf	80-325					Limons	20-160	27-31

Tableau 2-2. estimations de σ_c^{dry} et φ_b suivant la nature minéralogique de la roche mère

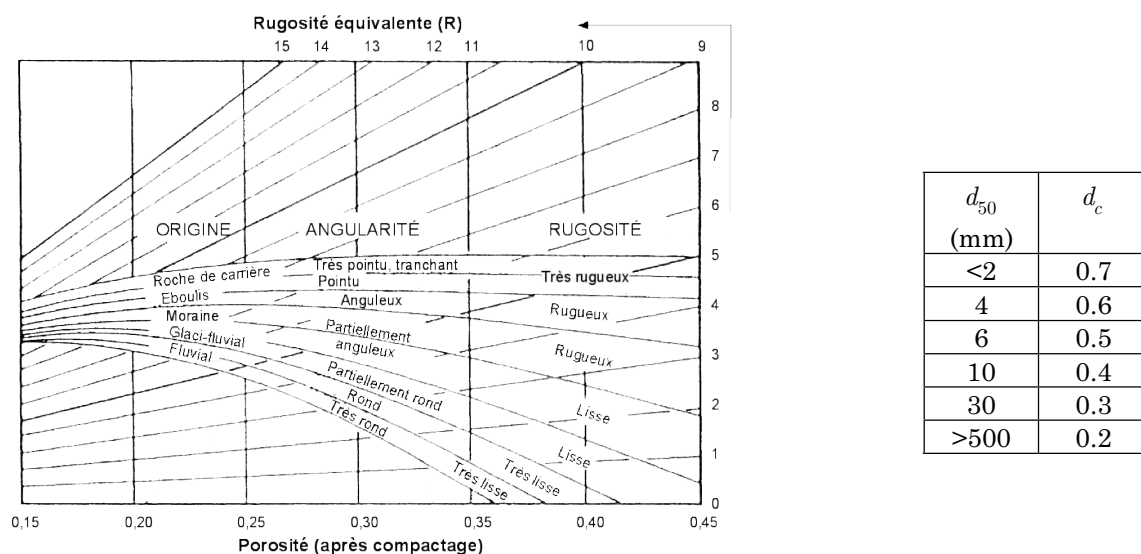


Figure 2-14. Estimation de R (rugosité équivalente) et de d_n , d'après Barton et Kjaernsli (1981).

2.3. Résultats

Modélisations d'essais de laboratoire

Quelques résultats concernant l'enrochement dense du barrage d'El Infiernillo (Marsal, 1973) sont présentés. Les paramètres du modèle sont dans le Tableau 2-3. L'utilisation de l'approche de Barton et Kjaernsli (1981) conduit, en prenant $s_c = d_c \sigma_c^{dry}$, à une estimation de la résistance à la compression sèche $\sigma_c^{dry} = 155$ MPa en cohérence avec la composition de la roche mère (diorite). L'influence d'une saturation est mise en évidence

sur les essais uniaxiaux et triaxiaux (Figure 2-15a et Figure 2-16a). Les principales observations expérimentales sont reproduites, et les mesures expérimentales sont correctement reconstituées sur une gamme de contrainte importante, qui dépasse les 2 MPa (Figure 2-16b et Figure 2-15b). On constate en particulier que l'influence d'une saturation sous compression triaxiale est peu importante sur le frottement mobilisé et négligeable sur les déformations volumiques en contractance ($q < M_0 p'$). En revanche, en dilatance ($q > M_0 p'$), l'influence d'une saturation est caractérisée par une chute du déviateur et une diminution de la résistance limite ainsi qu'une contractance. La Figure 2-17 contient la comparaison entre modélisation et observation expérimentale pour deux autres types d'enrochements.

Modélisations d'ouvrages

La Figure 2-18 montre le tassement d'une colonne de 100 m de haut, en fin de construction par couches et le tassement en fin de remplissage en fonction de l'état hydrique initial. Le matériau est un enrochement dense du barrage d'El Infiernillo (Tableau 2-3). Le modèle permet de retrouver par simulation numérique un résultat bien connu, mais non modélisé jusqu'alors : plus les enrochements sont mouillés à la mise en place, moins ils tassent lors de leur immersion. Lorsque les grains sont initialement saturés, la modélisation du remplissage conduit à un soulèvement : cette relaxation par déjàugeage est une conséquence directe du principe des contraintes effectives.

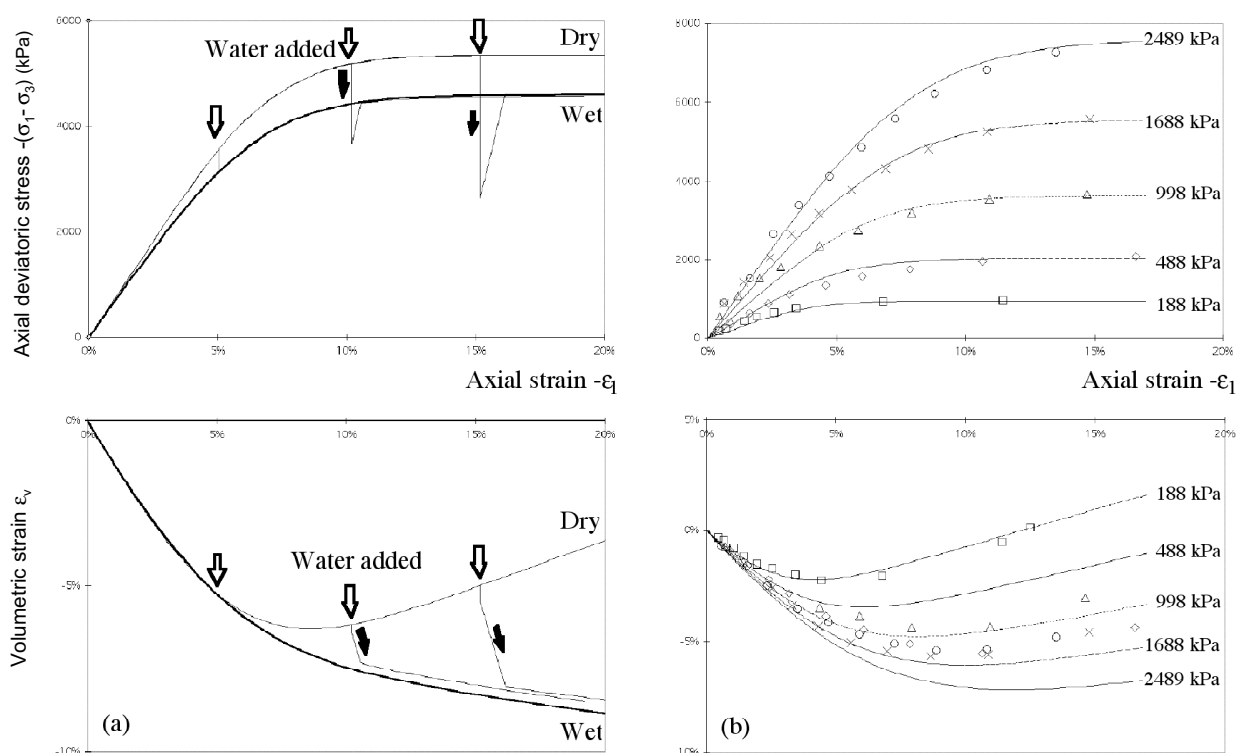


Figure 2-15. Essais triaxiaux, (a) Réponses du modèle pour un enrochement sec, saturé et sec/saturé, (b) diorite d'El Infiernillo sèche, comparaison simulation/expérimental (Marsal 1973).

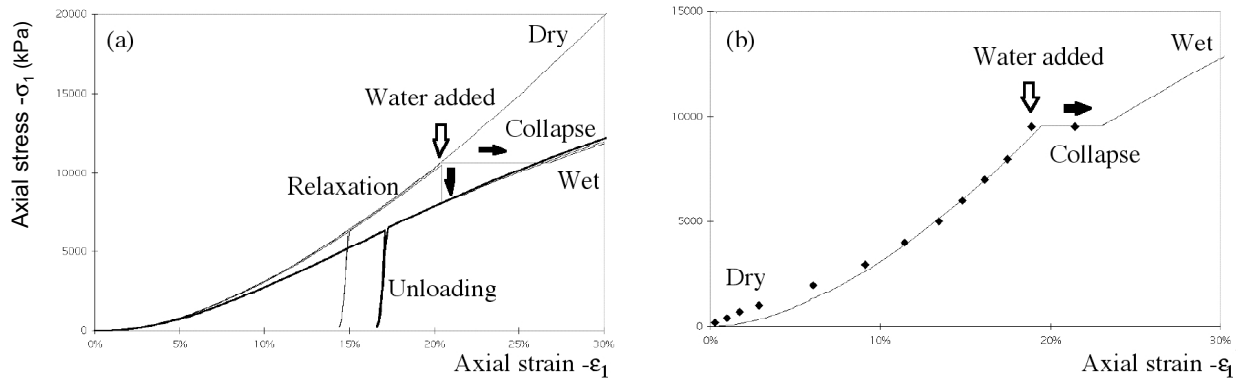


Figure 2-16. Essais uniaxiaux, (a) Réponses du modèle pour un enrochement sec, saturé et sec/saturé, effondrement par saturation sous contrainte axiale constante, relaxation de la contrainte axiale par saturation à volume constant, (b) diorite d'El Infiernillo sèche-saturé, comparaison simulation/expérimental (Marsal, 1973).

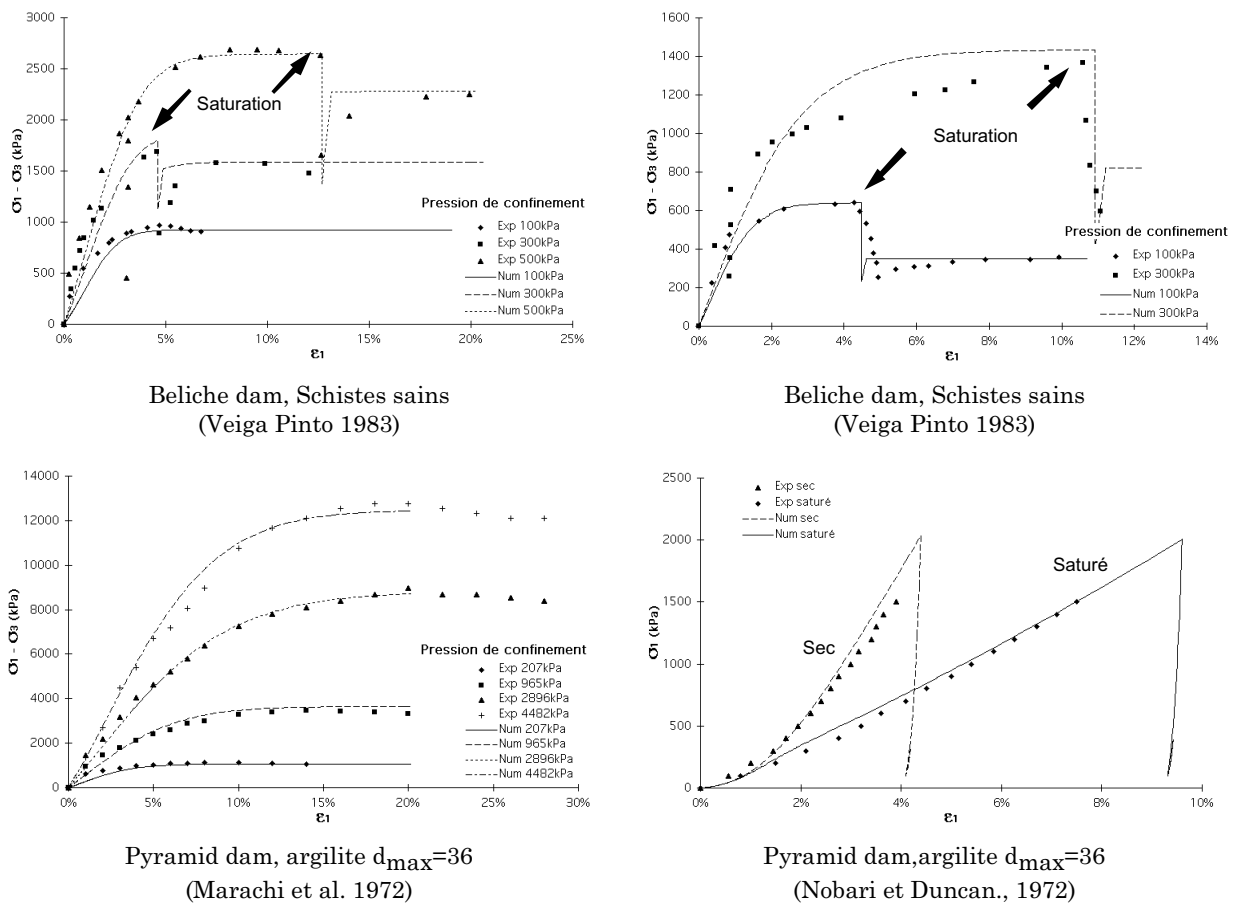
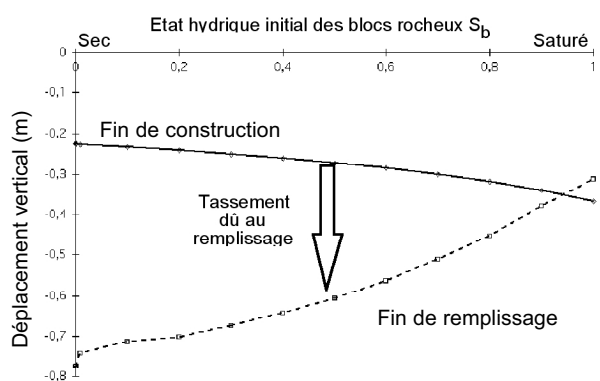


Figure 2-17. Comparaison expérimental/modélisation. Essais triaxiaux et uniaxiaux.

PARTIE 2. MODELES DE COMPORTEMENT MECANIQUE DES SOLS

La simulation numérique par éléments finis du comportement hydromécanique d'un barrage en enrochement conduit à prendre en compte deux maillages : l'un pour l'équation de conservation de masse fluide (2.1) sur le noyau seul³⁰, l'autre pour l'équation d'équilibre quasi-statique (2.2) sur l'ensemble du barrage (Figure 2-19). Des développements ont été réalisés dans le code de calcul par éléments-finis, afin que ces maillages soient indépendants mais que la résolution soit totalement couplée.

Pour le barrage d'El Infiernillo³¹, un modèle élastoplastique classique conduit à un résultat contraire aux observations : un soulèvement des enrochements de la recharge amont de l'ordre de 40 cm entre la fin de construction et la fin de remplissage (Figure 2-20a), dû au déjaugage exprimé par les contraintes effectives. L'utilisation du présent modèle conduit à des tassements de l'ordre de 50 cm (Figure 2-20b) en accord avec les observations .



χ^e	190 000	kPa
χ^p	7 100	kPa
n_1	0.45	
a	75	
n_2	0.29	
β	0.3	
φ_0	30	deg
φ_b	30	deg
s_c	38 600	kPa
b	0.132	
α	0.5	
B	2 500	kJ/m ³

Figure 2-18. Simulation du tassement d'une colonne d'enrochement de 100 m de haut en fonction de S_b initial.

Tableau 2-3. Paramètres de l'enrochement dense d'El Infiernillo

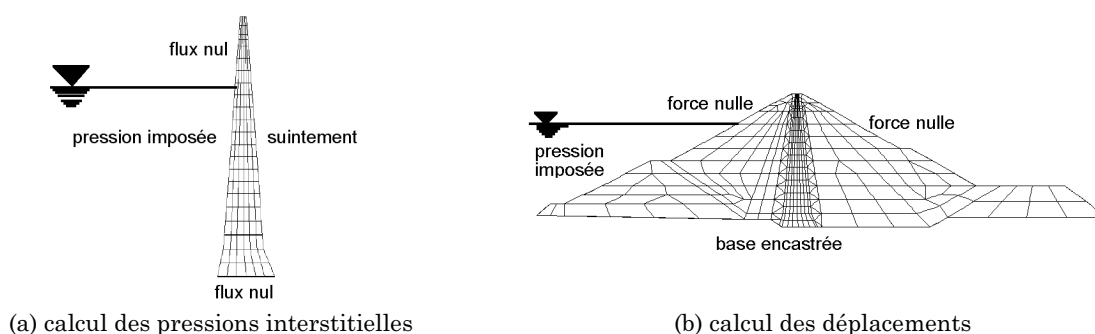


Figure 2-19. Maillage éléments-finis et conditions aux limites pour un barrage zoné en enrochements.

³⁰ Les recharges amont et aval en enrochements ont une perméabilité très importantes, et la pression interstitielles peut y être considérée comme hydrostatique à l'amont, et nulle à l'aval.

³¹ Le barrage d'El Infiernillo (Mexique) est un barrage en enrochements de 145 m de haut, avec un noyau central argileux. Il a été construit en 1962-63 et son remplissage a commencé en 1964. Il a été instrumenté de manière exceptionnelle, ce qui a permis des avancées sur la connaissance du comportement des enrochements, dont les volumineux travaux de Marsal (1967, 1969, 1973).

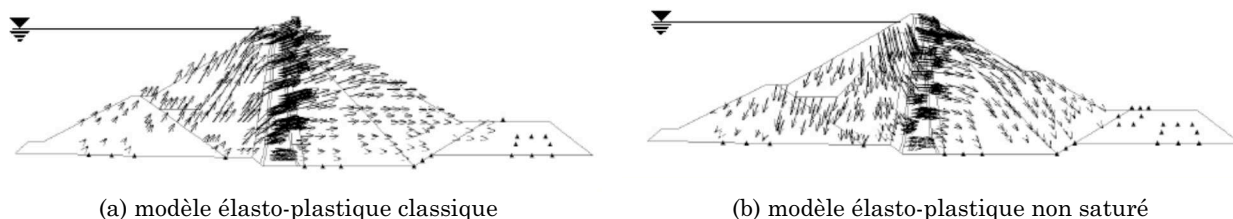


Figure 2-20. Barrage d'El Infiernillo, déplacements entre fin de construction et fin de remplissage.

Les résultats sont ici analysés sur le barrage de La Grande 2³². Les tassements de la recharge amont au remplissage sont significatifs et atteignent 50 cm (Figure 2-21). La Figure 2-23 montre les déplacements durant le remplissage de trois points de la crête localisés Figure 2-22. Le déplacement horizontal de la crête se fait en deux temps : un déplacement de l'ordre de 10 cm vers l'amont, causé par le tassement de la recharge amont, puis un déplacement aval de 30 cm dû à la poussée hydrostatique sur le noyau. Le déplacement vertical de la crête est un tassement de l'ordre de la dizaine de centimètres. La Figure 2-24 montre l'évolution des déplacements horizontaux et verticaux entre la fin de construction et la fin de remplissage des points P1 et P2. Le remplissage provoque un tassement et un déplacement vers l'amont du point P1 du parement amont, puis le déjaugage provoque un léger déplacement vers l'aval à déplacements verticaux constants. La Figure 2-25 compare les profils de la ligne horizontale P1-P2 obtenus en fin de construction et en fin de remplissage. Le cisaillement localisé au niveau du filtre amont et le tassement de la recharge amont sont visibles. L'ouverture de la fissure longitudinale dans la zone des transitions a été expliquée par la combinaison du tassement important des enrochements amont et du basculement aval du noyau. Les résultats numériques sont en adéquation avec cette explication. Les déplacements différentiels entre la recharge amont et le noyau, sur le profil horizontal situé à une hauteur de 100 m, atteignent 80 cm pour les déplacements verticaux et 40 cm pour les déplacements horizontaux.

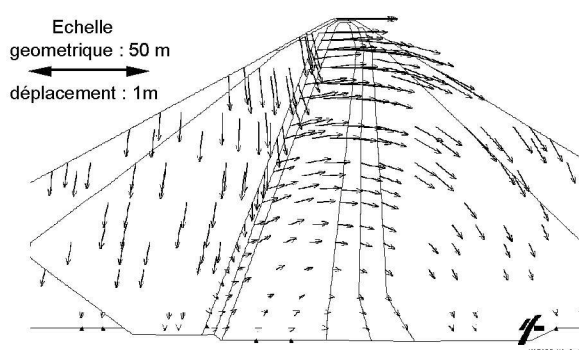


Figure 2-21. Barrage LG2, déplacement entre fin de construction et fin de remplissage.

³² Le barrage de La Grande 2 (LG2, Canada) est un barrage zoné d'une hauteur de 156 m, à un noyau central incliné vers l'amont, réalisé en moraine compactée rigide. Une fissure longitudinale de 5 cm de largeur est apparue sur le bord amont de la crête pendant le remplissage. Cette fissure s'est agrandie progressivement avec la montée de l'eau jusqu'à atteindre une largeur de 75 cm pour une profondeur supérieure à 3,50 m.

PARTIE 2. MODELES DE COMPORTEMENT MECANIQUE DES SOLS

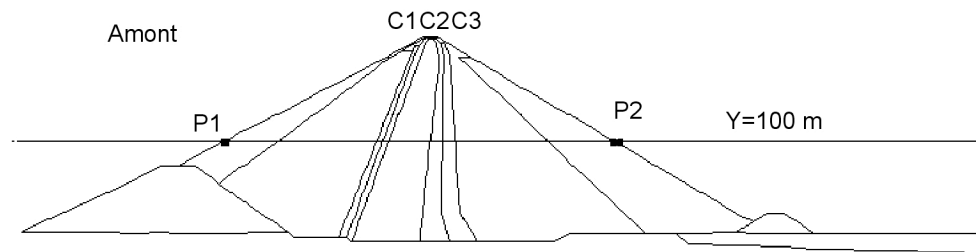


Figure 2-22. Barrage LG2, localisation des points P1 et P2, et C1, C2 et C3.

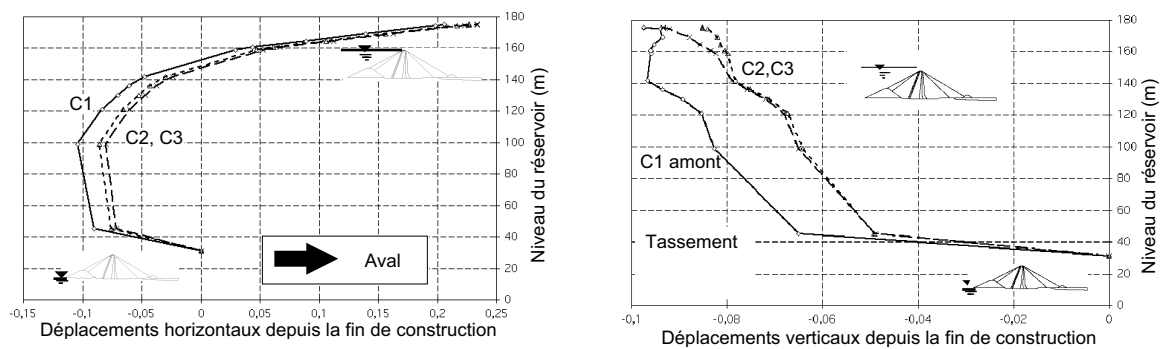


Figure 2-23. Barrage LG2, déplacements de C1, C2 et C3 entre construction et remplissage.

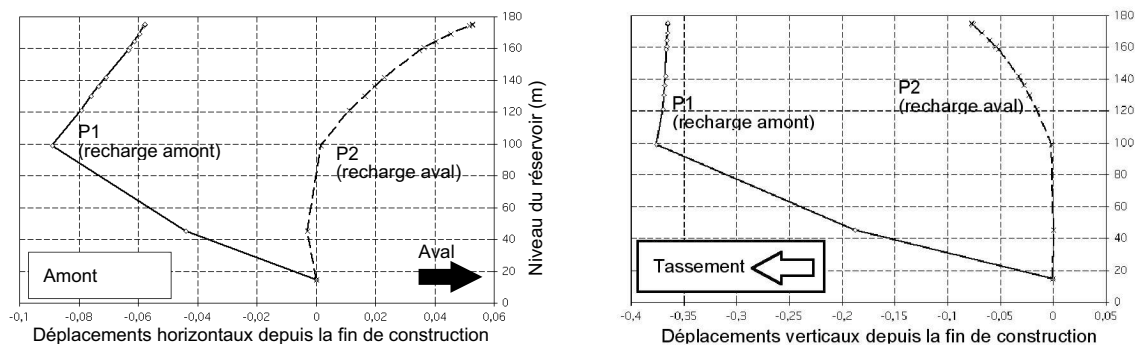


Figure 2-24. Barrage LG2, déplacements de P1 et de P2 entre construction et remplissage.

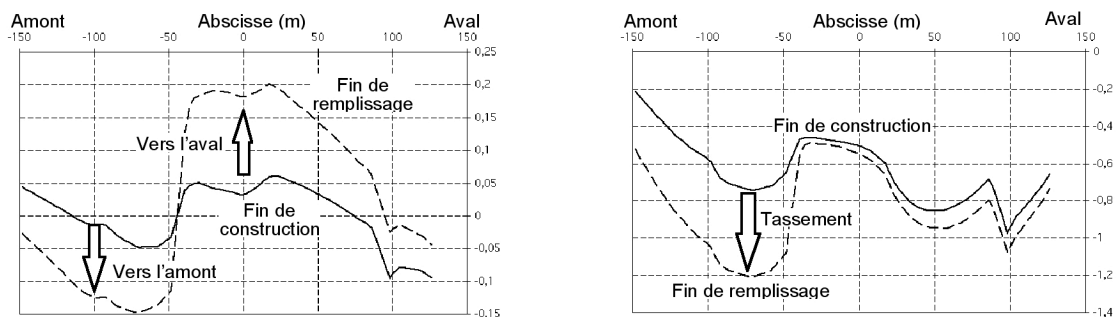


Figure 2-25. Barrage LG2, déplacements de la ligne P1-P2 entre construction et remplissage.

2.4. Conclusion

Une comportement élasto-plastique du comportement non saturé des enrochements a été réalisée, à partir du modèle C.J.S. (Cambou et Lanier, 1988; Cambou et Jafari, 1988). Les essais de laboratoire demeurent exceptionnels pour ce matériau, du fait de la grande dimension des éprouvettes. Nous avons proposé une méthode d'identification des paramètres du modèle à partir des abaques de Barton et Kjaernsli (1981) et d'informations facilement accessibles. La modélisation par éléments-finis de la construction et du remplissage d'un barrage zoné avec recharges en enrochements permet de reproduire et de comprendre les phénomènes en jeu. Des recherches complémentaires sont envisageables, en poursuivant le développement de relations entre comportement macroscopique (déformations) et informations à l'échelle des blocs (rupture), notamment dans le cadre de l'écroûissage clastique (McDowell *et al.*, 1996; 1998). Les recherches sont toujours actives sur cette question (Alonso *et al.*, 2005; Alonso *et al.*, 2006). Toutefois, la priorité est encore à l'appropriation de ces outils numériques modernes - et des expérimentations de laboratoires afférentes - par la profession.

3. Modélisation discrète du comportement différé des enrochements

3.1. Introduction

Les enrochements de barrages, bien qu'étant assimilables à un milieu granulaire, ont un comportement différé : des déformations sont constatées longtemps après la construction et la mise en eau, même pendant des périodes pour lesquelles les sollicitations peuvent être considérées comme constantes (Hunter et Fell, 2003; ICOLD, 1993; Justo 1991; Justo et Durand, 2000; Sowers; 1962; Tran *et al.*, 2008). Ces déformations différées sont essentiellement dûes à la rupture des blocs.

La méthode des éléments-finis demeure à ce jour la seule possibilité de modéliser un barrage comme un problème aux limites, avec une modèle de comportement de type élasto-plastique pour les enrochements (Alonso *et al.*, 2005; Bauer et Zhu, 2004; Oldecop et Alonso, 2003; Oldecop et Alonso, 2007; Varadarajan *et al.*, 2006; Alonso *et al.*, 2006). Toutefois, la méthode des éléments discrets représente une manière plus pertinente de modéliser ce milieu granulaire dont les blocs sont de grande dimension (Cundall 2001; Deluzarche et Cambou, 2006; Frossard 2006; Fry *et al.*, 2006; Tran *et al.*, 2008).

Bien que les modélisations discrètes de la rupture du béton ou des roches soient bien établies, les modèles discrets de milieux granulaires tenant compte de la rupture de grains sont récents (Åström et Herrmann, 1998; Lobo-Guerrero *et al.*, 2006; Tsoungui *et al.*, 1999). Les grains peuvent être modélisés avec des formes simples (disques ou sphères), et remplacés par quelques grains de forme simple lors de leur rupture; ils peuvent également être modélisés comme des clusters de particules (Cheng *et al.*, 2003; Delenne *et al.*, 2004; Deluzarche et Cambou, 2006; Jensen *et al.*, 2001; Potyondy et Cundall, 2004). La théorie clastique de McDowell et Bolton (1998) propose des relations micro-mécaniques concernant le comportement irréversible des milieux granulaires, intégrant la mécanique de la rupture. Dans tous les cas, la rupture est considérée comme

instantanée. Toutefois, il est acquis que le phénomène de rupture, lorsque le matériau est de type rocheux, doit être considéré comme dépendant du temps (Bazant et Li, 1997).

La modélisation du comportement différé des enrochements tenant compte de la rupture des grains a été encore peu étudiée (Mc Dowell *et al.*, 2003; Tran *et al.*, 2008). C'est sur cette question que nous avons travaillé dans le cadre de la thèse de C. Silvani (2007).

3.2. Modélisation d'une interface endommageable

Méthode numérique

La méthode de dynamique non régulière des contacts - Non-Smooth Contact Dynamics ou NSCD (Jean et Moreau, 1992; Jean, 1999; Moreau, 1994) - a été utilisée pour modéliser un ensemble de grains rigide et susceptible de se fracturer. Pour modéliser cette fracture, chaque grain est modélisé comme un cluster de particules circulaires rigides de diamètre $D^p \ll D_b$ où D_b est la taille caractéristique du grain, qui représente le bloc rocheux. Ces particules sont initialement liées par une cohésion aux interfaces.

Du point de vue numérique, il s'agit simplement d'une discrétisation spatiale du grain. Il en résulte que : i) D^p est un paramètre numérique qui représente la finesse de la discrétisation³³; ii) les zones de contact sont rigides, mais fracturable; iii) une fissure ne peut être initiée et se propager qu'aux interfaces entre les particules. Les grains, qui sont des clusters de particules, sont en contact et frottement sec. Le travail a consisté à proposer une loi d'endommagement différée pour les interfaces entre les particules.

Formulation thermodynamique

On considère une interface cohésive I entre deux particules, rigide, et de surface constante (et éventuellement infinitésimale). Le saut de déplacement $[\mathbf{u}]$ sur I est nul tant que I a une existence, c'est à dire tant que cette interface reste cohésive : $[\mathbf{u}]$ ne peut donc pas être une variable d'état de I . Les deux variables d'état de l'interface cohésive sont sa température T , et son endommagement d (scalaire), comme cela a été proposé par Frémond (1982). La variable d'endommagement est contrainte : $d \in [0, m^{-1}]$ où $m > 0$ est un paramètre matériel. Lorsque $d = m^{-1}$, l'interface I est détruite, et le seul comportement d'interface à cet endroit est du type contact et frottement sec.

Suivant Marigo (1982), on suppose que l'énergie libre de I est de la forme suivante :

$$\rho\Psi(T, d) = \rho(m^{-1} - d)\Psi^0(T), \quad (2.28)$$

où $\Psi^0(T) > 0, \forall T$, et ρ est la masse surfacique de I . Les lois d'état sont donc

$$s = (d - m^{-1})\frac{\partial\Psi^0}{\partial T}, \quad A^d = \rho\Psi^0, \quad (2.29)$$

où s est l'entropie massique de I , et A^d la force thermodynamique associée à d . Le second principe de la thermo-dynamique s'écrit ici :

³³ contrairement à D_b qui est un paramètre physique.

$$\rho\Psi^0\dot{d} - \frac{\mathbf{q} \cdot \text{grad } T}{T} \geq 0 \text{ in } S, \forall(T, d), \forall(\text{grad } T), \forall(\dot{T}), \quad (2.30)$$

où $\mathbf{q}$ est le flux de chaleur. Finalement, supposant que $\dot{d}$ ne dépend ni de $\dot{T}$ ni de $\text{grad } T$, et que la dissipation thermique $-(\mathbf{q} \cdot \text{grad } T) / T$ n'est jamais négative, il en résulte la condition suffisante suivante pour vérifier (2.30) :

$$\rho\Psi^0\dot{d} \geq 0, \forall(T, d). \quad (2.31)$$

Puisque $\Psi^0(T) > 0, \forall T$, cette condition est assurée dès lors que $\dot{d} > 0$.

Loi d'état et lois d'évolution

On note $\mathbf{T}$ le tenseur des contraintes au sein de l'interface I . Suivant Kachanov (19820), ces contraintes sont supposées s'exercer non pas sur la surface S , mais seulement sur la fraction $S(1 - md)$. Supposant $\mathbf{T}$ uniforme au sein de I , le vecteur force résultant est :

$$\mathbf{f} = S(1 - md)\mathbf{T} \cdot \mathbf{n}. \quad (2.32)$$

On note alors $f_N = \mathbf{f} \cdot \mathbf{n}$ la force normale³⁴, $\mathbf{f}_t = \mathbf{f} - f_N\mathbf{n}$ le vecteur force tangentielle de norme $f_t = \|\mathbf{f}_t\|$, $u_N = [\![\mathbf{u}]\!] \cdot \mathbf{n}$ le saut de déplacement normal, et $\dot{\mathbf{u}}_t = [\![\dot{\mathbf{u}}]\!] - \dot{u}_N\mathbf{n}$ le saut de vitesse de déplacement tangentiel.

Le critère d'endommagement de I s'écrit :

$$g_0(f_t, f_N, d) = \mu^{-1}f_t + f_N - C_0(1 - md). \quad (2.33)$$

Ici, C_0 est le seuil d'endommagement pour une interface saine ($d = 0$), μ est un paramètre réglant les influences respectives de la force normale et de la force tangentielle³⁵ et $m > 0$ est un paramètre permettant d'affiner la description de l'endommagement. La rupture de I est définie par :

$$g_u(f_t, f_N, d) = \mu^{-1}f_t + f_N - C_u(1 - md), \quad (2.34)$$

où $C_u > C_0$ est le seuil de rupture pour une interface saine, et définit l'existence de I . Les lois d'état sont

$$f_N - (1 - md)C_u \leq 0, \quad u_N \geq 0, \quad [f_N - (1 - md)C_u]u_N = 0, \quad (2.35)$$

Les lois complémentaires comprennent :

- les lois de changement de type de contact (cohésif $\rightarrow$ non cohésif) :

$$\left[(d^- < m^{-1}) \text{ et } (g_u(f_t^-, f_N^-, d^-) = 0) \right] \Rightarrow d^+ = m^{-1} \quad (2.36)$$

où a^- et a^+ sont les valeurs de la quantité a juste avant et juste après l'instant t :

³⁴ positive en traction

³⁵ μ aura la même valeur que le coefficient de frottement sec entre les deux particules, et n'est introduit que pour assurer la cohérence entre état cohésif et état frottant : lorsque $d = 1/m$, on a le critère de Coulomb. Toutefois, il n'y a *a priori* aucune raison que les surfaces de charges d'une interface cohésive ait la même forme que le critère de frottement sec de Coulomb : ce choix a ici été fait par simplicité.

$$d^- = \lim_{\substack{\varepsilon \rightarrow 0 \\ \varepsilon > 0}} d(t - \varepsilon), \quad d^+ = \lim_{\substack{\varepsilon \rightarrow 0 \\ \varepsilon > 0}} d(t + \varepsilon). \quad (2.37)$$

- les lois d'évolutions

$$\begin{cases} g_u(f_t, f_N, d) \leq 0, \dot{\lambda} \geq 0, \dot{\lambda} g_u(f_t, f_N, d) = 0 \\ \dot{\mathbf{u}}_t = \dot{\lambda} \frac{\mathbf{f}_t}{f_t} \\ \dot{d} = \frac{g_0(f_t, f_N, d)}{\eta C_0} > \end{cases} \quad (2.38)$$

où $\dot{\lambda}$ est le multiplicateur de Lagrange, $\langle x \rangle = \{x \text{ si } x \geq 0; 0 \text{ si } x < 0\}$ et η est un paramètre du modèle représentant un temps caractéristique;

Remarques

Les lois d'état et les lois d'état complémentaires, inspirées de Jean *et al.* (2001), ne sont pas triviales : elles sont non régulières, et n'ont de sens que si I existe, c'est à dire si $d < d_c$. Ici, on note $d_c \leq m^{-1}$ la valeur maximum de l'endommagement d , définie par $g_u = 0$, et qui dépend des forces :

$$d_c(f_t, f_N) = \frac{1}{m} \left(1 - \frac{\mu^{-1} f_t + f_N}{C_u} \right). \quad (2.39)$$

La valeur ultime de d n'est pas connue *a priori* : c'est cela qui confère au modèle toute sa richesse. Dans le cas particulier d'une interface cohésive soumise à une force constante (f_N, f_t) telle que $g_0 > 0$, alors la décohésion survient en temps fini, à l'instant :

$$t_u = \begin{cases} \underbrace{\frac{\eta}{m} \ln \left[1 + \left(\frac{\mu^{-1} f_t + f_N}{(1 - m d_0) C_0} - 1 \right)^{-1} \right]}_{>0} + \underbrace{\frac{\eta}{m} \ln \left(1 - \frac{C_0}{C_u} \right)}_{<0} & \text{si } g_u < 0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}. \quad (2.40)$$

où d_0 est la valeur initiale de d . La vitesse locale de propagation de la décohésion³⁶ peut être estimée par D^p / t_u : elle dépend des forces. Pour un niveau de contrainte globale constant, une augmentation du nombre de décohésions provoque une diminution du nombre de contact cohésifs, donc une augmentation des forces locales, et donc une augmentation de la vitesse de propagation.

Le paramètre C_0 est assimilable à un seuil de long terme, et C_u est assimilable à un seuil de court terme. Le domaine (f_N, f_t) est divisé en trois régions (Figure 2-26) : i) une région définie par $g_0 \leq 0$ sans évolution de l'endommagement; ii) une région définie par $0 < g_0 < g_u < 0$ où l'endommagement évolue en fonction des forces à l'interface et du

³⁶ Cette vitesse en doit pas être assimilée à la vitesse de propagation d'une fissure, qui est définie à l'échelle du continu.

temps; iii) une région $0 < g_u$ qui n'est pas atteignable, puisque la surface $g_u = 0$ correspond à une décohésion instantanée de l'interface, d'après (2.36). Cette approche correspond à la théorie de la propagation sous-critique introduite par Atkinson et Meredith (1987), et utilisée par Oldecop et Alonso (2001) pour les enrochements.

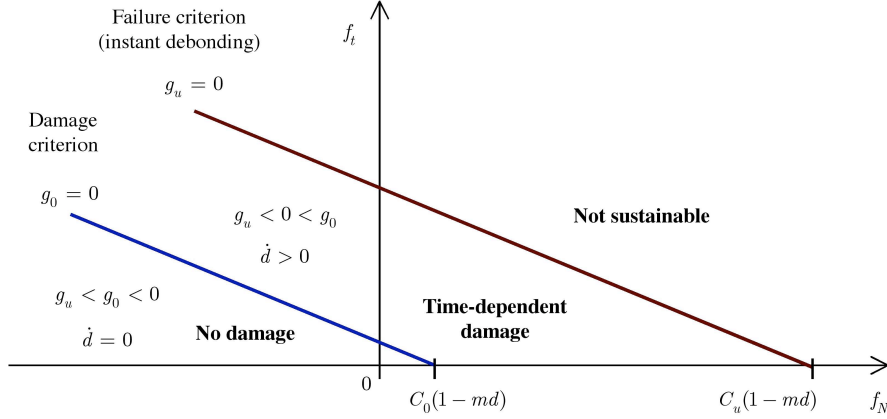


Figure 2-26. Décomposition du domaine des forces en trois régions.

La surface caractéristique de l'interface est de l'ordre de $S \approx hD^p$ en 2-D (h étant l'épaisseur unitaire) et de l'ordre de $S \approx \pi(D^p)^2$ en 3-D. Le seuil d'endommagement d'un volume rectangulaire contenant un grand nombre de contact cohésifs, et soumis à une traction, et de l'ordre de $\sigma_0 = C_0 / S$. Dans les mêmes conditions, le seuil de rupture est $\sigma_u = C_u / S$. Les contraintes σ_0 et σ_u sont des constantes matérielles, tandis que D^p est un paramètre numérique qui représente la finesse de la discrétisation des grains en particules. Il en résulte que C_0 et C_u sont des paramètres numériques : si D^p diminue, les valeurs de C_0 et C_u doivent diminuer aussi.

3.3. Résultats

Compression simple

On considère un bloc rectangulaire 2-D composé de 800 particules rigides de diamètre $D^p = 5$ mm (Figure 2-27). Ce bloc est soumis à une compression simple par l'intermédiaire d'un plateau rigide et horizontal sur la face supérieure. On note U le déplacement macroscopique vertical du plateau supérieur, F la force verticale associée à U et appliquée sur ce plateau, $\varepsilon = |U| / H$ la déformation macroscopique axiale, $\sigma = |F| / (hW)$ la contrainte macroscopique axiale, et ν la fraction d'interfaces rompues par rapport au nombre total initial d'interfaces cohésives. La compression est menée à vitesse constante ($\dot{U} = 10^{-5}$ m/s, soit $\dot{\varepsilon} = 5 \times 10^{-4}$ s $^{-1}$). La Figure 2-28 contient les résultats. Les courbes $\sigma - \varepsilon$ obtenues caractérisent bien un matériau visco-endommageable, avec deux cas limites correspondant à un comportement fragile obtenus pour $\eta \rightarrow 0$ et $\eta \rightarrow \infty$. Le pic de contrainte est d'autant plus grand que la sollicitation adimensionnée $\eta \dot{\varepsilon}$ est grande. La raideur initial des courbes $\sigma - \varepsilon$ correspondant à $\nu = 0$ n'est pas représentative d'un comportement. En effet, les particules et les interfaces sont rigides, et aucun déplacement ne peut avoir lieu avant la rupture d'interfaces. Il s'agit de

l'effet cumulé des interpénétrations numériques. Ceci illustre le fait qu'il est très délicat de solliciter un échantillon de particules rigides à déplacement imposé, bien que cela corresponde à une réalité expérimentale.

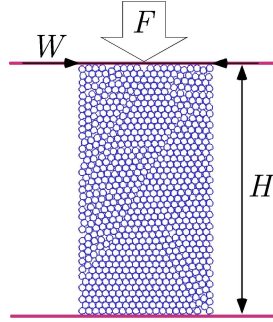


Figure 2-27. Echantillon de compression simple ($H=10$ cm, $W=10$ cm, $h=1$ cm).

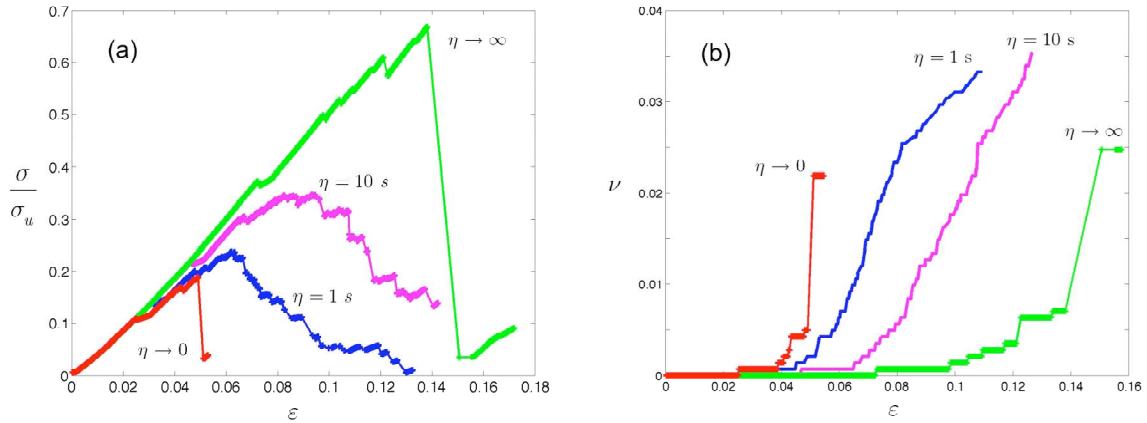


Figure 2-28. Compression simple à vitesse constante; a) contrainte axiale adimensionnée en fonction de la déformation axiale; b) fraction d'interface rompues en fonction de la déformation axiale.

Fluage œdométrique

On considère un échantillon 2-D composé de 75 grains ($D_b \approx 5$ à 6 cm); chaque grain est composé de 60 à 70 particules rigides ($D_p = 5$ à 6 mm). L'échantillon est composé au total de 5000 particules environs (Figure 2-29). Cet échantillon est soumis à une compression œdométrique par l'intermédiaire d'un plateau rigide et horizontal sur la face supérieure, les plateaux latéraux sont bloqués. Les notations sont les mêmes que précédemment. La compression est menée à contrainte constante. La réponse en déformation est en deux parties : i) une déformation instantanée due aux décohésions instantanées; ii) une déformation de fluage due aux décohésions différées (Figure 2-30). La déformation, qui caractérise des réarrangements est due aux décohésions (Figure 2-31). Le paramètre C_0 influence les deux composantes de la déformation, tandis que le paramètre C_u influence essentiellement la composante instantanée (Figure 2-32). Il apparaît que la déformation de fluage ne varie pas comme le logarithme du temps, comme cela est supposé par Mc

Dowell (2003) pour les milieux granulaires et par Oldecop et Alonso (2007) pour les enrochements.

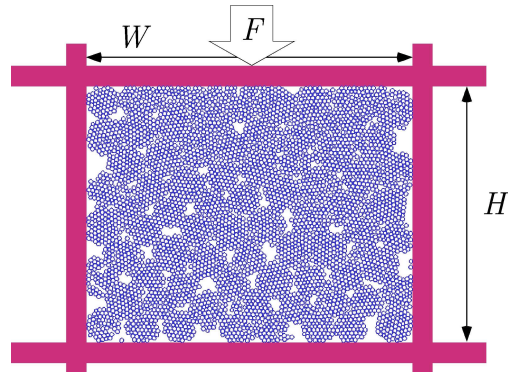


Figure 2-29. Echantillon de compression œdométrique ($H=42$ cm, $W=48$ cm).

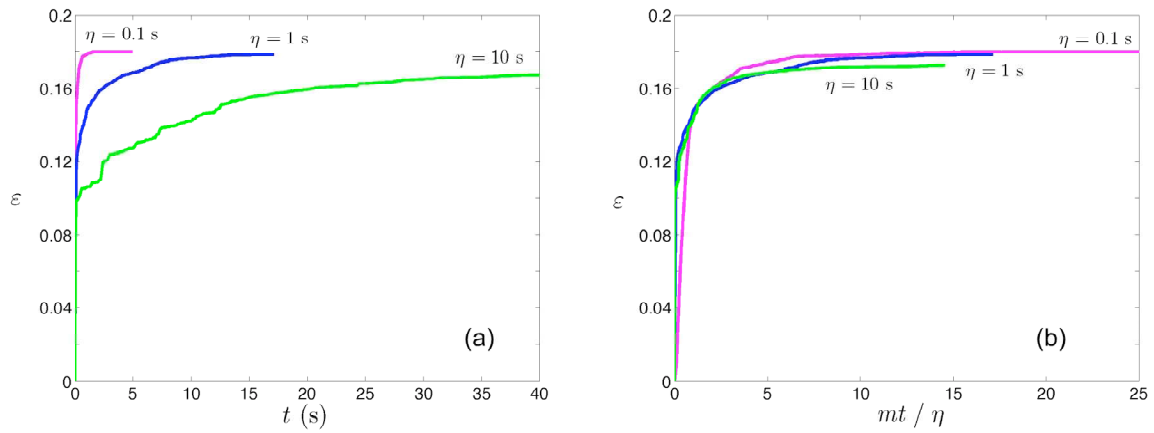


Figure 2-30. Compression œdométrique à contrainte constante : déformation axiale en fonction a) du temps, b) du temps adimensionné.

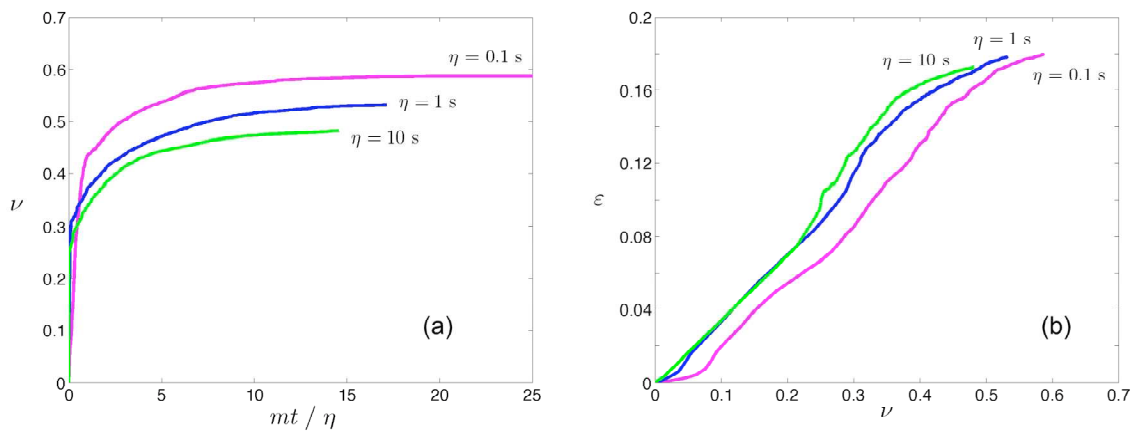


Figure 2-31. Compression œdométrique à contrainte constante : a) fraction d'interfaces rompues en fonction du temps adimensionné; b) déformation axiale en fonction de la fraction d'interfaces rompues.

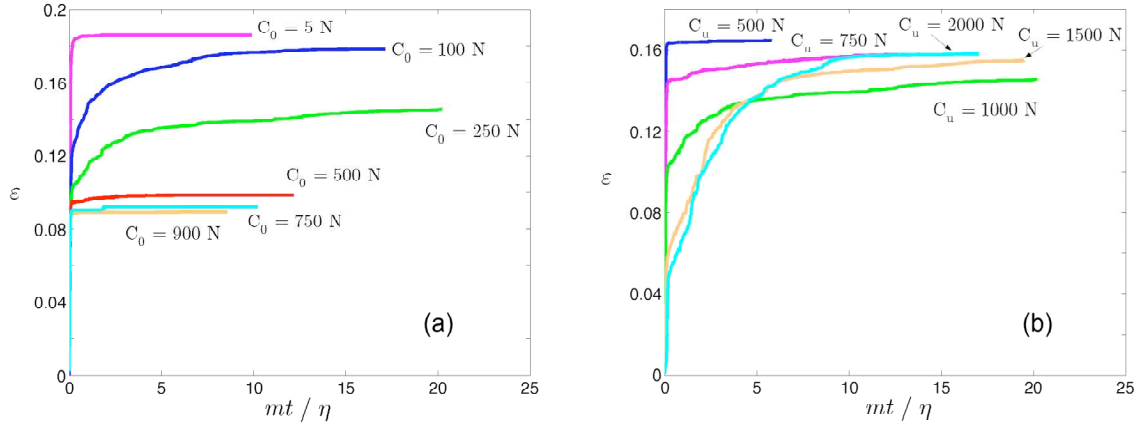


Figure 2-32. Compression œdométrique à contrainte constante, déformation axiale en fonction du temps adimensionné: a) pour plusieurs valeur de C_0 ; b) pour plusieurs valeur de C_u .

Répartition des efforts

La Figure 2-33 représente les réseaux de forces. Les forces de compression forment un réseau continu entre les bords, contrairement aux forces de tension : celles-ci ne peuvent exister qu'à l'intérieur des grains, entre les particules. Le réseau des forces faibles correspond aux forces dont l'intensité actuelle est inférieure à la moyenne actuelle, le réseau des forces fortes est celui pour lesquelles cette intensité est supérieure à la moyenne (Radjaï *et al.*, 1998). Pour chaque réseau, trois ratios sont définis, suivant l'état de l'interface :

$$\underbrace{\nu_{co} = \frac{\text{nb d'interfaces cohésives}}{\text{nb initial d'interfaces}}}_{\substack{f_t + \mu f_N - (1-md)C_u < 0 \\ d < m^{-1} \\ \text{(entre particules, interieur des grains)}}}, \quad \underbrace{\nu_{sl} = \frac{\text{nb d'interfaces glissantes}}{\text{nb initial d'interfaces}}}_{\substack{f_t + \mu f_N = 0 \\ \text{(entre grains)}}}, \quad \underbrace{\nu_0 = \frac{\text{nb d'interfaces non cohésives et non glissantes}}{\text{nb initial d'interfaces}}}_{\substack{f_t + \mu f_N < 0 \\ \text{(entre grains)}}} \quad (2.41)$$

L'évolution des six ratios ainsi définis (trois par réseau) est représentée sur la Figure 2-34. L'évolution de ν_{co} (interfaces cohésives) se fait en deux temps, comme la déformation globale : une phase instantanée, suivie d'une phase transitoire dans le réseau faible. Les valeurs de ν_{sl} (glissements) sont faibles (<5%), la transitoire est localisée dans le réseau faible. On en déduit que la déformation de fluage est due aux décohésions, localisées dans le réseau faible car les forces de tension sont en moyenne inférieures aux forces de compression. Seuls quelques glissements sont à l'origine de la déformation.

Compression œdométrique

L'échantillon représenté sur la Figure 2-29 est soumis à une compression œdométrique à vitesse de force constante. La Figure 2-35 représente les courbes $\sigma - \varepsilon$ et $e - \log \sigma$, où e est l'indice des vides de l'échantillon. Ces courbes ressemblent qualitativement aux résultats habituellement obtenus au laboratoire, et simulés avec des modèles élasto-plastiques.

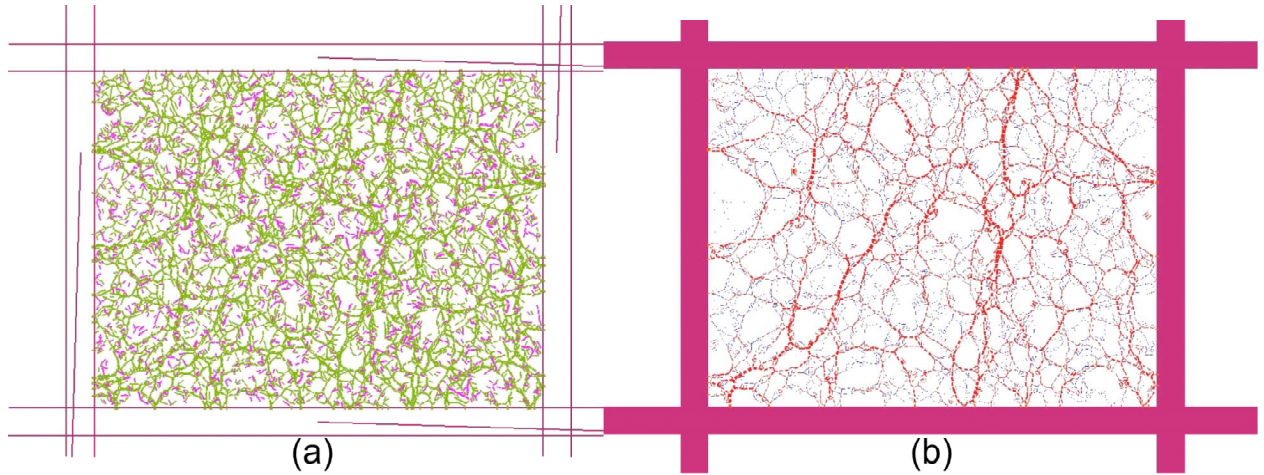


Figure 2-33. Compression œdométrique, réseau des contacts : a) forces de compression (vert) et de tension (rose); b) forces faibles (bleu) et forces fortes (rouge).

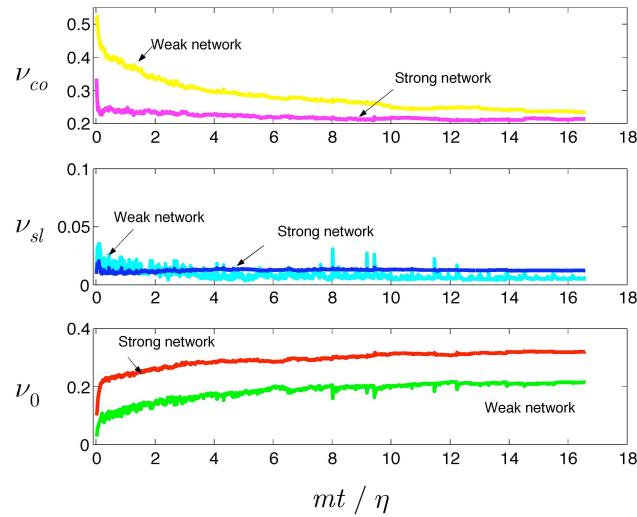


Figure 2-34. Compression œdométrique, fraction des trois types d'interfaces, suivant leur état, en fonction du temps adimensionné.

Les irrégularités sont dues aux événements de décohésion : elles sont également observées sur essais de laboratoire, et correspondent à la rupture des grains (Anthiniac, 1999). La rupture des grains survient très tôt, pour des sollicitations globales environ cinq fois plus petites que celle qui est nécessaire pour casser un seul grain. Ceci est dû à l'hétérogénéité du réseau de force (Cheng *et al.*, 2003). Les gros grains qui ne sont pas cassés sont de plus en plus entourés de petits grains, et donc de plus en plus soumis à une sollicitation de type isotrope, qui n'est pas celle qui provoque leur rupture. Il en résulte que les phénomènes de décohésion deviennent moins fréquents, et que ce milieu granulaire ne va pas se transformer en poudre de manière aisée (Tsoungui *et al.*, 1999).

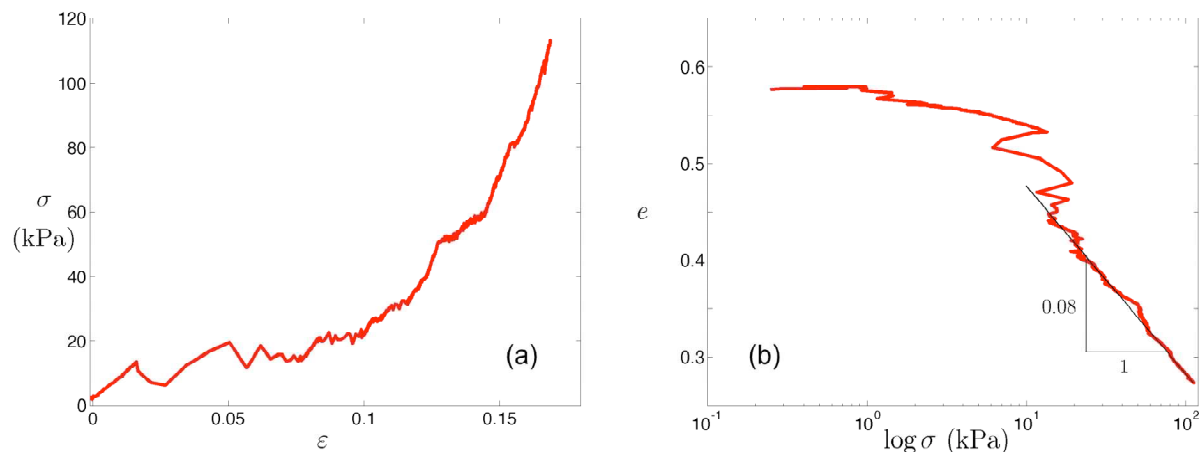


Figure 2-35. Compression œdométrique à vitesse de force constante : a) contrainte axiale fonction de la déformation axiale; b) indice des vides fonction de la contrainte en tracé semi-log.

Fluage et relaxation pendant une compression œdométrique

Des phases de fluage et de relaxation ont pû être reproduites pendant la compression œdométriques, comme cela est observés au laboratoire sur les enrochements (Marsal, 1972; Marsal, 1973; Oldecop et Alonso, 2003; Oldecop et Alonso, 2007). Les courbes $\sigma - \varepsilon$ sont illustrées sur la Figure 2-36. La Figure 2-37 détaille la phase de fluage, tandis que la Figure 2-38 détaille la phase de relaxation. Ces deux phases sont dûes aux décohésions différées. Nous sommes ici au cœur du travail réalisé. L'obtention de ces deux résultats avec une modélisation discrète étaient l'objectif recherché. Il a été rendu possible par l'introduction d'une loi d'évolution en temps de l'endommagement des contacts cohésif (2.38)₃.

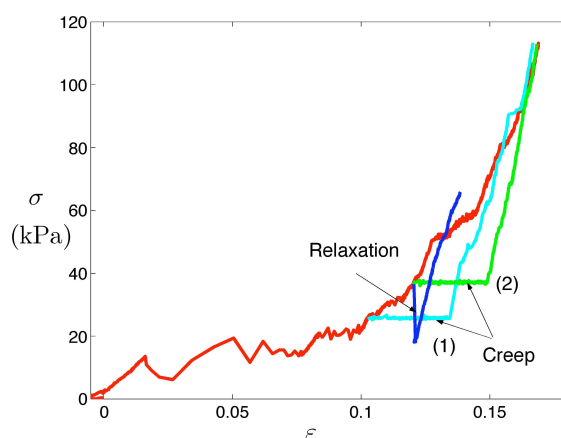


Figure 2-36. Compression œdométrique, contrainte axiale fonction de la déformation axiale, avec phase de fluage (contrainte constante) et de relaxation (déformation constante).

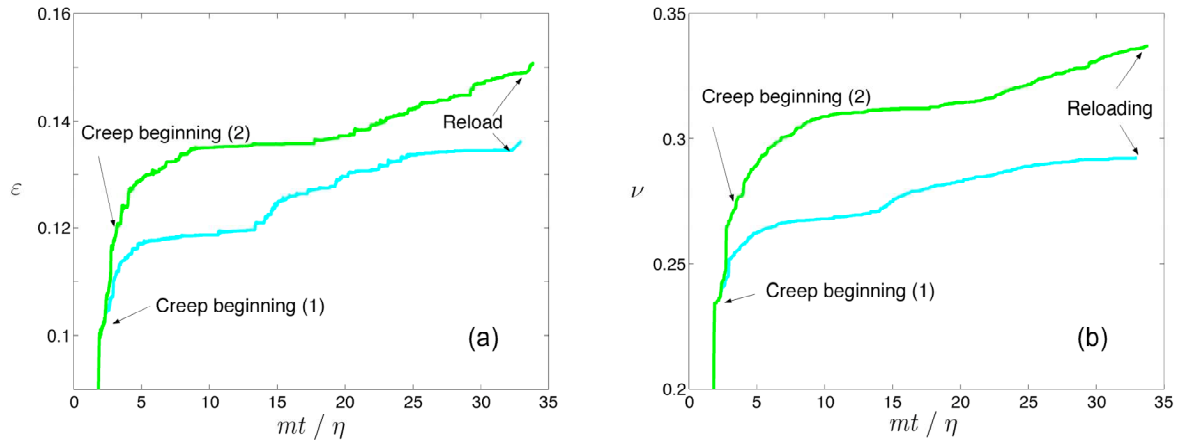


Figure 2-37. Compression œdométrique, phase de fluage : a) déformation axiale fonction du temps adimensionné; b) fraction d'interface rompues en fonction du temps adimensionné.

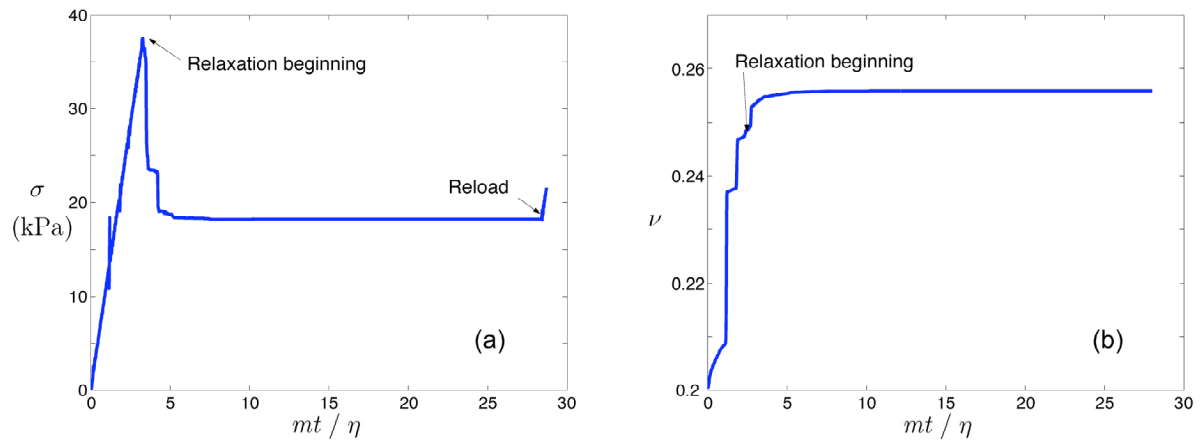


Figure 2-38. Compression œdométrique, phase de relaxation : a) contrainte axiale fonction du temps adimensionné; b) fraction d'interface rompues en fonction du temps adimensionné.

L'obtention de résultats quantitativement similaires aux résultats expérimentaux n'a pas été tentée pour deux raisons :

- i) une modélisation discrète 2-D n'est pas assimilable à une cinématique 3-D plane³⁷ (Deluzarche et Cambou, 2006); une modélisation 3-D est inaccessible pour des raisons de volume de calcul;
- ii) le temps caractéristique réel η est de l'ordre de l'année, or plus ce temps est grand, et plus les simulations sont longues, car le pas de temps d'un calcul par éléments discrets est piloté par la taille des particules³⁸ et ne peut être augmenté en proportion; une modélisation à l'échelle du temps physique est pour le moment inaccessible.

³⁷ C'est un chausse-trappe des modélisations discrètes, notamment avec l'indice des vides : certaines valeurs usuelles (3-D donc) sont inaccessibles en modélisation 2-D. Les modélisations 2-D représentent des rouleaux, tandis qu'une cinématique 3-D plane représente des sphères se déplaçant dans un plan.

³⁸ Le pas de temps est de l'ordre de 10^{-4} s, et les valeurs du temps caractéristiques utilisées pour les modélisations de l'ordre de $\eta = 1$ s.

Influence de l'eau

Le comportement mécanique des enrochements est influencé par leur état hydrique. Pour mieux comprendre cela, nous avons analysé les conséquences d'une situation simplifiée correspondant aux hypothèses suivantes : i) l'influence de l'eau est homogène et instantanée à l'intérieur du grain; ii) l'eau n'influence pas les paramètres (μ, η, m); iii) les forces de gravité (dont le déjaugage) ne sont pas considérées.

La Figure 2-39 contient une phase de fluage pendant laquelle C_0 décroît instantanément, pour reproduire une inondation de l'échantillon (C_u restant constant). Il en résulte des déformations instantanées, et des déformations de fluage supplémentaires significatives, de 3% à 6%. La Figure 2-40 contient une phase de fluage pendant laquelle C_u décroît instantanément (C_0 restant constant). Les conséquences se situent en début de fluage seulement.

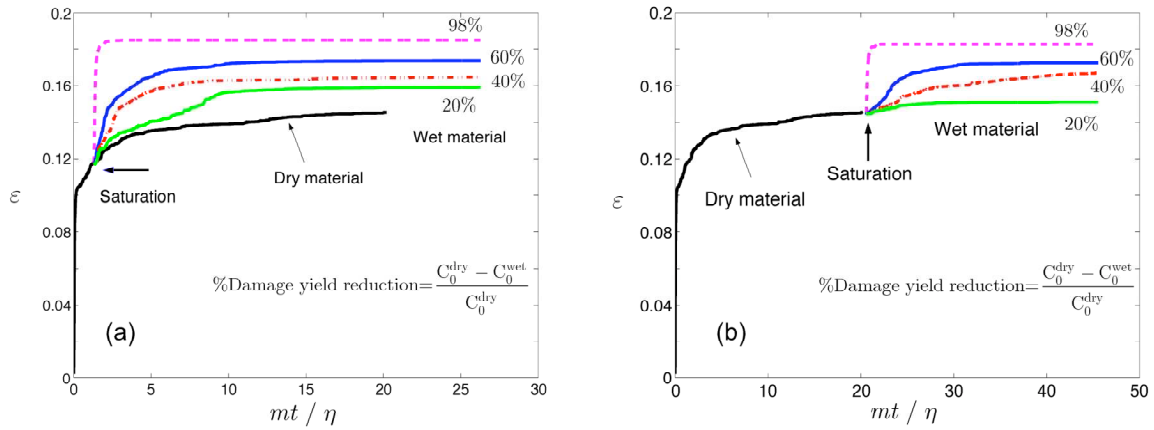


Figure 2-39. Compression œdométrique, déformation axiale fonction du temps adimensionné, influence sur la phase de fluage d'une diminution de C_0 représentant une saturation à : a) $mt_1/\eta = 1.3$; b) $mt_1/\eta = 20.5$.

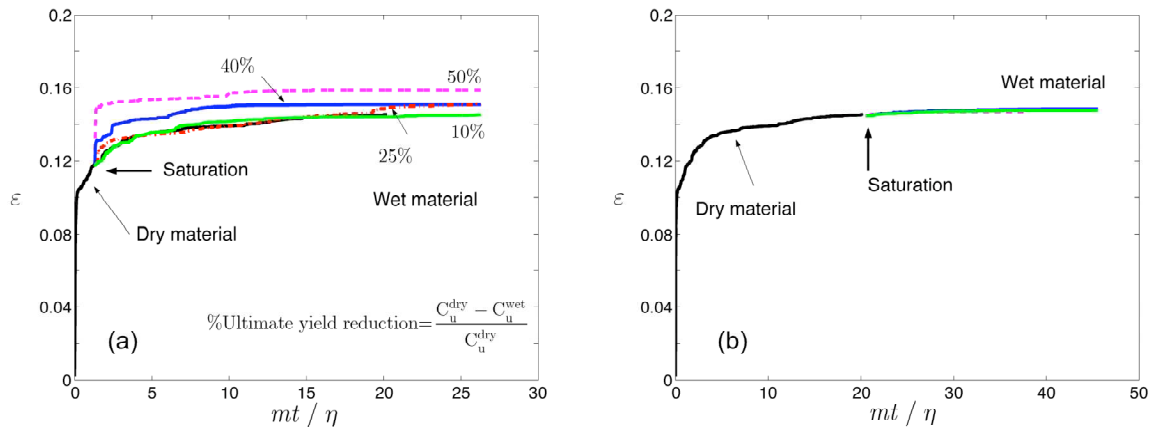


Figure 2-40. Compression œdométrique, déformation axiale fonction du temps adimensionné, influence sur la phase de fluage d'une diminution de C_u représentant une saturation à : a) $mt_1/\eta = 1.3$; b) $mt_1/\eta = 20.5$.

3.4. Conclusion

Le comportement instantané et différé des enrochements a été qualitativement reproduit par une modélisation discrète, en introduisant une loi d'endommagement visqueuse des contacts cohésifs. Ce modèle ne comporte que cinq paramètres, soit deux à trois fois moins que les modèles élasto-plastiques. Il est difficile d'aller plus avant avec cette approche, que ce soit pour reconstituer des résultats expérimentaux, ou réaliser des simulations d'ouvrages. En effet, il apparaît que les modélisations discrètes, lorsque l'on recherche des résultats quantitatifs, ne sont pertinentes qu'en 3-D, ce qui conduit à des volumes de calcul trop importants. Il est toutefois acquis que les modélisations discrètes sont complémentaires aux modélisations continues pour comprendre et reproduire les mécanismes élémentaires. C'est ce que nous avons fait en reproduisant le fluage des enrochements (qui est un milieu granulaire) par la rupture différée d'interfaces cohésives.

4. Perspectives

Conclusion

La capacité des modèles élasto-plastiques à aborder des problèmes complexes de nature industrielle est avérée depuis plusieurs décennies. La modélisation des barrages en terre en est une illustration. La complexité se trouve ici dans le comportement mécanique du sol, et des diverses couplages avec la présence de l'eau. Les résultats d'essais de laboratoire disponibles ont à la fois servi à comprendre la réponse du matériau, et à calibrer les paramètres des modèles. Les travaux réalisés ont permis plusieurs études de cas, sur petit barrage homogène en argile ou grand barrage zoné en enrochement, en simulant la construction ou le remplissage. Les résultats ont été confrontés aux mesures in situ disponibles, et aux résultats d'autres codes de calcul, au sein de deux ateliers internationaux de l'ICOLD (International Commission on Large Dams). La diffusion au sein de la profession de la culture de la *Mécanique non linéaire* et de ses résultats récents, qui représente un gisement de progrès, doit continuer à faire l'objet d'un effort soutenu, par le transfert de codes de simulations numériques d'un bon niveau d'une part, et par la formation initiale d'autre part.

Le cas des enrochements, qui est assimilable à un milieu granulaire, a été revisité avec une approche discrète. L'influence du temps sur le comportement mécanique, initialement peu intuitif mais *a posteriori* bien expliqué, a ainsi pu être reproduit qualitativement avec un code de calcul par éléments discrets. Il est toutefois un peu tôt pour aborder la simulation d'essais de laboratoire, ou la simulation d'ouvrages. Pour pouvoir comparer des résultats de simulations par éléments discrets avec des mesures physiques, il est nécessaire que ces simulations soient 3-D, ce qui conduit à des volumes de calcul importants.

Homogénéisation périodique, couplage fluide/grain, érosion et instabilités

L'homogénéisation, qui est une technique mûre en mécanique des matériaux et en mécanique des milieux poreux, demeure une voie d'avenir pour les milieux granulaires. Cette situation est par exemple illustrée par le fait que l'homogénéisation spatiale n'y a encore produit aucun résultat tangible, notamment en ce qui concerne le principe de

Hill-Mandel de conservation de la puissance mécanique. C'est cette piste que j'explore. Plusieurs résultats sont attendus. Une tentative d'homogénéisation statistique (au sens originel: une moyenne sur un grand nombre de réalisations statistiquement indépendantes) a été menée sur les milieux granulaires (Borghi et Bonelli, 2007). J'ai par ailleurs revisité l'homogénéisation spatiale pour ces milieux, en tenant compte du fluide interstitiel, dans une publication soumise à *International Journal of Solids and Structures*. Il apparaît plusieurs tendances, dont les suivantes :

- Ce qui est nommé à tort "homogénéisation statistique" en mécanique des milieux granulaires relève en fait complètement d'une homogénéisation spatiale sur un volume élémentaire représentatif.
- L'hypothèse d'ergodicité, c'est à dire d'équivalence entre moyenne statistique (au sens originel) et moyenne spatiale, n'est ni utile ni pertinente. Les deux approches conduisent à des modèles fondamentalement différents.
- Un milieu granulaire peut être considéré comme un milieu continu. L'homogénéisation périodique permet de démontrer l'équivalence entre plusieurs résultats jusqu'alors obtenus de manière empirique concernant la relation entre taux de déformation moyen et vitesse de déplacement locales, ainsi que la définition et le rôle des tenseurs de textures, en cohérence avec le principe de Hill-Mandel de conservation de la puissance mécanique.

Convaincu que l'homogénéisation périodique est aussi pertinente pour les milieux granulaires que pour les matériaux hétérogènes, je souhaite maintenant comprendre ce que l'on peut attendre de l'homogénéisation d'un milieu granulaire, notamment vis à vis des interactions fluide/grains (dont l'érosion qui localement peut être vue comme une instabilité) et vis à vis des instabilités diffuses. Sur cette dernière thématique passionnante, une thèse est montée avec N. Benahmed (Cemagref) qui porte la partie expérimentale, et un groupe de réflexion est sollicité, qui comprend (parmi d'autres) A. Dadouadji (Université de Metz), F. Darve (INPG), G. Chambon et F. Nicot (Cemagref), et F. Radjaï (LMGC).

5. Références bibliographiques

- Adikari G.S.N., Parkin, A.K. Deformation behaviour of Talbingo dam, *Int. J. for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 1982; **6**:353-382.
- Alonso E.E., Gens A., Josa A. A constitutive model for partially saturated soils, *Géotechnique* 1990; **40**(3):405-430.
- Alonso E.E., Olivella S., Pinyol N.M. A review of Beliche dam, *Géotechnique* 2005; **55**(4):267-285.
- Alonso E.E., Olivella S., Pinyol N.M. Impoundment and rainfall induced deformation of rockfill dams, *Proceeding of XXth International Congress on Large Dams*, Barcelona, 2006; 469-484.
- Åström J.A., Herrmann H.J. Fragmentation of grains in a two-dimensional packing, *European Physical Journal B*, 1998; **5**:551-554.
- Atkinson B.K., Meredith P.G. The theory of subcritical growth with applications to minerals and rocks. In *Fracture Mechanics of Rock*, ed. Atkinson BK, Academic Press, London, 1987; 111-166.
- Barton N., Kjaernsli B. Shear strength of Rockfill. *Journal of Geotechnical Engineering ASCE*, 1981; **107**(GT7):873-891.
- Bauer E., Zhu Y. Constitutive modeling of the influence of pressure, density and moisture content on the mechanical behavior of rockfill materials. In *New Developments in Dam Engineering - Wieland, Ren & Tan* (eds), Taylor & Francis, London, 2004; 139-146.
- Bazant Z.P., Li Y.-N. Cohesive crack with rate-dependent opening and viscoelasticity: I. Mathematical model and scaling, *International Journal of Fracture* 1997; **86**:247-265.

- Becker E, Chan CK, Seed HB. *Strength and deformation characteristics of rockfill materials in plane strain and triaxial compression tests*, State of California Department of Water Ressources, Report No. TE 72-3, 1972.
- Biarez J., Hicher P.-Y. Simplified hypotheses on mechanical properties equally applicable to sands and clays, in *Constitutive Equations for Granular Non-Cohesive Soils*, Saada & Bianchi (eds), Balkema, Rotterdam, 1988; 19-30.
- Biarez J., Hicher P.-Y. Influence de la granulométrie et de son évolution par ruptures de grains sur le comportement mécanique de matériaux granulaires. *Revue Française de Génie Civil*, 1997; **1**(4):607-631.
- Bolton M.D. The strength and dilatancy of sands, *Géotechnique* 1986; **36**(1):65-78.
- Bon W., Veiga Pinto A., Maranha Das Neves E., Martins R. Rockfill deformations forecast and overflow rockfill dams - First Part , *Proceeding of XIVth ICOLD Congress*, Rio de Janeiro, 1982; 391-403.
- Bonelli S. *Contribution à la résolution de problèmes élastoplastiques de mécanique des sols et d'écoulements non saturés par la méthode des éléments finis*. Thèse de Doctorat, Université Aix-Marseille II, 1993.
- Breitkopf P., Touzot G. Architecture des Logiciels et Langages de Modélisation. *Revue européenne des éléments finis*, 1992; **1**(3):333-368.
- Cambou B., Jafari K. A constitutive model for granular materials based on two plasticity mechanisms. in *Constitutive Equations for Granular Non-Cohesive Soils*, Saada & Bianchini (eds), Balkema, Rotterdam, 1988; 149-167.
- Cambou B., Jafari K. Un modèle de comportement des sols non cohérents, *Revue Française de Géotechnique*, 1988; **44**:43-55.
- Cambou B., Lanier J. Induced anisotropy in cohesionless soil: experiment and modelling, *Computer and Geotechnique*, 1988; **6**:291-311.
- Cheng Y.P., Nakata Y., Bolton M.D. Discrete element simulation of crushable soil, *Géotechnique*, 2003; **53**(7):633-642.
- Clements R.P., Post-Construction Deformation of Rockfill Dams, *J. Geotechnical Engineering ASCE*, 1984; **110**(7):821-840.
- Cooke J.B. Progress in Rockfill Dams, *J. Geotechnical Engineering ASCE*, 1984; **110**(10):1383-1414.
- Courtin P. *Etude expérimentale de la compressibilité de matériaux de barrages compactés, non saturés, en vue de la détermination de la surface d'état*, Mémoire D.E.A., CERMES-E.N.P.C., 1993.
- Cundall P.A. A discontinuous future for numerical modelling in geomechanics? *Géotechnique*, 2001; **149**(1):41-47.
- Daouadji A., Hicher P.-Y., Rahma A. An elastoplastic model for granular materials taking into account grain breakage, *Eur. J. Mech. A/Solids*, 2001; **20**:113-137.
- Darve F., Hicher P.-Y., Reynouard J.-M. (coord.) *Les géomatériaux : théories, expériences et modèles*, Hermès, Paris, 1995.
- Delenne J.-Y., El Youssoufi M.S., Cherblanc F., Bénéat J.-C. Mechanical behavior and failure of cohesive granular materials, *Int. J. for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 2004; **28**:1577-1594.
- Deluzarche R., Cambou B. Discrete numerical modelling of rockfill dams, *Int. J. for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 2006; **30**:1075-1096.
- Dolezalova M., Zemanova V. On stress-strain behaviour of zoned dams, *Proc. 13th Int. Conf. Soil Mechanics & Foundation Eng.*, New Delhi, 1994; 971-978.
- Frasconi A., Hegg U., Rossi P.P. Large-scale laboratory tests for the mechanical characterization of granular materials for embankment dams, *Proceedings of XIVth International Congress on Large Dams*, Rio de Janeiro, 1982; 727-751.
- Frémond M. Equilibre des structures qui adhèrent à leur support, *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences Paris*, 1982; **295**:913-916.
- Frossard E. A new energy approach in granular media mechanics - Application to rockfill dams, *Proceedings of XXIIth International Congress on Large Dams*, Barcelona, 2006; 529-539.
- Fry J.-J., Laigle F., Frossard E. Nouvelles approches d'analyse des barrages en enrochement, *Proceedings of XXIIth International Congress on Large Dams*, Barcelona, 2006; 1143-1163.
- Gutsche O., Fuerstenau D.W. Fracture kinetics of particle bed comminution-ramifications for fines production and mill optimization, *Powder Technology*, 1999; **105**:113-118.
- Hicher P.-Y., Rahma A. Micro-macro correlations for granular media. Application to the modelling of sands, *Eur. J. Mech., A/Solids*, 1994; **13**(6):763-781.
- Hunter G., Fell R. Rockfill modulus and settlement of concrete face rockfill dams. *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering*, ASCE, 2003; **129**(10):909-917.
- ICOLD. *Rock materials for rockfill dams, Review and recommendations*, International Commission on Large Dams, Bulletin n°92, ICOLD, Paris, 1993.

PARTIE 2. MODELES DE COMPORTEMENT MECANIQUE DES SOLS

- Hardin B.O. Crushing of soil particles. *Journal of Geotechnical Engineering ASCE*, 1985; **111**(10):1177-1192.
- Jafarzadeh F., Azami A.R., Heidari T. Collapse settlement evaluation of zoned rockfill dams during first impounding, *Proceedings of XXth International Congress on Large Dams*, Barcelona, 2006; 949-964.
- Jean M., Moreau J.-J. Unilaterality and dry friction in the dynamics of rigid bodies collections. In *Proceedings of the Contact Mechanics International Symposium*, A. Curnier (ed), Lausanne, 1992; 31-48.
- Jean M. The non-smooth contact dynamics method, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 1999; **177**(3-4):235-257.
- Jean M., Acary V., Monerie Y. Non-smooth contact dynamics approach of cohesive materials. *Philosophical Transactions: Mathematical, Physical & Engineering*, The Royal Society, London A, 2001; **A359**(1789):2497-2518.
- Jensen R.P., Plesha M., Edil T.B., Bosscher P.J., Ben Kahla N. DEM simulation of particle damage in granular media-structure interfaces, *International Journal of Geomechanics ASCE*, 2001; **1**:21-39.
- Justo J.L. Collapse: Its importance, fundamentals and modelling. In *Advances in Rockfill Structures*, E. Maranha das Neves (ed), Kluwer Academic Publishers, 1991; 97-152.
- Justo J.L., Durand P. Settlement-time behaviour of granular embankments, *Int. J. for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 2000; **24**:281-303.
- Kachanov L.M. Continuum model of medium with cracks. *Journal of Engineering Mechanics*, 1980; **106**:1039-1051.
- Kim M.-S. *Etude expérimentale du comportement mécanique des matériaux granulaires sous fortes contraintes*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale Paris, 1995.
- Kjaernsli B., Valstad T., Hoeg K. *Rockfill dams*, Hydropower Development, vol.10, Norwegian Institute of Technology, Trondheim, Norway; 1992.
- Knight D.J., Naylor D.J., Davis P.D. Stress-strain behaviour of the Monasavu soft core rockfill dam : prediction, performance and analysis, *Proceedings of XVth International Congress on Large Dams*, Lausanne, 1985; 1299-1325.
- Lade V.P., Yamamuro J.A., Bopp P.A. Significance of particle crushing in granular materials. *Journal of Geotechnical Engineering ASCE*, 1996; **122**(4):309-316.
- Lobo-Guerrero S., Vallejo E.L., Vesga L.F. Visualization of crushing evolution in granular materials under compression using DEM, *International Journal of Geomechanics ASCE*, 2006; **6**(3):195-200.
- Loret B. Modelization of sand behaviour over a wide stress range, *Proceedings of International Symposium on Numerical Models in Geomechanics*, Zurich, 1982; 100-108.
- Luong M.P., Touati A. Sols grenus sous fortes contraintes, *Revue française de Géotechnique*, 1983; **23**:51-63.
- Marachi R.J., Chan C.K., Seed H.B. Evaluation of properties of rockfill materials, *Journal of Soils Mechanics and Foundations ASCE*, 1972; **98**(SM1):95-114.
- Marigo J.-J. Formulation d'une loi d'endommagement d'un matériau élastique, *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences Paris, série II*, 1981; **292**:1309-1312.
- Marsal R.J., Ramirez de Arellano L. Performance of El Infiernillo Dam, 1963-1966, *Journal of Soils Mechanics and Foundations ASCE*, 1967; **93**(SM4):265-298.
- Marsal R.J. Large scale testing of rockfill materials. *Journal of Soils Mechanics and Foundations ASCE*, 1967; **93**(SM2):27-43.
- Marsal R.J. Particle breakage in coarse granular soils. *Proceedings of 7th ICSMFE*, Mexico, Specialty Session n°13, 1969; 155-166.
- Marsal R.J. Large scale testing of rockfill materials. *Journal of the Soil Mechanics and Foundation Division*, ASCE, 1972; **93**:27-43.
- Marsal R.J. Mechanical properties of rockfill. In *Embankment Dam Engineering -Casagrande Volume*. John Wiley and Sons (eds), New York, 1973; 109-200.
- Matyas E.L., Radhakrishna A.S. Volume change characteristics of partially saturated soils. *Géotechnique* 1968; **18**(4):432-448.
- McDowell G.R., Bolton M.D., Robertson D. The fractal crushing of granular materials, *J. Mech. Phys. Solids*, 1996; **44**(12):2079-2102.
- McDowell G.R., Bolton M.D., On the micromechanics of crushable aggregates, *Géotechnique*, 1998; **48**(5):667-679.
- Mc Dowell G.R., Khan J.J. Creep of granular materials, *Granular Matter*, 2003; **5**:115-120.
- Miller G.A., Zapata C.E., Houston S.L., Fredlund D.G., *Proceedings of the 4th International Conference on Unsaturated Soils*, Geotechnical Special Publication No. 147, ASCE, Reston, 2006.
- Moreau J.-J. Some numerical methods in multibody dynamics: application to granular materials, *European Journal of Mechanics - A/Solids* 1994; **3**:93-114.

- Nanda A., Delage P., Nedjat N., Fry J.J., Gatmiri B. The assessment of the safety of earthdams during construction : the program UDAM. *Rev. Franç. Géotech.*, 1993; **62**:23-34.
- Naylor D.J., Maranha Das Neves E., Mattar D., Veiga Pinto A. Prediction of construction performance of Beliche Dam, *Geotechnique*, 1986; **36**(3):359-376.
- Naylor D.J., Knight D.J., Ding D. Coupled consolidation analysis of the construction and subsequent performance of Monasavu dam, *Computers & Geotechnics*, 1988; **6**:95-129.
- Naylor D.J., Siu-Leung Tong, Shahkarami Amir A. Numerical modelling of saturation shrinkage , *Proceedings of Numerical models in Geomechanics NUMOG III*, H.Kreuzer R.Dungar & R.Taylor (eds), Elsevier, Amsterdam, 1989; 636-648.
- Naylor D.J., Farias M.M., Maranha J. Load Transfer in central core embankment dams due to differential settlement, *Proceedings of Int. Workshop on Dam Safety Evaluation*, 1993; **1**:71-82.
- Naylor D.J. Collapse settlement - A trap revealed, *Proceedings of Numerical models in Geomechanics NUMOG V*, Pande & Pietruszczak (eds), Balkema, Rotterdam, 1995; 557-561.
- Naylor D.J., Maranha J.R., Maranha Das Neves E., Veiga Pinto A.A. A back-analysis of Beliche Dam , *Géotechnique*, 1997; **47**(2):221-233.
- Nobari E., Duncan, J. *Effect of reservoir filling on stresses and movements in earth and rockfill dams*. International Report N°.TE-72-1. University of California, 1972; 1-186.
- Ohta H., Takahashi A., Mori Y., Ishiguro T., Fujiyama T. Safety of large rockfill dams during reservoir filling, *Proceedings of XXth International Congress on Large Dams*, Barcelona, 2006; 719-740.
- Oldecop L.A., Alonso E.E. A model for rockfill compressibility, *Géotechnique*, 2001; **51**(2):127-139.
- Oldecop L.A., Alonso E.E. Suction effect on rockfill compressibility, *Géotechnique*, 2003; **53**(3):289-292.
- Oldecop L.A., Alonso E.E. Theoretical investigation of the time-dependent behaviour of rockfill, *Géotechnique*, 2007; **57**(3):289-301.
- Potyondy D.O., Cundall P.A. A bonded-particle model for rock, *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 2004; **41**:1329-1364.
- Poulain D. *Pressions interstitielles de construction dans les barrages homogènes en matériaux argileux humides*. Thèse de Doctorat, Université Bordeaux I, 1993.
- Radjaï F., Wolf D.E., Jean M., Moreau J.-J. Bimodal character of stress transmission in granular packings, *Physical Review Letter*, 1998; **80**(1):61-80.
- Serratrice J.-F., Durville J.-L. Description des roches et des massifs rocheux, exploitation de deux bases de données, *Bulletin des Laboratoires des Ponts et Chaussées*, 1997; **211**: 73-87.
- Sowers G.F., Sally H.L. *Earth and rockfill dam engineering*, Asia Publishing House, Bombay, 1962.
- Stephenson D. *Rockfill in Hydraulic Engineering*, Developments in Geotechnical Engineering vol. 27, Elsevier, Amsterdam, 1979.
- Tran TH, Venier R, Cambou B. Discrete modelling of rock-ageing in rockfill dams. *Computer and Geotechnics* 2008; in press.
- Tsoungui O., Vallet D., Charmet J.-C. Numerical model of crushing of grains inside two-dimensional granular materials, *Powder Technology*, 1999; **105**(1-3):190-198.
- Van Eekelen H.A.M Isotropic yield surfaces in three dimensions for use in soil mechanics, *Int. J. for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 1980; **4**:89-101.
- Varadarajan A., Sharma K.G., Abbas S.M., Dhawan A.K. Constitutive Model for Rockfill Materials and Determination of Material Constants, *International Journal of Geomechanics ASCE* 2006; **6**(4):226-237.
- Veiga Pinto A.A. Previsao do comportamento estrutural de barragens de enrocamento. *Tese do Laboratorio Nacional de Engenharia Civil, Lisboa*, 1983.
- Viotti, C.B. Longitudinal Cracking at Emborcacao dam, *Proceedings of XIXth International Congress on Large Dams*, Florence, 1997; 735-747.

Partie 3

Modélisation de l'érosion interfaciale

Cette partie est dédiée à la modélisation de l'érosion d'un sol par un écoulement d'eau. L'originalité réside dans l'utilisation des équations de saut sur l'interface eau/sol. L'exemple illustratif d'application est le *piping flow erosion*, phénomène rencontré sur les digues et les barrages, ainsi qu'en milieu naturel. A l'aide d'une analyse dimensionnelle, de développements asymptotiques, et par intégration spatiale, nous déduisons des équations générales plusieurs modèles, permettant en particulier d'interpréter les essais de laboratoire (Hole Erosion Test) et de modéliser une situation d'ouvrage.

1. Mécanismes élémentaires de l'érosion

1.1. Quelques repères

Le domaine du transport sédimentaire a été fécond, depuis plusieurs décennies, en travaux portant sur l'érosion d'un fond mobile sous un écoulement à surface libre (Chanson, 1999; Graf, 1971; Raudkivi, 1998; Yalin, 1977). Ce phénomène est étudié par un très grand nombre de laboratoires, relevant essentiellement de la mécanique des fluides. Dans ces travaux, le sol est très peu considéré et, pour l'heure, les modèles d'érosion pour des sols fins avec cohésion, purement empiriques, sont très rarement identifiés sur un essai de laboratoire adapté. De plus, il y a souvent confusion entre *transport sédimentaire* et *érosion*: en hydraulique fluviale, l'érosion est vue comme un gradient spatial de capacité de transport à l'équilibre, soit un bilan entre détachement, transport et dépôt³⁹, en écoulement stationnaire. Cette vision trop globale ne nous sera pas utile.

En ce qui concerne l'érosion interne⁴⁰, la question est ancienne et la préoccupation est majeure. Huit phénomènes de détachement (la boullance, la suffusion, l'érosion régressive, le débouillage, la dissolution, la dispersion, l'entraînement et l'exsolution) et deux types de transport (transport dans un conduit, et transport dans l'espace poreux interparticulaire) ont été identifiés par Fry *et al.* (1997). Cette classification illustrée Figure 3-1 est essentiellement basée sur des observations de terrain et des raisonnements déductifs. Les phénomènes de filtration et de colmatage en sont absents. La description a été simplifiée par Foster et Fell (2001) en quatre mécanismes d'initiation et de progression : érosion par écoulement localisé dans une fissure ou un trou, érosion régressive, suffusion, érosion de contact entre deux sols (la filtration et le colmatage n'étant toujours pas considérés). Ces visions sont trop particularisées pour inspirer une modélisation.

1.2. Concepts élémentaires

Nous n'avons pas connaissance d'une description unifiée de l'érosion, dans un cadre mécanique et conceptuel général. Quelques concepts élémentaires sont proposés afin d'initier la réflexion visant à construire un tel cadre. Le mot *érosion*⁴¹ intègre implicitement :

- i) une phase érodée⁴², solide;
- ii) une phase érosive⁴³, fluide;
- iii) une interface séparant ces deux phases;
- iv) un transfert de masse entre ces deux phases.

³⁹ La formule de Meyer-Peter/Müller est une formule de transport sédimentaire, et aucunement une loi d'érosion.

⁴⁰ Interne à quoi ? La communauté francophone considère que ce qualificatif se rapporte à l'ouvrage, tandis que la communauté anglo-saxonne le considère relativement au matériau (le sol).

⁴¹ Du Latin *erodere*, ronger. Le phénomène inverse est l'*accrétion* (*accretio*, accroissement).

⁴² L'érosion suppose implicitement : i) une évolution géométrique de la phase érodée, donc ii) que l'on puisse définir une forme (i.e une *configuration*) de référence de celle-ci, donc iii) que ce soit un solide.

⁴³ L'érosion suppose implicitement : i) une adaptation de la géométrie de la phase érosive à celle de la phase érodée, donc ii) que celle-ci n'ait pas de forme (i.e de *configuration*) privilégiée, donc iii) que ce soit un fluide.

Pour modéliser une érosion, il faut être capable de modéliser un transfert de masse entre une phase solide et une phase fluide séparées par une interface. Cette interface est :

- i) mobile;
- ii) géométrique et non matérielle⁴⁴;
- iii) traversée par le flux de masse érodée.

Tous les phénomènes d'érosion - même l'érosion interne - peuvent être considérés comme interfaciaux, comme cela est illustré Figure 3-2. Il ne s'agit que d'un choix adapté de l'échelle de représentation du phénomène. Par exemple, la suffusion, qui implique un mélange de sable et d'argile doit être vue à l'échelle du grain de sable⁴⁵, pour être considérée comme une érosion d'interface. A une échelle supérieure, qui est celle du Volume Elementaire Représentatif (VER), la suffusion est une érosion de volume. De même, l'érosion régressive provoquée par une exfiltration d'eau hors d'un sable, doit être vue à une échelle qui assimile le sable à un milieu continu. A une échelle inférieure (celle du grain de sable), l'interface n'est pas définie. L'échelle de représentation pertinente pour considérer que l'érosion étudiée est interfaciale est donc celle qui permet de considérer le solide érodé comme un milieu continu et homogène. Nous avons construit la Figure 3-2 grâce à plusieurs discussions approfondies, et parfois animées.

Les particules et les forces résistantes susceptibles d'être concernées par l'érosion sont décrites sur la Figure 3-3. Les trois mécanismes élémentaires sont les suivants :

- i) **l'érosion**, défini comme un transfert de masse du solide vers le fluide à travers l'interface solide/fluide;
- ii) **le transport** de la masse érodée par le fluide;
- iii) **l'accrétion**, défini comme un transfert de masse du fluide vers le solide à travers l'interface solide/fluide⁴⁶.

Trois types d'érosion sont *a priori* à considérer⁴⁷ :

- i) **l'érosion physico-chimique**, associée à la *force ionique*⁴⁸, qui diminue l'intensité des liaisons inter-particulaires ;
- ii) **l'érosion mécanique**, associée à la *contrainte fluide*⁴⁹, qui provoque la rupture des liaisons inter-particulaires, le détachement et la mise en mouvement;
- iii) **l'érosion thermique**, associée à la *température*⁵⁰, qui induit un changement de phase solide/fluide.

⁴⁴ A deux instants différents, l'interface n'est pas définie par les mêmes particules matérielles.

⁴⁵ échelle à laquelle l'argile reste un milieu continu.

⁴⁶ Le dépôt de givre ou de glace sur une aile d'avion en vol est un exemple d'accrétion.

⁴⁷ Ce sont des propositions ! Il existe probablement encore d'autres types d'érosion. Le mot *associée* signifie *provoquée par* au sens d'une variable conjuguée via une loi de comportement : tout cela reste à étayer dans un cadre approprié de la TPI (Thermodynamique des Processus Irréversibles) pour que soit vérifié le second principe. Le vocable *érosion thermique* est un abus de langage. Toutefois, telle que nous avons défini l'érosion, la fonte d'un glaçon peut être assimilée à une érosion thermique, et probablement modélisée comme telle.

⁴⁸ Bien que ce soit une question ancienne (Arulanandan, 1975), tout reste à faire pour modéliser cela (Raudkivi, 1998).

⁴⁹ Il faut entendre *contrainte fluide* au sens générique : ce peut être la contrainte tangentielle à l'interface fluide/sol, ou alors les fluctuations de pression (Annandale, 2007).

Plusieurs types de transport et d'accrétion sont également à considérer. Le Tableau 3-1 propose une synthèse (non exhaustive) des mécanismes élémentaires. Cet effort de représentation unifiée permet de mieux comprendre le sens des mots. Ainsi, le transport sédimentaire intègre en fait érosion, transport (par charriage et suspension) et accrétion. La suffusion intègre érosion des fines (argile) et transport de ces fines à travers l'espace poral. La filtration intègre non seulement le transport des particules à travers l'espace poral et l'accrétion (dénommé dépôt, dont une conséquence ultime est le colmatage), mais aussi l'érosion des particules déposées, dénommé *relargage*.

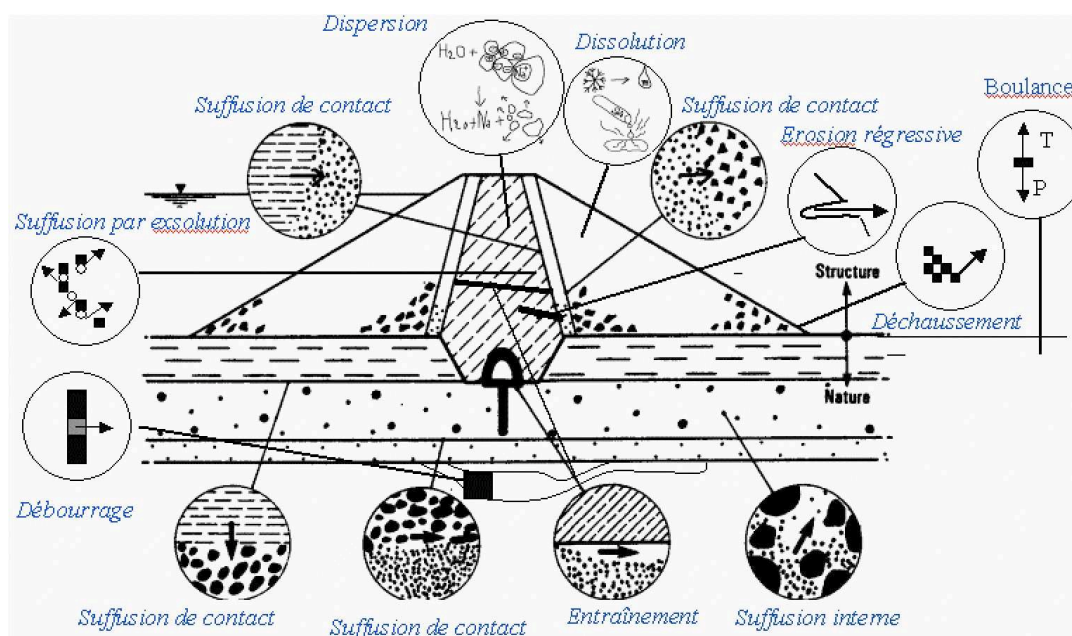


Figure 3-1. Galaxie de phénomènes liés à l'érosion interne dans un barrage (Fry et al.; 1997).

	Erosion	Transport	Accrétion
Physico-chimique	Diminution de l'intensité des liaisons Dissolution	Transport solide Transport dissous Advection Diffusion Dispersion	Capture par attraction Précipitation
Mécanique	Rupture des liaisons Détachement des particules Mise en mouvement		Dépôt par gravité Blocage géométrique Attachement des particules
Thermique	Changement de phase Solide→Fluide		Changement de phase Fluide→Solide

Tableau 3-1. Les mécanismes élémentaires liés à l'érosion.

⁵⁰ Voir par exemple Fagents et Greeley (2001) pour les questions liées aux écoulement de laves volcaniques.

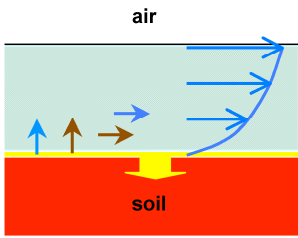
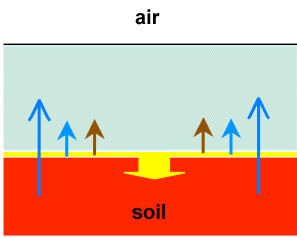
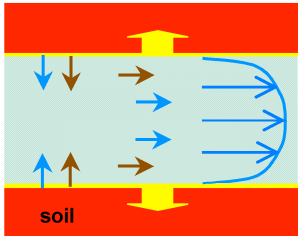
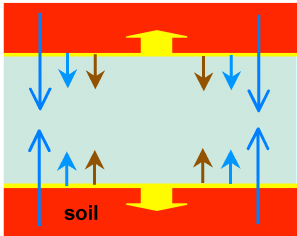
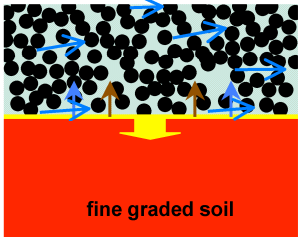
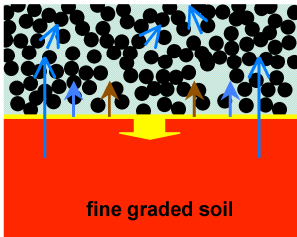
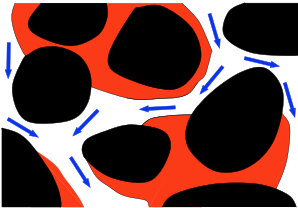
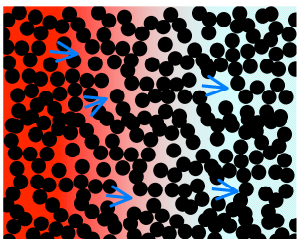
	Direction de l'écoulement	
Type d'écoulement	Tangentielle à l'interface	Normale à l'interface
<i>Écoulement à surface libre</i>	 hydraulique fluviale ou torrentielle transport sédimentaire surverse de digue ou de barrage (overtopping, overflowing)	 fluidization, heave, blow-out backward piping erosion seepage erosion sink-hole
<i>Écoulement en charge</i>	 piping flow erosion sink-hole	 sand production seepage erosion bore-hole, well-bore
<i>Écoulement interstitiel</i> Sol fin et sol granulaire bien séparés	 erosion de contact	 erosion de contact suffusion
<i>Écoulement interstitiel</i> Sol fin et sol granulaire intimement liés	 suffusion	 suffusion
 Soil/fluid interface velocity  Eroding fluid velocity  Eroded grains velocity  Eroded fluid velocity } Eroded material  Eroding two-phase fluid (water+transported grains)  Eroded two-phase soil (grains+pore water)  Coarse graded soil		

Figure 3-2. Classification des différents type d'érosion en fonction de la direction de l'écoulement par rapport à l'interface et du type d'écoulement.

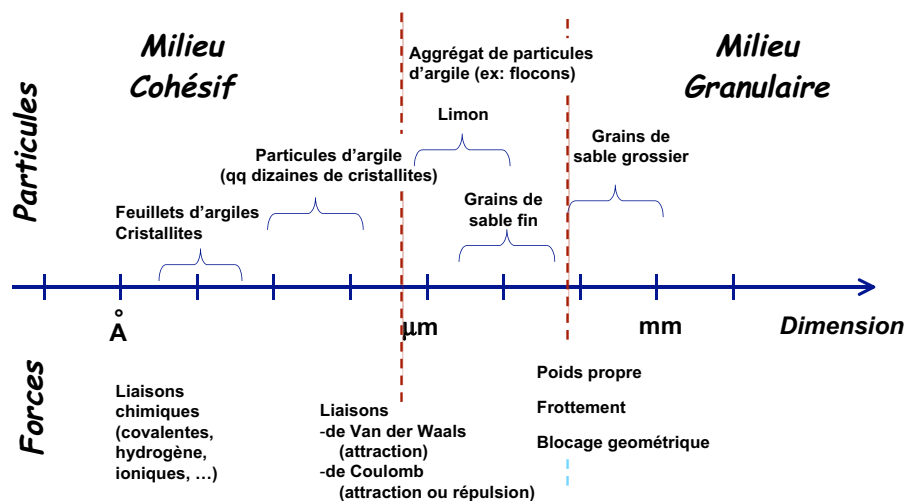


Figure 3-3. Les particules solides et les forces résistantes élémentaires.

2. Modélisation de l'érosion interfaciale

2.1. Introduction

Les domaines de l'hydraulique fluviale et du transport sédimentaire proposent une représentation globale, intégrant érosion, transport et accrétion. Les modèles sont basés sur une description intégrée sur l'épaisseur de l'écoulement à surface libre⁵¹ (Chanson, 1999; Graf, 1971). Même dans le cadre de modélisation fines comme celles de Frenette (1996) ou de Savioli (2000), la question du transport est privilégié par rapport à celle de l'érosion. Dans le domaine des barrages, l'état de l'art est décrit par Singh (1996) : les approches sont du même type. Dans le domaine pétrolier, la question de la venue de sable lors du procédé d'extraction de l'huile lourde est à l'origine de modélisations proposées par Papamichos et Vardoulakis, dans le cadre de la poromécanique et de la théorie des mélanges (Papamichos *et al.*, 2001; Papamichos *et al.*, 2006; Papamichos et Vardoulakis, 2005; Vardoulakis *et al.*, 1996; Vardoulakis *et al.*, 2001; Vardoulakis, 2004). Ces modélisations décrivent l'augmentation de porosité d'un sol soumis à une érosion par écoulement interne. Elles introduisent une troisième phase de solide fluidisé, qui représente une transition régulière entre solide et fluide. Ces trois phases sont en interaction via les équations de conservation. Un terme source dans les équations de conservation de masse décrit l'érosion. Cette approche a été validée sur des sols granulaires (sans cohésion), pour un écoulement laminaire. Notre approche est originale, au sens où nous ne considérons que deux phases (solide et fluide) séparées par une interface singulière (de discontinuité), et non par une troisième phase (solide fluidisé). Les champs (contrainte, pression, vitesse, ...) sont discontinus sur l'interface. De chaque côté de l'interface, le milieu est biphasique : d'un côté le sol, de l'autre côté l'écoulement⁵². Le point clé est l'utilisation des équations de saut.

⁵¹ Ce qui donne les équations de Saint-Venant, également appelée Shallow Water Equations.

⁵² D'un côté de l'interface, un assemblage compact de grains contenant de l'eau, et de l'autre de l'eau contenant des grains en phase dispersée.

2.2. Lois de conservation dans le volume

Nous nous intéressons à l'érosion d'une interface fluide/sol provoquée par un écoulement turbulent parallèle à cette interface. Le fluide porteur est l'eau, de masse volumique ρ^f (constante). Le matériau érodé est un sol saturé, dont le constituant solide a une masse volumique ρ^s (constante). Le fluide érosif est le mélange eau+matériau érodé. Une modélisation continue est utilisée pour représenter les particules érodées puis transportées. Les deux phases sont traitées comme des milieux continus superposés. Ces deux milieux continus se répartissent l'espace suivant la fraction massique $Y = dM_s / dM_{Total}$. Une information équivalente à la fraction massique est la fraction volumique $\phi = dV_s / dV_{Total}$. Dans le sol, la fraction volumique est la compacité, reliée à la porosité n par $\phi = 1 - n$. Les deux grandeurs équivalentes Y et ϕ sont reliées par

$$\rho^s \phi = \rho Y, \quad (1.1)$$

où ρ est la masse volumique du fluide diphasique, $\mathbf{u}$ la vitesse barycentrique massique de l'écoulement, et $\mathbf{j}$ le flux massique de diffusion de particules au sein de l'écoulement.

Ces grandeurs relatives au mélange peuvent être définies comme suit :

$$\rho = \left(\frac{Y}{\rho^s} + \frac{1-Y}{\rho^f} \right)^{-1} = \phi \rho^s + (1-\phi) \rho^f, \quad (1.2)$$

$$\mathbf{u} = Y \mathbf{u}_s + (1-Y) \mathbf{u}_f, \quad (1.3)$$

$$\mathbf{j} = Y(1-Y) \rho (\mathbf{u}_s - \mathbf{u}_f). \quad (1.4)$$

Ici, $\mathbf{u}_s$ et $\mathbf{u}_f$ sont les vitesses moyennes (au sens du VER) de déplacement des phases solides et fluides. Le volume de contrôle de l'écoulement diphasique est noté Ω . L'action des forces extérieures de volume (gravitation) est négligée devant les actions dues à la turbulence. Les équations de conservation de masse totale, de masse solide, et de quantité de mouvement total s'écrivent dans Ω :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial \rho Y}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho Y \mathbf{u}) = -\nabla \cdot \mathbf{j}, \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) = \nabla \cdot \mathbf{T}, \quad (1.7)$$

où $\mathbf{j}$ est le flux massique de diffusion de particules au sein de l'écoulement, et où $\mathbf{T}$ est le tenseur des contraintes de Cauchy dans le mélange. Ces équations sont classiques (Germain *et al.*, 1983; Lhuillier, 2003; Nigmatulin, 1990; Rajagopal et Tao, 1995). Une deuxième équation du mouvement serait en toute rigueur nécessaire, mais l'addition des hypothèses faites à laquelle s'ajoute l'hypothèse usuelle consistant à négliger les accélérations relatives fluide/solide fait que cette équation est triviale. Pour être plus

précis, on néglige les échanges de quantité de mouvement entre les deux phases (solides en suspension et fluide porteur).

Dans le sol, il est formellement possible de considérer le même système Eqs. (1.5)-(1.7), ce qui permet une écriture unifiée. Afin de rester focalisé sur l'écoulement et sur l'érosion, on considère que le sol est rigide et saturé. On prend en compte un éventuel écoulement interne représenté par la vitesse moyenne relative⁵³:

$$\mathbf{q} = (1 - \phi)(\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_s). \quad (1.8)$$

Compte-tenu de la définition de $\mathbf{j}$ Eq. (1.4), la relation entre $\mathbf{j}$ et $\mathbf{q}$ dans le sol est :

$$\mathbf{j} = -Y\rho^f \mathbf{q}. \quad (1.9)$$

2.3. Loïs de conservation sur l'interface

Le fluide et le sol sont supposés séparés par une interface Γ . D'un côté de Γ , le mélange eau+particules se comporte comme un fluide diphasique en écoulement. De l'autre côté de Γ , ce mélange se comporte comme un milieu poreux saturé. Lors d'une érosion, une fraction de mélange se trouvant du côté sol va traverser l'interface pour être dans le fluide. A deux instants, Γ n'est pas définie par les mêmes particules : ce n'est pas une interface matérielle. On suppose que Γ est une interface de discontinuité géométrique sans épaisseur. D'autres choix sont possibles (Graziano et Marasco, 2001). On note $\mathbf{n}$ la normale unitaire à Γ , orientée du fluide vers le sol, et $\dot{m}$ le flux masse total (eau +solides) traversant l'interface. Les équations de conservation de masse totale, de masse solide, et de quantité de mouvement total s'écrivent sur Γ :

$$[\dot{m}] = 0, \quad (1.10)$$

$$\dot{m}[Y] - [\mathbf{j} \cdot \mathbf{n}] = 0, \quad (1.11)$$

$$\dot{m}[\mathbf{u}] + [\mathbf{T} \cdot \mathbf{n}] = 0, \quad (1.12)$$

Ici, $[a]$ est le saut sur Γ de la grandeur a , défini par $[a] = a_{\Gamma_{flow}} - a_{\Gamma_{soil}}$, où $a_{\Gamma_{flow}}$ est la valeur de a sur Γ côté écoulement, et $a_{\Gamma_{soil}}$ est la valeur de a sur Γ côté sol. La grandeur $\dot{m}$ est définie comme suit :

$$\dot{m} = \rho(\mathbf{c}_\Gamma - \mathbf{u}) \cdot \mathbf{n}. \quad (1.13)$$

où $\mathbf{c}_\Gamma$ est la célérité de l'interface. Ces équations de saut sont classiques (Cermelli *et al.*, 2005; Coirier et Nadot-Martin, 2007; Fried et Shen, 1999; Fried et Gurtin, 2004; Morland et Sellers, 2001). L'équation (1.10) signifie que la masse qui vient du sol est égale à la masse qui traverse l'interface, et à la masse qui va dans l'écoulement, ce qui se traduit de la manière suivante :

$$\underbrace{\rho_{\Gamma_{soil}}(\mathbf{c}_\Gamma - \mathbf{u}_{\Gamma_{soil}}) \cdot \mathbf{n}}_{\text{eau et particules quittant le sol}} = \underbrace{\dot{m}}_{\text{eau et particules traversant } \Gamma} = \underbrace{\rho_{\Gamma_{flow}}(\mathbf{c}_\Gamma - \mathbf{u}_{\Gamma_{flow}}) \cdot \mathbf{n}}_{\text{eau et particules allant dans l'écoulement}}. \quad (1.14)$$

⁵³ C'est la vitesse de Darcy si l'écoulement interne est laminaire.

Dans le cas général, l'interface peut être traversée par le flux de Darcy et/ou par le flux de matière érodée. L'expression suivante, équivalente à (1.14), permet de bien distinguer ces deux types de transfert de masse :

$$\underbrace{\dot{m}}_{\substack{\text{eau et particules} \\ \text{traversant } \Gamma}} = \underbrace{\dot{m}_{er}}_{\substack{\text{eau et particules} \\ \text{quittant le sol par érosion}}} - \underbrace{\rho^f \mathbf{q}_{\Gamma_{soil}} \cdot \mathbf{n}}_{\substack{\text{eau quittant le sol} \\ \text{par exfiltration de Darcy} \\ \text{ou} \\ \text{entrant dans le sol} \\ \text{par infiltration de Darcy}}}. \quad (1.15)$$

Ici, $\dot{m}_{er}$ est le flux total de masse érodée qui traverse l'interface :

$$\dot{m}_{er} = \rho_{\Gamma_{soil}} \left[\mathbf{c}_{\Gamma} - \mathbf{u}_s \Big|_{\Gamma_{soil}} \right] \cdot \mathbf{n}. \quad (1.16)$$

Ce sont des définitions en cohérence avec le fait que l'interface, à tout instant, est liée à la matrice solide, et en aucun cas à l'eau interstitielle ou à l'écoulement externe.

L'équation de saut (1.11) montre qu'une partie du mélange est en advection, et l'autre en diffusion, de part et d'autre de l'interface, en proportions différentes. L'écriture suivante, équivalente à (1.11), met cela en évidence :

$$\underbrace{Y_{\Gamma_{soil}} \rho_{\Gamma_{soil}} (\mathbf{c}_{\Gamma} - \mathbf{u}_{\Gamma_{soil}}) \cdot \mathbf{n}}_{\substack{\text{advection relative} \\ \text{côté sol de } \Gamma}} + \underbrace{Y_{\Gamma_{soil}} \rho^f \mathbf{q}_{\Gamma_{soil}} \cdot \mathbf{n}}_{\substack{\text{diffusion} \\ \text{(Darcy)}}} = \underbrace{\rho_{\Gamma_{flow}} Y_{\Gamma_{flow}} (\mathbf{c}_{\Gamma} - \mathbf{u}_{\Gamma_{flow}}) \cdot \mathbf{n}}_{\substack{\text{advection relative} \\ \text{côté écoulement de } \Gamma}} - \underbrace{\mathbf{j}_{\Gamma_{flow}} \cdot \mathbf{n}}_{\substack{\text{diffusion} \\ \text{(particules)}}}. \quad (1.17)$$

Ceci conduit à l'écriture suivante équivalente à (1.11) :

$$\underbrace{\mathbf{j}_{\Gamma_{flow}} \cdot \mathbf{n}}_{\substack{\text{Flux massique} \\ \text{total} \\ \text{de diffusion} \\ \text{côté écoulement}}} = \underbrace{\left[Y_{\Gamma_{flow}} - Y_{\Gamma_{soil}} \right] \dot{m}_{er}}_{\substack{\text{Flux massique} \\ \text{de diffusion} \\ \text{dû à l'érosion}}} + \underbrace{\left(-Y_{\Gamma_{flow}} \rho^f \mathbf{q}_{\Gamma_{soil}} \cdot \mathbf{n} \right)}_{\substack{\text{Flux massique} \\ \text{de diffusion} \\ \text{dû à l'écoulement de Darcy}}}. \quad (1.18)$$

Le vecteur contrainte $\mathbf{T} \cdot \mathbf{n}$ se décompose en contrainte normale et tangentielle :

$$\mathbf{T} \cdot \mathbf{n} = \sigma_N \mathbf{n} + \boldsymbol{\sigma}_T, \quad \begin{cases} \sigma_N = \mathbf{n} \cdot \mathbf{T} \cdot \mathbf{n} \\ \boldsymbol{\sigma}_T = [\mathbf{I} - \mathbf{n} \otimes \mathbf{n}] \cdot \mathbf{T} \cdot \mathbf{n} \end{cases}. \quad (1.19)$$

De même, la vitesse $\mathbf{u}$ se décompose en vitesse normale et tangentielle :

$$\mathbf{u} = u_N \mathbf{n} + \mathbf{u}_T, \quad \begin{cases} u_N = \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} \\ \mathbf{u}_T = [\mathbf{I} - \mathbf{n} \otimes \mathbf{n}] \cdot \mathbf{u} \end{cases}. \quad (1.20)$$

On peut donc décomposer la relation de saut (1.12) comme suit :

$$\llbracket \sigma_N \rrbracket = -\dot{m} \llbracket u_N \rrbracket, \quad \llbracket \boldsymbol{\sigma}_T \rrbracket = -\dot{m} \llbracket \mathbf{u}_T \rrbracket. \quad (1.21)$$

Après quelques calculs, on obtient pour les contraintes normales l'expression suivante, bien connue pour les ondes de choc (Landau et Lifchitz, 1989) et équivalente à (1.21)₁,

$$\llbracket \sigma_N \rrbracket = \dot{m}^2 \llbracket \rho^{-1} \rrbracket. \quad (1.22)$$

qui montre que les contraintes normales sont nécessairement discontinues sur Γ lorsque l'interface est traversée par un flux de masse⁵⁴. On ne peut cependant rien conclure à ce stade sur les contraintes tangentielles.

2.4. Lois de comportement dans le volume

Deux lois de comportement sont nécessaires, l'une pour le tenseur des contraintes du mélange $\mathbf{T}$, l'autre pour le vecteur de diffusion $\mathbf{j}$. Plusieurs pistes peuvent être explorées, comme cela est bien synthétisé par Germain *et al.* (1983). On peut par exemple partir des lois de comportement et des vitesses de déplacement de chaque phase, soit $\mathbf{u}_s$ et $\mathbf{u}_f$ (Jackson, 2000; Massoudi, 1999). Bien que le comportement de chaque constituant puisse être considéré comme connu⁵⁵, il est délicat de proposer une loi de comportement pour une phase de particules solides dispersées, qui est vue comme un milieu continu. Nous préférons considérer d'emblée une loi de comportement pour le mélange, défini à partir d'une vitesse moyenne et d'une vitesse relative. Toutefois, nous choisissons de définir le taux de déformation comme le gradient de la vitesse moyenne volumique (Gilbert, 1987; Lhuillier, 2003), et non à partir de la vitesse barycentrique $\mathbf{u}$ Eq. (1.3) comme cela est l'usage en mécanique des fluides diphasiques. Une raison essentielle supporte ce choix : un mélange constitué de deux constituants incompressibles est incompressible, or la trace du gradient de vitesse volumique est nulle, ce qui n'est pas le cas du gradient de vitesse barycentrique.

Le taux de déformation est donc défini à partir de la vitesse volumique :

$$\mathbf{D} = (\nabla \hat{\mathbf{u}})_{\text{sym}}, \quad \hat{\mathbf{u}} = \phi \mathbf{u}_s + (1 - \phi) \mathbf{u}_f. \quad (1.23)$$

La contrainte est décomposée en parties sphérique et déviatorique:

$$\mathbf{T} = -p\mathbf{I} + \mathbf{T}^d, \quad \begin{cases} p = -\frac{1}{3} \mathbf{I} : \mathbf{T} \\ \mathbf{T}^d = \left[\mathbf{I} \otimes \mathbf{I} - \frac{1}{3} \mathbf{I} \times \mathbf{I} \right] \mathbf{T} \end{cases} \quad (1.24)$$

Nous utilisons un modèle rhéologique quadratique inspiré de celui de Julien (1995), qui introduit une viscosité effective qui diverge lorsque la concentration atteint son maximum⁵⁶ pour décrire le comportement du mélange:

$$\mathbf{T}^d = 2\mu_{\text{eff}} \mathbf{D}. \quad (1.25)$$

Le taux de déformation est un déviateur, puisque $\text{tr} \mathbf{D} = \nabla \cdot \hat{\mathbf{u}} = 0$. Ici μ_{eff} est la viscosité effective de l'écoulement turbulent, fonction de ρ et de la longueur de mélange l_m , toutes deux influencées par la concentration, et du taux de déformation équivalent $\dot{\gamma}$:

$$\mu_{\text{eff}} = \rho l_m^2 \dot{\gamma}, \quad \dot{\gamma} = \sqrt{\mathbf{D} : \mathbf{D}}. \quad (1.26)$$

⁵⁴ sauf dans le cas très particulier d'un fluide ayant la même densité que le solide.

⁵⁵ Des particules solides rigides et de l'eau visqueuse et incompressible constituent un bon point de départ.

⁵⁶ Cette description purement phénoménologique est très similaire à ce qui a été fait pour les écoulements visqueux diphasiques, avec la loi de Krieger ou la loi de Quemada.

Il est essentiel de remarquer que la viscosité effective μ_{eff} , qui est le coefficient de diffusion de la quantité de mouvement, caractérise l'écoulement, et non l'eau: elle n'a aucun rapport avec la viscosité cinématique (moléculaire) de l'eau, et correspond au modèle à longueur de mélange de Prandtl (Landau et Lifchitz, 1989; Schlichting, 1987).

Les particules de sol sont transportées en suspension: elles sont advectées (c'est à dire déplacées par le fluide porteur), et diffusées et dispersées (c'est à dire réparties spatialement). La différence entre advection et diffusion n'est due qu'à l'échelle de description considérée par rapport au parcours moyen de la particule. L'advection est décrite par le second terme de gauche de (1.6), tandis que la diffusion est décrite par le terme de droite de (1.6). On choisit une loi de diffusion isotrope pilotée par le gradient de concentration⁵⁷, avec un coefficient de diffusion effective donné par la viscosité effective :

$$\mathbf{j} = -\frac{\mu_{eff}}{S_c} \nabla Y, \quad (1.27)$$

où $S_c > 0$ est le nombre de Schmidt (rapport entre le coefficient de diffusion de quantité de mouvement et le coefficient de diffusion de masse).

2.5. Lois de comportement sur l'interface

L'interface fluide/sol est immatérielle, et mobile. La conséquence de l'approche qui est menée ici est que la connaissance de la position de l'interface est nécessaire pour accéder à la géométrie du sol⁵⁸. Le choix de modélisation est de doter l'interface, qui a une célérité propre, d'une loi de comportement. Ceci sous-entend d'introduire une variable conjuguée, et aussi de vérifier que l'entropie a toujours une évolution acceptable vis à vis du second principe de la TPI. Mes travaux, basés sur les équations de saut d'énergie et d'entropie, ne sont pas encore aboutis. Notre approche est pour le moment purement empirique sur cette question.

La loi de comportement de l'interface, qui est la loi d'érosion, est de la forme suivante :

$$\dot{m}_{er} = \begin{cases} k_{er}(\tau_{\Gamma_{soil}} - \tau_c) & \text{si } \tau_{\Gamma_{soil}} > \tau_c, \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}, \quad (1.28)$$

où τ_c est la contrainte critique (ou seuil) d'érosion, et k_{er} est le coefficient de cinétique d'érosion. La contrainte tangentielle sur Γ est :

$$\tau_{\Gamma} = \|\boldsymbol{\sigma}_T\| = \sqrt{(\mathbf{T} \cdot \mathbf{n})^2 - (\mathbf{n} \cdot \mathbf{T} \cdot \mathbf{n})^2}. \quad (1.29)$$

Cette loi d'érosion est complétée par une seconde équation constitutive sur Γ , qui concerne les vitesses tangentielles, que l'on suppose continues sur Γ :

$$[[\mathbf{u}_T]] = 0. \quad (1.30)$$

⁵⁷ Bien que cette loi de diffusion ressemble à la première loi de Fick, il ne s'agit pas d'une diffusion moléculaire, les particules considérées sont trop grandes.

⁵⁸ Et non l'inverse, qui constitue une approche différente. Par exemple, pour différencier un volume immobile d'un volume en écoulement, Pouliquen *et al.* (2006) ne considèrent pas explicitement l'interface, mais se basent sur la loi de comportement, via le nombre inertiel I . Avec cette approche, on pourrait considérer que l'érosion est une fluidification du sol. Ce point de vue est très similaire à celui de Vardoulakis et Papamichos.

Cette hypothèse forte doit être confirmée ou infirmée par des observations expérimentales, inexistantes pour le moment⁵⁹. En conséquence, les contraintes tangentielles σ_T sont continues sur Γ , et la contrainte tangentielle exercée sur le sol est égale à la contrainte tangentielle de l'écoulement sur Γ :

$$\tau_{\Gamma} = \tau_{\Gamma_{\text{def}}} = \tau_{\Gamma_{\text{flow}}} . \quad (1.31)$$

Cette loi d'érosion a historiquement été introduite pour les écoulements à surface libre il y a plusieurs décennies; c'est l'expression la plus utilisée (Ariathurai et Arulanandan, 1986; Chanson, 1999; Frenette, 1996; Graf, 1971; Knapen *et al.*, 2007; Lagrée, 2000; Mitchener et Torfs, 1996; Partheniades, 1965; Raudkivi, 1998; Zhu *et al.*, 2001). Elle est ici utilisée dans un cadre plus général *par défaut*.

Des travaux de recherches expérimentaux et théoriques sont à mener pour comprendre et modéliser l'érosion. Annandale (2007) dit en particulier que la contrainte tangentielle n'est susceptible de provoquer l'érosion que pour un écoulement laminaire; lorsque l'écoulement est turbulent, ce sont les fluctuations de pression qui expliquent l'érosion de manière satisfaisante. Par ailleurs, il nous semble problématique que la contrainte normale, qui comprend d'autres termes que la pression, n'est pas prise en compte. Enfin, les travaux d'Andréotti (2004) ont montré qu'il est nécessaire de considérer le gradient spatial du flux de masse érodée pour décrire certains phénomènes observés, comme les rides, assimilables à une rugosité induite.

Le fait que l'influence de la concentration ne soit pas prise en compte semble être une lacune : elle n'est en fait pas rhédibitoire pour les applications envisagées. En effet, nous avons constatés en pratique que les cinétiques d'érosion sont très inférieures au vitesse d'écoulement, ce qui conduit à un écoulement dilué, caractérisé par une très petite concentration qui n'influence pas le comportement du système. Une description diphasique permette de mettre cela en évidence de manière rigoureuse.

2.6. Exemples de résultats

Quelques résultats illustratifs de la thèse de Damien Lachouette (2006/2009) sont présentés. Compte-tenu de la complexité du système à résoudre, la physique a été simplifiée : l'écoulement est supposé laminaire et dilué. La méthode des domaines fictifs par pénalisation permet de considérer la position de l'interface avec un maillage cartésien (Angot *et al.*, 1999), indépendant de l'interface, afin d'éviter les remaillages. La méthode Level Set permet de décrire l'évolution de cette interface (Osher et Sethian, 1988). Afin d'éviter un maillage trop fin, un schéma en espace de degré 5 de type WENO (weighted essentially non-oscillatory) est utilisé pour calculer les gradients (Jiang et Peng, 2000). Un problème d'érosion est intrinsèquement instationnaire : un schéma de Runge-Kutta d'ordre 4 est utilisé pour les discrétisations temporelles. Enfin, une méthode de volumes finis sur maillage cartésien MAC⁶⁰ permet d'utiliser des algorithmes efficaces (Galusinski et Vigneaux, 2008).

⁵⁹ Elle est discutable: elle suppose que les particules quittent le sol perpendiculairement à Γ .

⁶⁰ Avec un maillage cartésien MAC, la pression est définie sur chaque maille, tandis que la vitesse est définie sur chaque face par sa composante normale.

Les calculs sont 2-D plans, et supposent un écoulement de Stokes. La Figure 3-4 montre deux exemples de résultats obtenus : l'érosion d'un cercle et l'érosion d'un conduit (plan) constitué d'une paroi non érodable à l'entrée, suivie d'une paroi érodable. Ces résultats, les plus récents disponibles au moment de la rédaction de ce mémoire (la thèse étant en cours), illustrent la finesse des modélisations recherchées : aucune hypothèse de nature structurelle n'est faite, et c'est bien le phénomène d'érosion *lui-même*, représenté par la célérité de l'interface fluide/sol traversée par le flux de masse érodée, qui est étudié. Il est alors tentant d'enrichir la description. La réalisation de calcul 3-D, l'introduction d'une loi de turbulence simple (de type longueur de mélange), et l'intégration de l'équation de transport de la matière érodée *mais tout en restant en écoulement dilué* représentent les pistes parmi les plus pertinentes à explorer pour mieux comprendre l'érosion interfaciale. L'un des verrous est la définition, puis le calcul, de la grandeur mécanique conjuguée, via la loi d'érosion, au flux de masse érodée. Je suis convaincu que c'est la question centrale de l'érosion.

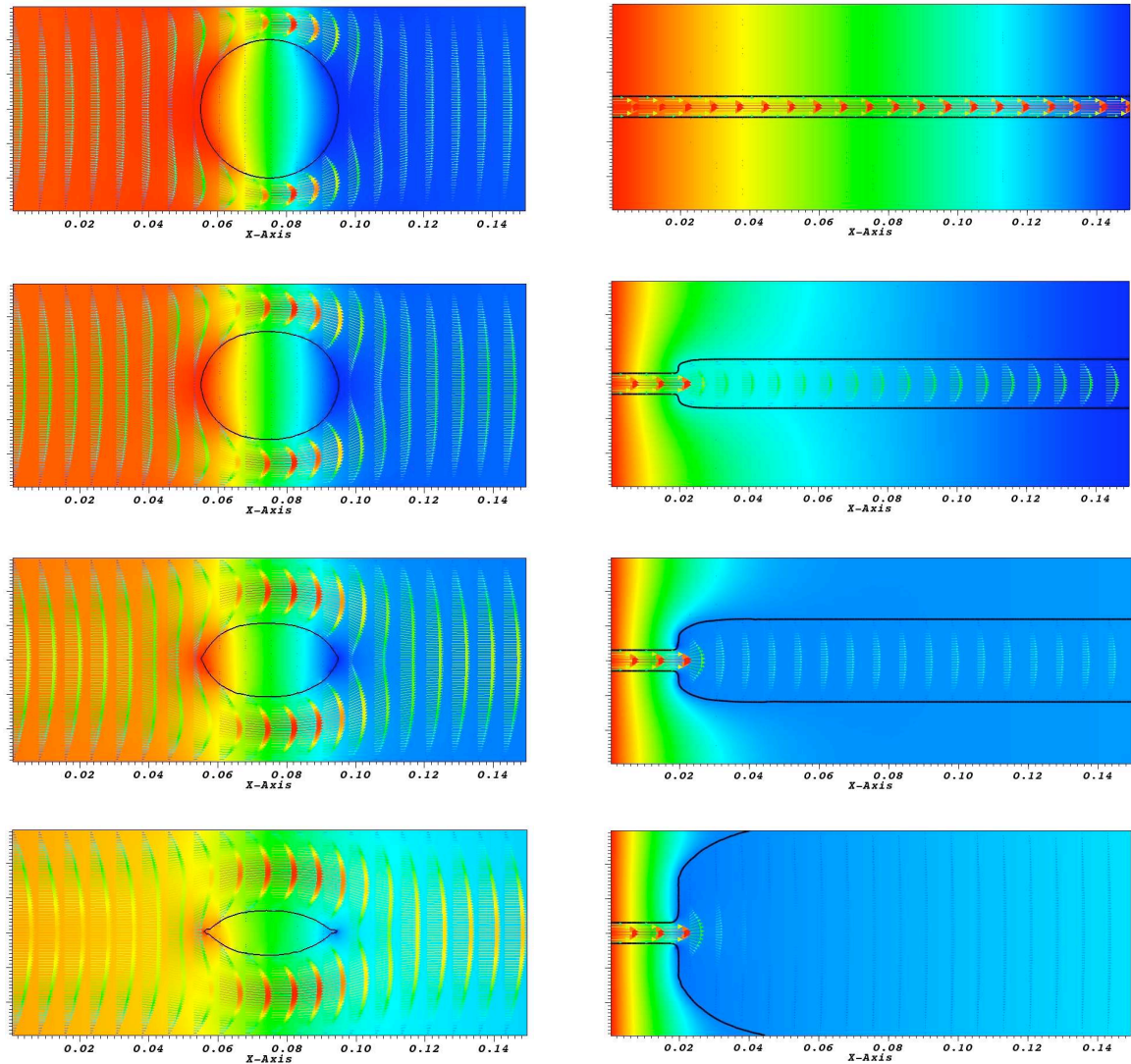


Figure 3-4. Erosion d'un cercle ou d'un conduit par un écoulement de Stokes bidimensionnel.

3. Modélisation diphasique du piping flow erosion

3.1. Introduction

L'exemple illustratif d'application, qui inclut les expérimentations de laboratoire et la rupture de barrage, concerne ce que j'appelle le *piping flow erosion*. Pour bien en comprendre le sens, il convient de distinguer :

- l'érosion régressive, ou *piping backward erosion*, souvent dénommé *renard* en mécanique des sols, ou *piping* ;
- l'agrandissement d'un conduit continu entre l'amont et l'aval, ou *piping flow erosion*.

Dans littérature de la mécanique des sols, le *piping* représente un phénomène qui se rencontre sur les barrages ou les digues (Fell et Fry, 2007; Richards et Reddy, 2007), ou en milieu naturel (Hagerty, 1991; Bryan et Jones, 1997). Il s'agit d'une érosion régressive de l'interface, provoquée par une exfiltration. C'est un écoulement laminaire normal à l'interface. Sur un ouvrage, cette érosion se traduit par la formation d'un conduit de l'aval vers l'amont⁶¹, ce qui provoque une diminution de la longueur caractéristique de sol au sein duquel l'énergie de l'écoulement est dissipée, dans le corps de l'ouvrage ou dans sa fondation, entre l'amont (la retenue ou le cours d'eau) et l'aval. Pour des niveaux amont et aval constants, cette diminution conduit à une augmentation du gradient hydraulique, qui accélère le phénomène. Pour éviter toute confusion, j'appelle ce phénomène *piping backward erosion*. Il a été abordé en mécanique des sols essentiellement pour des sols sans cohésion (granulaires) et au sens du seuil de déclenchement, et assez peu pour des sols fins et au sens de la cinétique d'érosion (Terzaghi et Peck, 1967; Ojha *et al.*, 2001; Ojha *et al.*, 2003; Reddi, 2003; Sellmeijer, 1988; Skempton et Brogan, 1994; Tomlinson et Vaid, 2000; Weijers et Sellmeijer, 1993).

Nous avons considéré de manière approfondie un exemple d'érosion interfaciale, que j'appelle *piping flow erosion*, pour bien le différencier du précédent. Il s'agit cette fois d'une érosion de sol dans un conduit continu entre l'amont et l'aval. L'écoulement est tangentiel à l'interface fluide/sol. Il est turbulent. L'érosion provoque une augmentation du diamètre du conduit, ce qui augmente la pression motrice, et accélère le phénomène si les pressions amont et aval restent constantes. Ce phénomène a été bien étudié par Sherard *et al.* (1976), y compris du point de vue hydraulique, avec le dispositif expérimental dénommé Pin Hole Test. Curieusement, depuis plus de quatre décennies, il n'est ressorti ni modélisation, ni approche quantitative : le résultat du Pin Hole Test, défini par une norme ASTM, est un résultat qualitatif !

3.2. Modélisation

Une modélisation instationnaire uni-dimensionnelle (le long de l'axe, Figure 3-5) a été proposée pour le *piping flow erosion*. Cette modélisation a été obtenue en dégradant, mais de manière rigoureuse, les expressions des lois de conservation de la manière suivante : i) développement asymptotique de type écoulement allongé, dans le même esprit que ce qui est fait pour les couches limites (Schlichting, 1987 ; Landau & Lifchitz, 1980); on obtient alors, au premier ordre, un système de type RNSP (Reduced Navier Stokes/Prandtl) similaire à celui considéré par Lagrée et Lorthois (2005); ii) intégration

⁶¹ d'où l'adjectif *régressive* qui qualifie cette érosion

spatiale sur une section. Seul le volume d'écoulement est considéré : les équations de saut à l'interface fluide/sol sont des conditions aux limites.

On note $R(x,t)$ le rayon du conduit axisymétrique, $p(x,t)$ la pression de l'écoulement, $\bar{\phi}(x,t)$ la concentration volumique moyenne de particules solides dans l'écoulement, et $\bar{u}(x,t)$ la vitesse moyenne d'écoulement axial.

Ces quatres inconnues sont associées aux équations de conservations intégrées :

$$\frac{\partial R}{\partial t} = \frac{\dot{m}}{\rho_{soil}} \left(1 + \left(\frac{\partial R}{\partial x} \right)^2 \right)^{1/2} \quad (\text{saut de masse}), \quad (1.32)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + 2 \frac{\bar{u}}{R} \frac{\partial R}{\partial x} = 0 \quad (\text{conservation de la masse totale}), \quad (1.33)$$

$$\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t} + \beta \bar{u} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x} = \frac{2\dot{m}}{R\rho_{soil}} (\phi_{soil} - \bar{\phi}) \quad (\text{conservation de la masse solide}), \quad (1.34)$$

$$\bar{\rho} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \beta \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right) = \frac{2}{R} (\tau_b - \beta' \bar{u} \dot{m}) - \frac{\partial p}{\partial x} \quad (\text{équation du mouvement}), \quad (1.35)$$

avec

$$\beta = \frac{\bar{u}^2}{\bar{u}^2}, \quad \beta' = 1 + (\beta - 1) \left(1 - \frac{\bar{\rho}}{\rho_{soil}} \right). \quad (1.36)$$

La masse volumique du mélange est $\rho = \phi(\rho^p - \rho^w) + \rho^w$, où ρ^p et ρ^w (constant) sont respectivement les masses volumiques des particules solides et de l'eau. La masse volumique du sol (constante) est $\rho_{soil} = (\rho^p - \rho^w)\phi_{soil} + \rho^w$ où $\phi_{soil} = 1 - n$ est la compacité du sol, et n sa porosité. Dans (1.35), τ_b est la contrainte tangentielle sur l'interface, les autres composantes du déviateur ayant été éliminées par les développements asymptotiques.

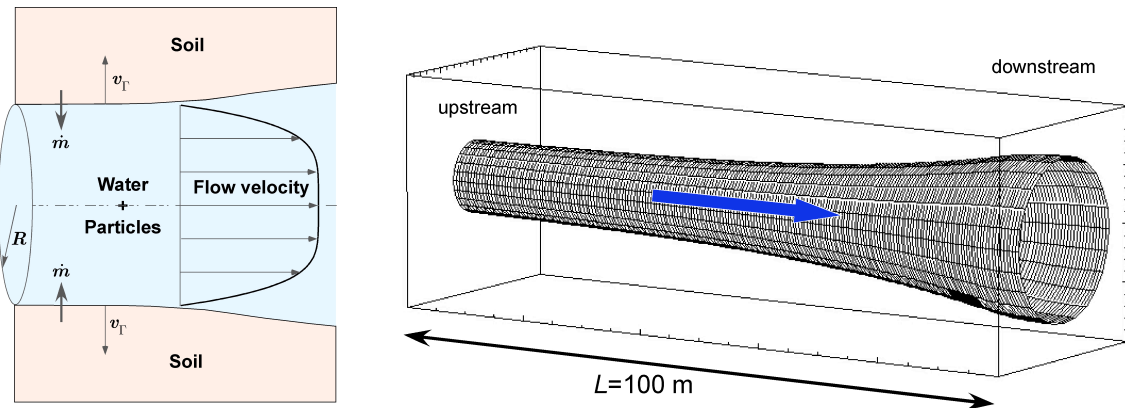


Figure 3-5. Ecoulement axisymétrique avec érosion.

La loi de comportement de l'interface s'écrit :

$$\tau_b = \tau_{soil} \text{ (continuité de la contrainte tangentielle),} \quad (1.37)$$

$$\dot{m} = k_{er}(|\tau_b| - \tau_c) \text{ si } |\tau_b| > \tau_c, \quad 0 \text{ si } |\tau_b| \leq \tau_c \text{ (érosion).} \quad (1.38)$$

L'influence de la concentration de particules solides, présente dans les équations de conservation, doit aussi être présente dans la loi de comportement de l'écoulement. L'utilisation d'un coefficient de frottement⁶² $f_b = \tau_b / (\rho^w \bar{u}^2)$ - le coefficient de Darcy-Weisbach - pour les écoulements turbulent monophasiques de conduit est bien établie (Brown, 2002; Schlichting, 1987), ce qui n'est pas le cas des écoulements diphasiques.

Nous avons construit un modèle de comportement pour cet écoulement axisymétrique turbulent et diphasique, à partir de la loi rhéologique de Julien (1995) pour les écoulement concentrés, et de la loi de frottement lisse de Barenblatt *et al.* (1997) pour la turbulence :

$$\tau_b = -\bar{\rho} f_w(R_e) f_m(\bar{\phi}) \bar{u}^2 \text{ (écoulement),} \quad (1.39)$$

avec

$$f_m(\bar{\phi}) = 1 + c_B \frac{\rho^p}{\bar{\rho}} \left(\frac{d^p}{l_m} \right)^2 \lambda(\bar{\phi}), \quad \lambda(\bar{\phi}) = \left[\left(\frac{1-n}{\bar{\phi}} \right)^{1/3} - 1 \right]^{-1} \quad (1.40)$$

$$f_w(R_e) = \left(\frac{2^\alpha \alpha_e (1 + \alpha_e) (2 + \alpha_e)}{e^{3/2} (\sqrt{3} + 5\alpha_e)} \right)^{2/(1+\alpha_e)}, \quad \alpha_e = \frac{3}{2 \ln R_e}, \quad (1.41)$$

où c_B est le coefficient de Bagnold, d^p est le diamètre moyen des particules érodées, l_m est la longueur de mélange moyenne, n est la porosité du sol, et R_e est le nombre de Reynolds de l'écoulement. La longueur de mélange a été prise proportionnelle au rayon, soit $l_m = c_l R$ où $c_l < 1$ est un coefficient. Cette loi de comportement décrit l'augmentation de viscosité effective (ici représentée par le coefficient de friction) lorsque la concentration augmente. Ce coefficient de frottement est une fonction divergente de la concentration : si la concentration approche la compacité du sol, la viscosité devient infinie (on a un solide, il n'y a plus d'écoulement).

Dans le cadre d'une modélisation plus fine, il peut être fonction de la rugosité de l'interface (Shockling *et al.*, 2006)⁶³. Enfin, le coefficient β Eq. (1.36)₁ est évalué à l'aide du profil de vitesse radiale proposé par Barenblatt *et al.* (1997) :

$$\beta = \frac{(1 + \alpha_e)(2 + \alpha_e)^2}{4(1 + 2\alpha_e)}. \quad (1.42)$$

⁶² Il s'agit d'un frottement au sens de la mécanique des fluides, qui n'a rien à voir avec le frottement sec entre deux solides.

⁶³ C'est une question délicate ! Les travaux fondateurs sont ceux de Nikuradse (1937), de Colebrook (1939) et de Moody (1944), sur des conduits industriels. En ce qui concerne des conduits dans des sols, et au sujet de la rugosité, et de son développement avec l'évolution du rayon, nous n'avons aucun élément.

Les conditions initiales et les conditions aux limites sont les suivantes :

$$R = R_0, \bar{\phi} = 0, \bar{u} = \bar{u}_0, p = \frac{p_{in}^*(L-x)}{L}, t = 0, 0 \leq x \leq L. \quad (1.43)$$

$$\bar{\phi}(t, 0) = 0, p(t, 0) = p_{in}^*, p(t, L) = 0. \quad (1.44)$$

3.3. Résultats

La simulation correspond à un cas extrême, afin de bien mettre en évidence l'influence de la concentration sur l'érosion. La longueur du conduit est $L = 100$ m et la chute de pression amont aval est de 3.33 MPa (soit 300 m de colonne d'eau). Le rayon initial est $R_0 = 3$ mm. Les paramètres d'érosion correspondent à un sol très érodable, au sens de Wan et Fell (2002). Le Tableau 3-2 contient les paramètres de la modélisation.

La Figure 3-6 contient les profils longitudinaux des inconnues $(R, p, \bar{\phi}, \bar{u})$ et de la contrainte τ_b adimensionnées en plusieurs instants. La valeur du temps caractéristique d'érosion, défini par $t_{er} = 2L\rho_{soil} / (k_{er}p_{in}^*)$, est ici $t_{er} = 11$ s. Afin de mettre en évidence l'évolution de la concentration et son influence sur le système, quatre phases ont été identifiées :

- $t / t_{er} = 0$ à 2.2; dans la partie aval, l'accumulation des particules confère à l'écoulement une caractère concentré ($\bar{\phi} / \phi_{soil} \approx 1$) qui conduit à une contrainte tangentielle importante, à un élargissement du conduit, et à de faibles valeurs de la vitesse; la Figure 3-5b montre l'élargissement du conduit à l'aval.
- $t / t_{er} = 2.2$ à 4.5; la concentration décroît mais reste importante;
- $t / t_{er} = 4.5$ à 6.8; l'écoulement devient dilué ($\bar{\phi} / \phi \rightarrow 10\%$);
- $t / t_{er} \geq 6.8$; l'écoulement est dilué ($\bar{\phi} / \phi < 10\%$); la concentration devient une variable secondaire qui n'influence pas le système.

R_0	L	p_{in}^*	c_B	d^p	c_l	ρ^p	ρ^w	ϕ_{soil}	τ_c	k_{er}
3 mm	100 m	3.33 MPa	0.01	1 mm	0.1	2700 kg/m ³	1000 kg/m ³	0.5	10 Pa	10 ⁻² s/m

Tableau 3-2. Paramètres de modélisation 1-D du piping flow erosion.

3.4. Conclusion

Le modèle unidimensionnel proposé est suffisamment général pour aborder la modélisation du *piping flow erosion*. De ces résultats, nous concluons que l'hypothèse d'écoulement dilué, qui simplifie grandement la description, est pertinente pour ce type d'écoulement dont la cinétique est bien plus importante que celle de l'érosion. Ce modèle va être simplifié pour permettre une approche particularisée des essais de laboratoire d'une part, et des situations de site d'autre part. Tout n'a pas été exploré avec ce modèle, capable de décrire les écoulements concentrés. Il est en particulier tentant d'explorer l'influence d'un terme supplémentaire de gradient spatial du flux de masse érodé dans la loi d'érosion, qui peut être lié à la rugosité, comme l'a montré Andréotti (2004).

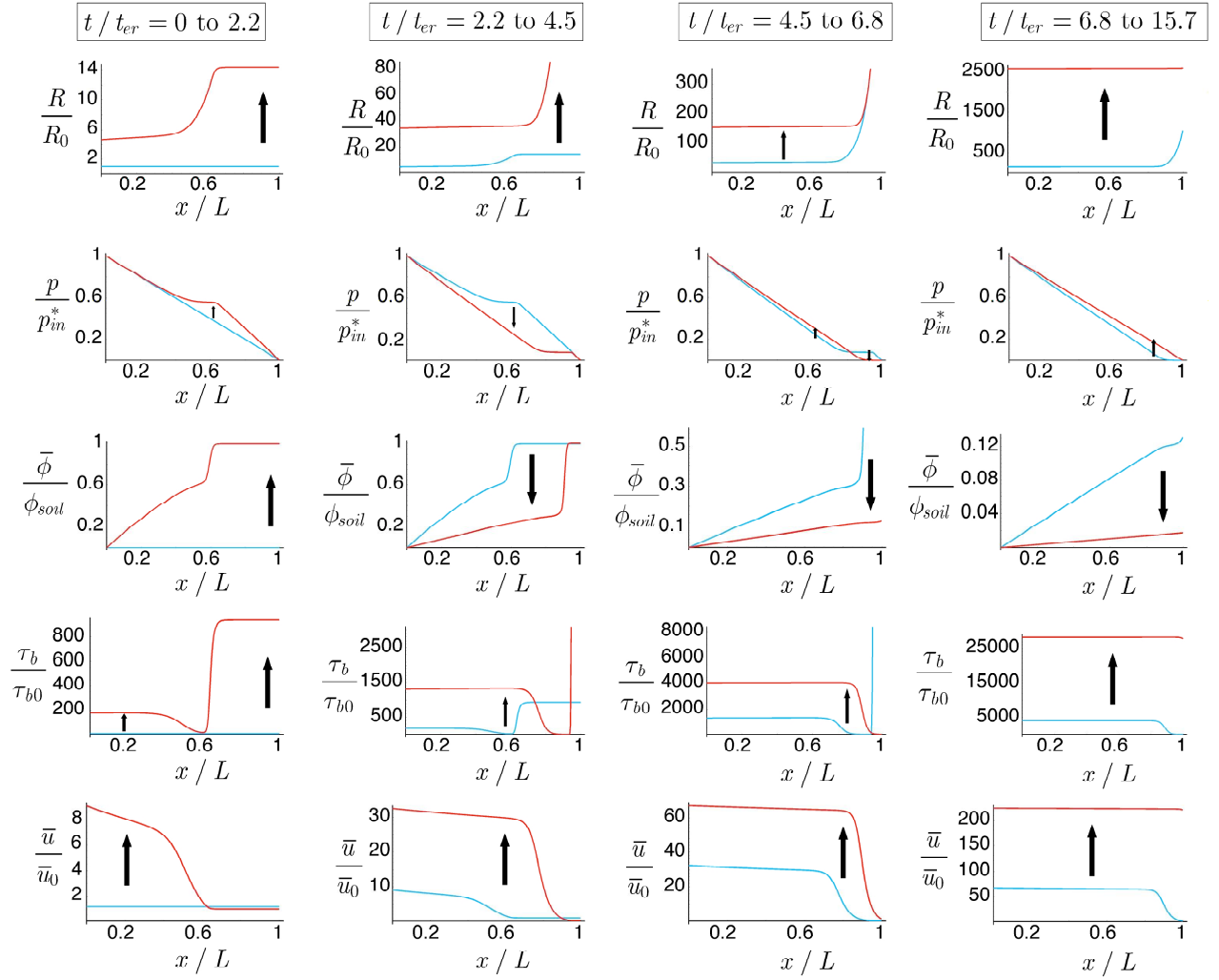


Figure 3-6. Modélisation 1-D du piping flow erosion. Profils spatiaux à plusieurs instants des grandeurs adimensionnelles suivantes : rayon R/R_0 , pression p/p_{in}^* , concentration ϕ/ϕ_{soil} , contrainte tangentielle τ_b/τ_{b0} , et vitesse $\bar{u}/\bar{u}_0$.

4. Interprétation du Hole Erosion Test

4.1. Introduction

Le Hole Erosion Test (HET) est une expérimentation permettant de reproduire au laboratoire le *piping flow erosion*, afin d'en déduire la loi d'érosion, ici représentée par deux paramètres : la contrainte seuil (ou contrainte critique) τ_c , et le coefficient d'érosion noté k_{er} . Ce coefficient d'érosion k_{er} est équivalent au coefficient d'érosion C_e de Wan et Fell (2004 (également défini par l'indice d'érosion I_e), et au coefficient d'érosion k_d de Temple et Hanson (1994) :

$$k_d [\text{m.s}^{-1}.\text{Pa}^{-1}] = \frac{k_{er} [\text{s.m}^{-1}]}{\rho_{soil} [\text{kg.m}^{-3}]} = \frac{C_e [\text{s.m}^{-1}]}{\rho_d [\text{kg.m}^{-3}]}, \quad I_e = -\log(C_e) [\text{s.m}^{-1}], \quad (1.45)$$

où ρ_{soil} est la masse volumique total du sol, ρ_d étant sa masse volumique sèche. Dans la littérature, k_d est souvent exprimé en $\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{N}^{-1}$ (ce qui correspond à $10^{-6} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Pa}^{-1}$).

L'échantillon de sol, d'une longueur L de l'ordre de la dizaine de centimètres, contient un conduit initial de rayon R_0 , de l'ordre de quelques millimètres. L'eau est alors mise en circulation. Cette circulation, si elle est suffisamment importante, provoque l'érosion du sol, ce qui conduit à un agrandissement du conduit, et à une évolution du rayon $R(t)$. Les résultats sont représentés par : i) $\Delta p(t)$, différence de pression entre l'entrée et la sortie en fonction du temps, également dénommée "chute de pression"; ii) $Q(t)$, débit volumique de l'écoulement en fonction du temps.

Cette expérimentation a fait l'objet d'investigations importantes par Wan et Fell (2002), qui ont réalisé plusieurs centaines d'essais à chute de pression constante. Le principe n'est pas nouveau : Lefebvre et al. (1985), sur des essais réalisés à débit constant, l'avait dénommé « drill-erosion test ». Le HET s'est avéré être simple, robuste et bien adapté à la caractérisation du phénomène. Il manquait toutefois une composante essentielle : un modèle d'interprétation mécaniquement fondé.

4.2. Modélisation

On considère un conduit cylindrique (longueur L , rayon $R(t)$ de valeur initiale R_0) dans un échantillon de sol homogène. On note $Q(t)$ le débit volumique, $V(t) = Q(t) / (\pi R^2(t))$ la vitesse moyenne d'écoulement et $P(t) = R_0 \Delta p(t) / (2L)$. Les grandeurs adimensionnelles suivantes sont introduites :

$$\tilde{t} = \frac{t}{t_{er}}, \quad \tilde{R} = \frac{R}{R_0}, \quad \tilde{V} = \frac{V}{V_0}, \quad \tilde{P} = \frac{P}{P_0}, \quad \tilde{Q} = \frac{Q}{Q_0}, \quad \tilde{\tau}_c = \frac{\tau_c}{P_0}, \quad (1.46)$$

où Q_0 est le débit de référence, $V_0 = Q_0 / (\pi R_0^2)$ est la vitesse de référence, $P_0 = R_0 \Delta p / (2L)$ est la pression motrice de référence, et $t_{er} = R_0 / V_{er}$ est le temps caractéristique d'érosion, fonction de la vitesse d'érosion de référence $V_{er} = k_{er} P_0 / \rho_{soil}$. Les grandeurs de référence sont celle de l'instant initial, au moment de la mise en écoulement et du début de l'érosion. Le comportement du système dépend de trois nombres adimensionnels : le nombre de Reynolds, le rapport géométrique $\varepsilon = R / L$, et un nouveau nombre que j'appelle le nombre de cinétique d'érosion, $\tilde{k}_{er} = k_{er} V$. Le modèle d'interprétation du Hole Erosion Test (HET) repose sur les hypothèses suivantes.

- 1) Le nombre de Reynolds est grand;
- 2) Le rapport géométrique est petit, donc $\varepsilon \ll 1$ (c'est à dire $R \ll L$);
- 3) Le conduit n'est pas trop long, au sens où l'accumulation de la masse érodée le long de l'axe ne transforme pas l'écoulement en suspension dense, donc $f_b \tilde{k}_{er} \ll \varepsilon$ soit $L \ll R(f_b k_{er} V)^{-1}$;
- 4) Le conduit est initialement rectiligne (en moyenne), soit $\partial R_0 / \partial x = 0$;
- 5) La cinétique d'érosion est petite, donc $\tilde{k}_{er} \ll 1$ (c'est à dire $k_{er} \ll V^{-1}$).

Les hypothèses n°1 et n°2 permettent d'utiliser les équations d'écoulement allongé. L'hypothèse n°3 permet de simplifier la description en considérant un écoulement dilué, pour lequel la concentration est une inconnue secondaire. L'hypothèse n°4 permet de

considérer des grandeurs uniformes le long de l'axe; en effet, l'analyse du comportement du système montre que si l'écoulement est dilué, alors le conduit reste rectiligne pendant l'érosion (donc $\partial R / \partial x = 0$). Enfin, l'hypothèse n°5 signifie : i) que les termes transitoires dûs à l'érosion prédominent, et que les termes transitoires dûs à l'écoulement peuvent être négligés; ii) que l'érosion est lente vis à vis de l'écoulement, et que les termes inertiels dûs à la cinétique de l'interface peuvent être négligés⁶⁴.

L'équation du mouvement se réduit à une équation d'équilibre :

$$\tau(t) = \frac{R(t)\Delta p(t)}{2L}. \quad (1.47)$$

Il en résulte les relations classique suivantes :

$$\tilde{R}\tilde{P} = \tilde{V}^2 \text{ (vitesse)}, \quad \tilde{R}^5\tilde{P} = \tilde{Q}^2 \text{ (débit)} \quad (1.48)$$

Cas d'une chute de pression constante

On considère une chute de pression constante, soit $\tilde{P} = 1$. Il vient

$$\tilde{V} = \sqrt{\tilde{R}}, \quad \tilde{Q} = \tilde{R}^{5/2}. \quad (1.49)$$

Si la sollicitation est suffisamment importante pour provoquer l'érosion ($\tilde{\tau}_c < 1$), alors la solution exacte du problème s'écrit :

$$\tilde{R}(\tilde{t}) = \tilde{\tau}_c + (1 - \tilde{\tau}_c)\exp(\tilde{t}). \quad (1.50)$$

Tous les résultats d'essais à chute de pression constante peuvent être regroupés sur une courbe maîtresse, construite en traçant le rayon adimensionné équivalent $\tilde{R} - \tilde{\tau}_c$ en fonction du temps adimensionné équivalent $\tilde{t} + \ln(1 - \tilde{\tau}_c)$, et ceci pour différents sols, avec des conduits de rayon initiaux différents, ...

Cas d'un débit constant

On considère un débit constant, soit $\tilde{Q} = 1$. Il vient

$$\tilde{V} = \tilde{R}^{-2}, \quad \tilde{P} = \tilde{R}^{-5}. \quad (1.51)$$

Si la sollicitation est suffisamment importante pour provoquer l'érosion ($\tilde{\tau}_c < 1$), alors la solution exacte du problème s'écrit :

$$\tilde{t} = \frac{f(\tilde{\tau}_c^{1/4}) - f(\tilde{\tau}_c^{1/4}\tilde{R})}{\tilde{\tau}_c^{5/4}}, \quad f(\eta) = \eta - \frac{1}{2}\arctan \eta + \frac{1}{4}\ln\left(\frac{1-\eta}{1+\eta}\right). \quad (1.52)$$

Tous les résultats d'essais peuvent être regroupés sur une courbe maîtresse, construite en traçant le rayon adimensionné équivalent $\tilde{\tau}_c^{1/4}\tilde{R}$ en fonction du temps adimensionné équivalent $\tilde{\tau}_c^{5/4}\tilde{t} - f(\tilde{\tau}_c^{1/4})$, et ceci pour différents sols, avec des conduits de rayon initiaux différents, ...

⁶⁴ Les termes inertiels de l'écoulement sont nuls pour un écoulement de conduit rectiligne.

4.3. Dispositifs expérimentaux

A notre connaissance, les premiers HET sont ceux de Christensen et Das (1973). Lefebvre *et al.* (1985) et Rohan *et al.* (1986) ont réalisé des essais à débit constant. Wan et Fell (2002; 2004) les ont réalisés à chute de pression constante. Cet essai est actuellement déployé aux Etats-Unis dans le cadre de l'évaluation de la sécurité des digues (Farrar *et al.*, 2007), et depuis peu en France, dans le même cadre.

La modélisation nous a permis de dimensionner une telle expérimentation, dont la réalisation a été portée par N. Benahmed (Cemagref). Le premier dispositif réalisé en 2004 est représenté sur la Figure 3-7. Ce dispositif a l'avantage de permettre un essai avec un conduit parallèle aux couches de sol. En revanche, la mise en place est coûteuse en temps.

Le second dispositif, représenté sur la Figure 3-8, utilise un échantillon cylindrique. La mise en place est plus rapide. On peut réaliser un essai avec un échantillon remanié et compacté manuellement dans le moule, carotté dans un moule Proctor, ou sur échantillon intact à partir d'un prélèvement in situ. Un exemple d'échantillon de sol est représenté sur la Figure 3-9 pour la version n°1 (rectangulaire), et sur la Figure 3-10 pour la version n°2 (cylindrique). L'hypothèse d'un conduit rectiligne est ici illustrée. On remarque les fluctuations de variations du rayon, assimilables à une rugosité macroscopique, dont l'initiation et le développement restent à étudier. Cette rugosité joue un rôle important, car elle augmente la dissipation mécanique.



Figure 3-7. Hole Erosion Test version n°1 en 2004 par N. Benahmed et S. Bonelli (Cemagref)

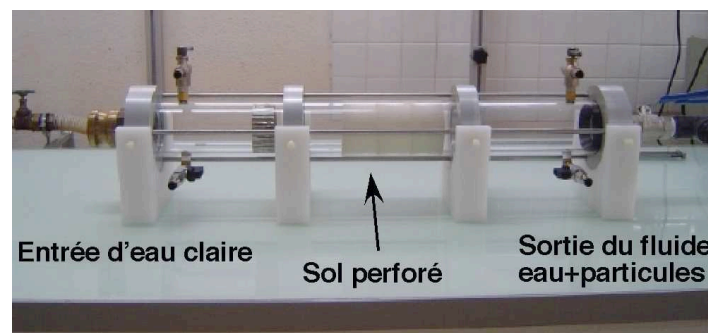


Figure 3-8. Hole Erosion Test version n°2 réalisé en 2006 par N. Benahmed et S. Bonelli (Cemagref)



Figure 3-9. HET version n°1, exemple d'échantillon avant et après érosion.

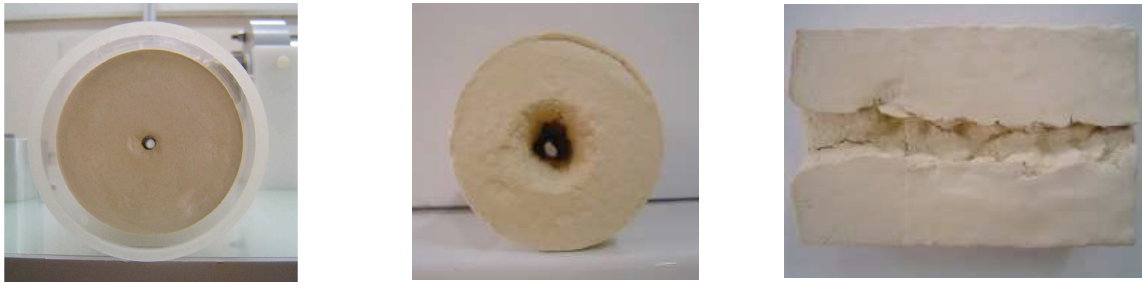


Figure 3-10. HET version n°2, exemple d'échantillon avant et après érosion.

4.4. Résultats

Essais à chute de pression constante

La loi d'échelle (1.50) est comparée à des résultats expérimentaux sur le *Hole Erosion Test* (HET) à chute de pression constante. Les résultats expérimentaux sont ceux de Wan et Fell (2002, 2004). La densité des sols ρ_{soil} / ρ_w est comprise entre 1.78 et 2.35. La teneur en eau initiale est comprise entre 8% et 38.7 %. Le trou a un rayon initial $R_0 = 3$ mm. L'échantillon a une longueur $L = 117$ mm. La vitesse de référence V_0 , qui est la vitesse moyenne de l'écoulement en début d'essai est de quelques m/s. Le nombre de Reynolds initial est de l'ordre de $Re = 2000$ à 9000 . Les contraintes seuil couvrent deux ordres de grandeur (du Pa à 10^2 Pa). Les coefficients d'érosion couvrent trois ordres de grandeur (de 10^{-5} à 10^{-2} s/m).

La Figure 3-11 et la Figure 3-12 montrent respectivement les évolutions des débits et des rayons en fonction du temps. Sans adimensionnement (notamment en temps par t_{er}), il n'aurait pas été possible de regrouper ces courbes sur un même graphique. La Figure 3-13 montre le débit adimensionné en fonction du temps équivalent $t / t_{er} + \ln(1 - \tau_c / P_0)$. Toutes les courbes de la Figure 3-11 se regroupent, bien que ce ne soit pas là le choix rigoureux pour avoir la courbe maîtresse des débits. Une manière simple d'avoir la courbe maîtresse est de tracer le rayon équivalent $R / R_0 - \tau_c / P_0$ en fonction du temps équivalent $t / t_{er} + \ln(1 - \tau_c / P_0)$, ce qui est fait sur la Figure 3-14 La partie plate de l'évolution, pour un temps adimensionnel compris en -12 et -4, reflète le fait que ces essais sont tous caractérisés par une valeur de $\bar{\tau}_c$ proche de un. Ces figures valident la loi d'échelle (1.50).

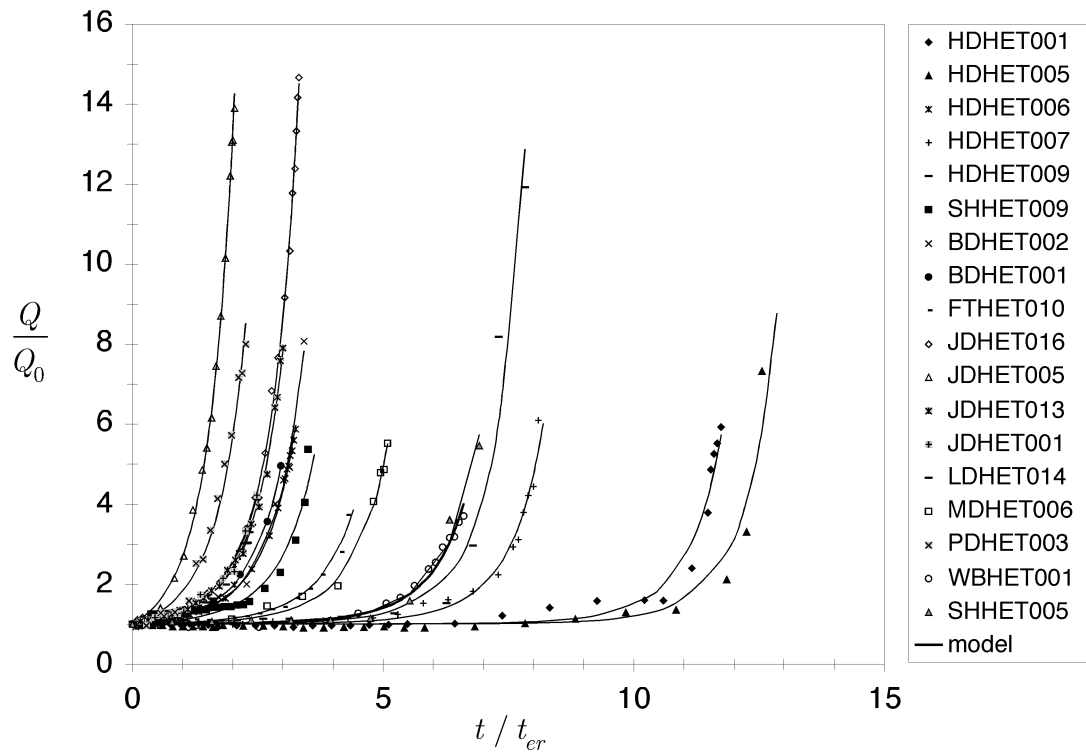


Figure 3-11. HET à gradient de pression constant, comparaison essais(symboles)/modèle(traits continus). Débit adimensionné en fonction du temps adimensionné.

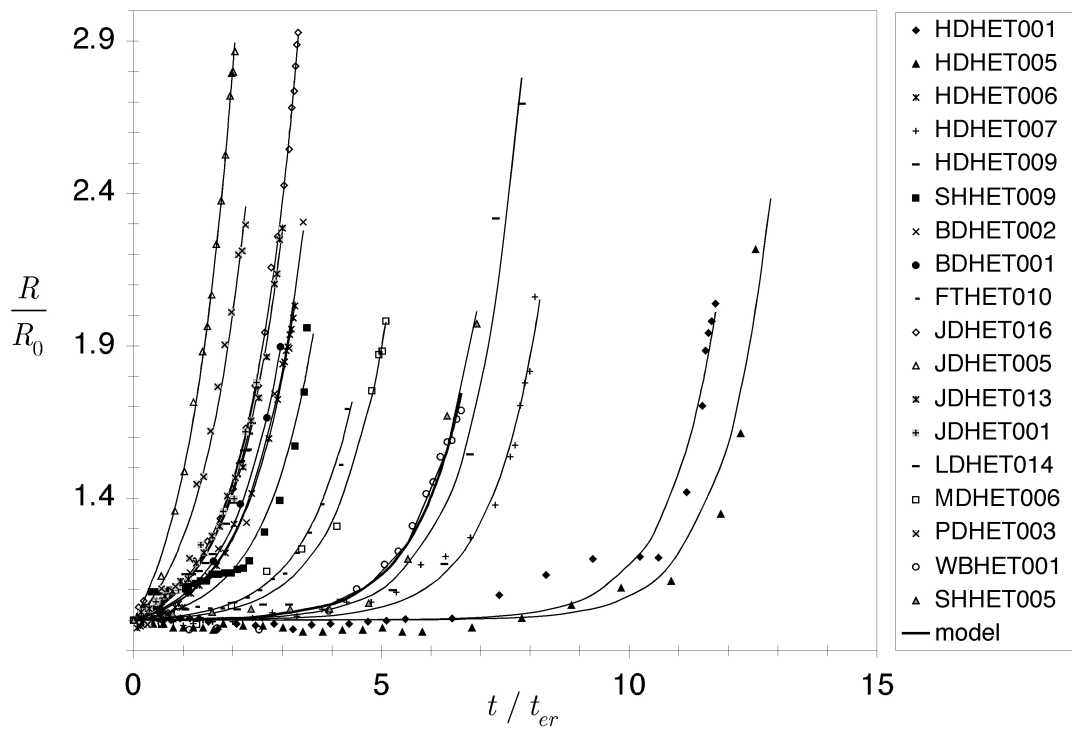


Figure 3-12. HET à gradient de pression constant, comparaison essais(symboles)/modèle(traits continus). Rayon adimensionné en fonction du temps adimensionné.

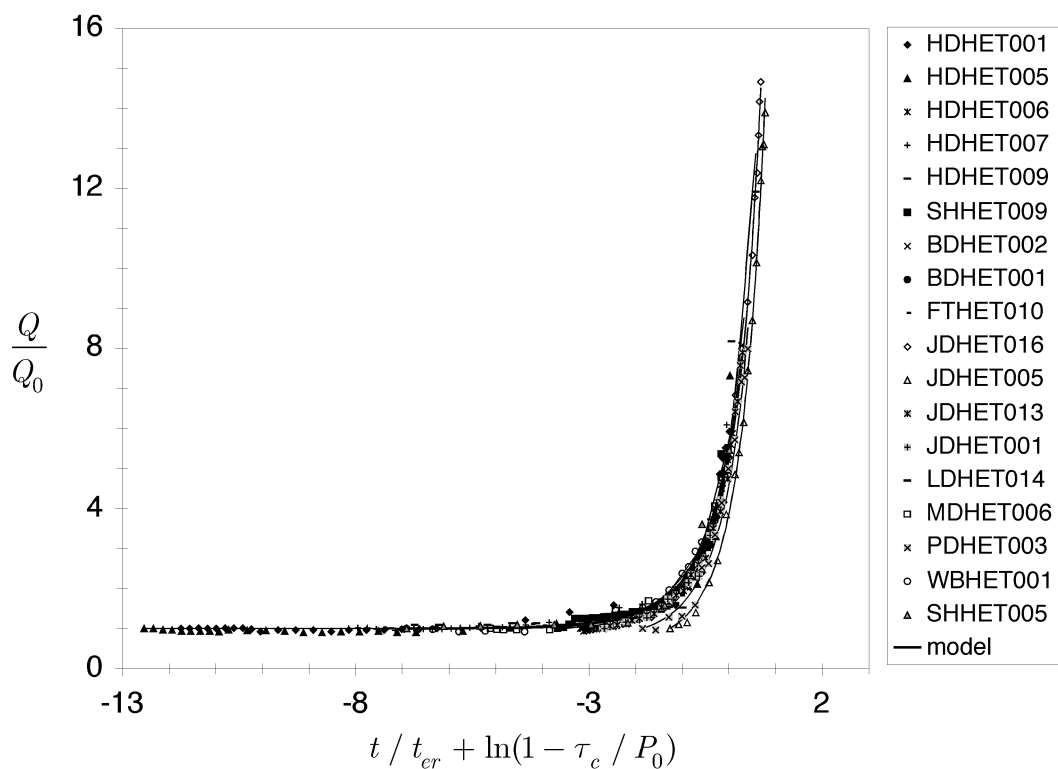


Figure 3-13. HET à gradient de pression constant, comparaison essais(symboles)/modèle(traits continus). Débit adimensionné en fonction du temps équivalent.

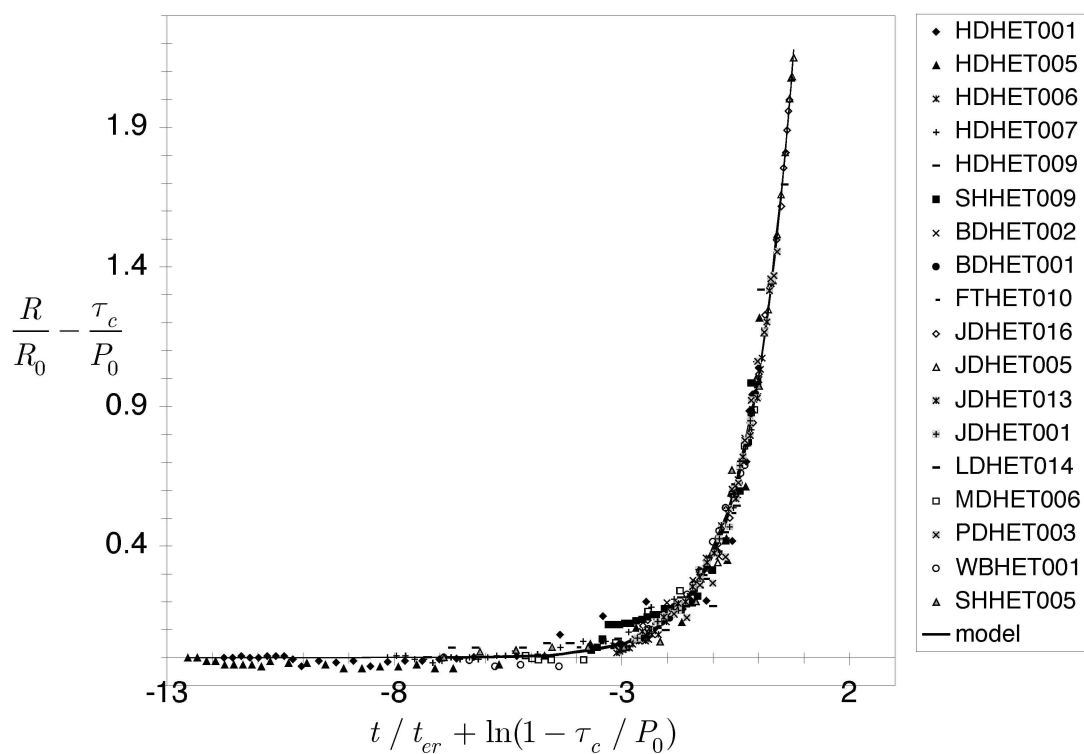


Figure 3-14. HET à gradient de pression constant, comparaison essais(symboles)/modèle(traits continus). Rayon équivalent en fonction du temps équivalent (loi d'échelle).

Essais à débit constant

La loi d'échelle (1.52) est maintenant comparée à des résultats expérimentaux obtenus sur le *Hole Erosion Test* (HET) à débit constant développé au Cemagref. Ces essais ont été réalisés par N. Benahmed avec une Kaolinite ($w_L=49\%$, $w_P=33\%$, $I_P=16\%$, densité des grains 2.6, $P_h=5$). La dimension des particules est comprise entre $1.5\ \mu\text{m}$ et $80\ \mu\text{m}$ ($D_{50}\approx 2.2\ \mu\text{m}$). Tous les essais ont été réalisés à une teneur en eau de 23% , égale à la teneur en eau optimum correspondant à un essai Proctor Normal. Le trou a un rayon initial $R_0=3\ \text{mm}$. L'échantillon a une longueur $L=170\ \text{mm}$. La vitesse de référence V_0 , qui est la vitesse moyenne de l'écoulement en début d'essai est de l'ordre de $5\ \text{m/s}$. Le nombre de Reynolds initial est de l'ordre de $Re=20\ 000$. La contraintes seuil est de l'ordre de $50\ \text{Pa}$. Le coefficient d'érosion est de l'ordre de $10^{-4}\ \text{s/m}$.

La Figure 3-15 montre la diminution de la chute de pression Δp avec le temps. La Figure 3-16 montre l'augmentation du rayon adimensionné R/R_0 en fonction du temps adimensionné t/t_{er} . La Figure 3-17 regroupe tous les résultats sur la courbe maîtresse, reliant le rayon équivalent $\tilde{\tau}_c^{1/4}\tilde{R}$ au temps équivalent $\tilde{\tau}_c^{5/4}\tilde{t} - f(\tilde{\tau}_c^{1/4})$. La partie plate de l'évolution correspond à la stabilisation du système, et à l'arrêt de l'érosion. Ces figures valident la loi d'échelle (1.52) sur le matériau étudié. Nous avons réalisé également plusieurs essais sur des sols issus de prélèvement in situ, dans le cadre de l'évaluation de la sécurité d'ouvrage hydrauliques : les résultats ont également confirmé la validité du modèle.

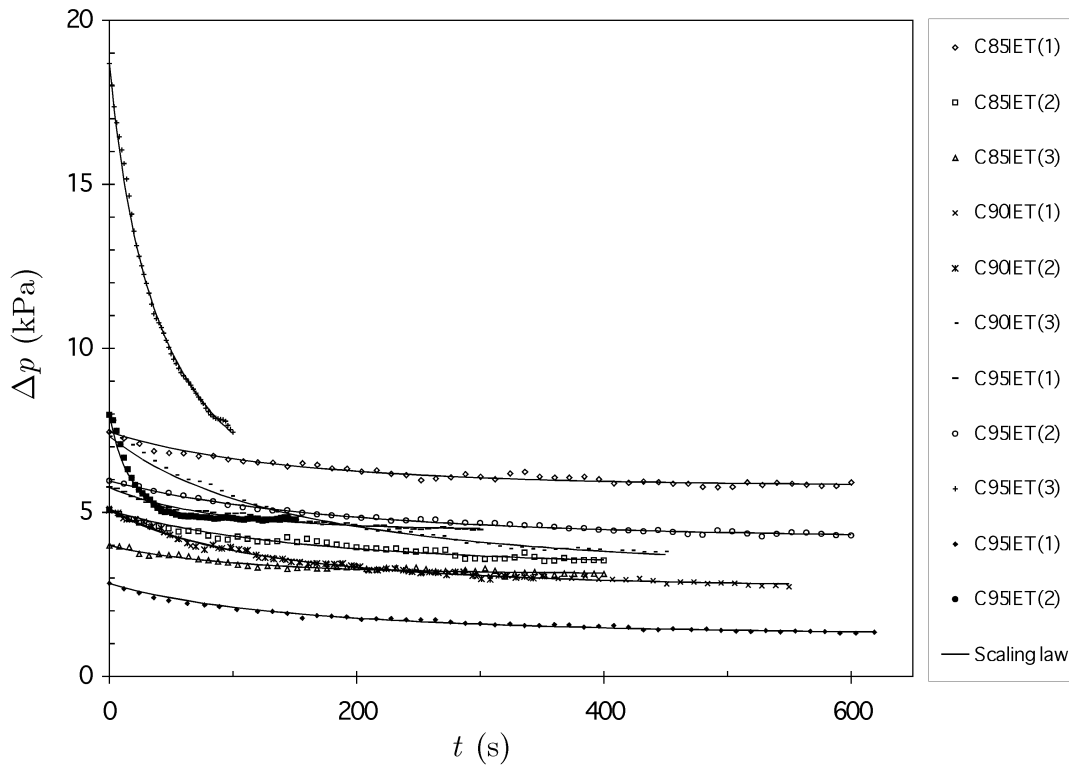


Figure 3-15. HET à débit constant, comparaison essais(symboles)/modèle(traits continus). Chute de pression en fonction du temps.

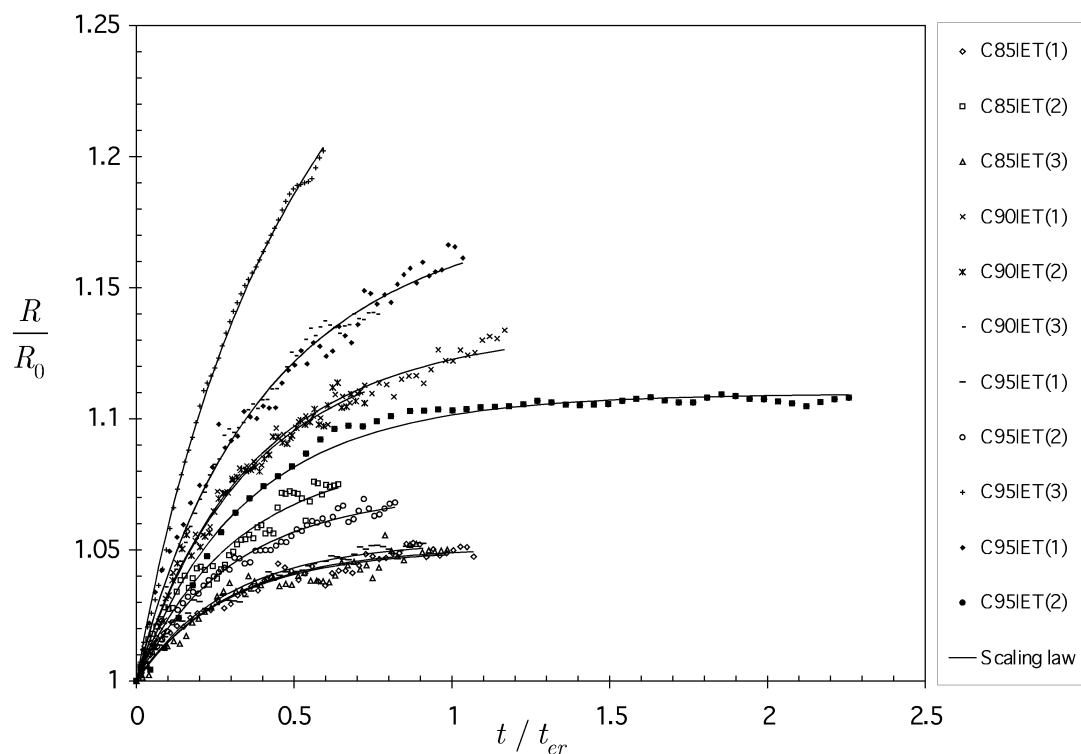


Figure 3-16. HET à débit constant, comparaison essais(symboles)/modèle(traits continus). Rayon adimensionné en fonction du temps adimensionné.

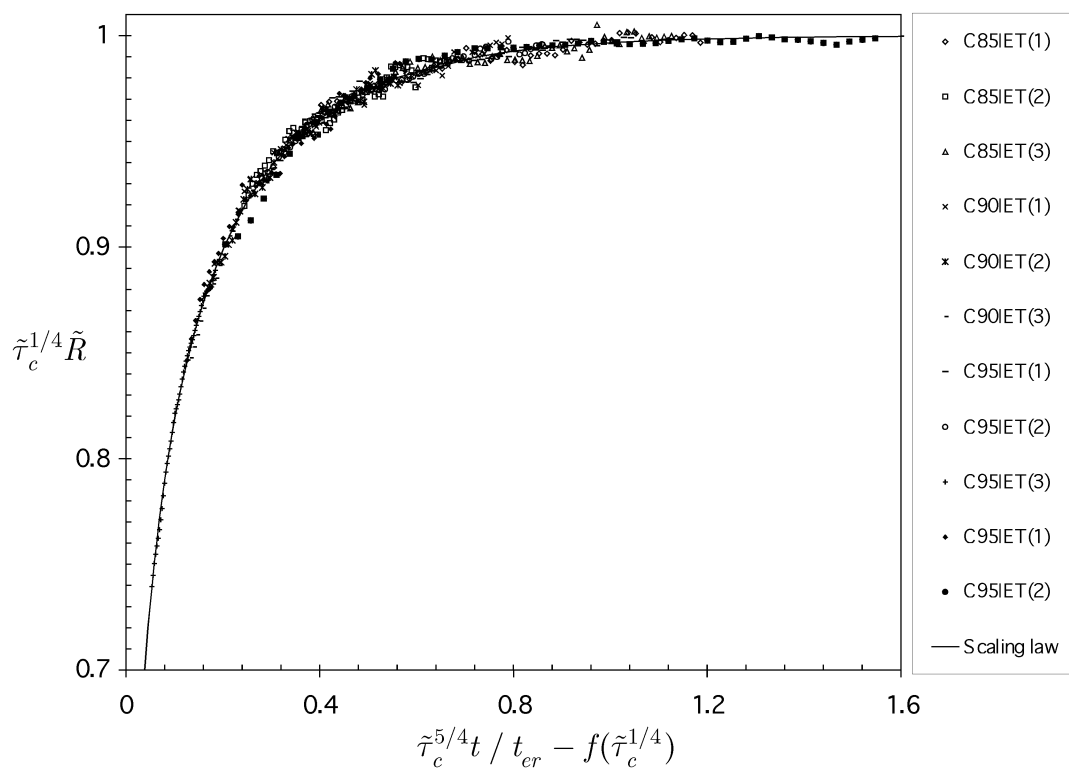


Figure 3-17. HET à débit constant, comparaison essais(symboles)/modèle(traits continus). Rayon équivalent en fonction du temps équivalent (loi d'échelle).

4.5. Conclusion

Nous avons proposé un modèle mécaniquement fondé pour interpréter le Hole Erosion Test, particularisé aux deux sollicitations fondamentales que sont : i) l'échelon de pression; ii) l'échelon de débit. Le modèle a été validé sur des résultats expérimentaux. Il a également permis de dimensionner un dispositif expérimental. Quelques perspectives quant à cette modélisation sont les suivantes : réaliser des expérimentations avec des sollicitations plus riches (des rampes de pression ou de débit par exemple); intégrer l'influence de la rugosité; intégrer l'érosion chimique. Le Hole Erosion Test est actuellement déployé aux Etats-Unis et en France dans le cadre de l'évaluation de la sécurité des barrages, digues, levées et canaux. Il est donc nécessaire de disposer de modèles d'ouvrages mécaniquement fondés, et cohérents avec l'interprétation du HET.

5. Modélisation du piping flow erosion dans un ouvrage

5.1. Introduction

L'état de l'art de la modélisation de la rupture progressive des barrages en terre et des digues est bien décrit par Singh (1996), Morris *et al.* (2006), et Wang and Bowles (2007). Les quelques avancées récentes correspondent aux projets collectifs européens [FP4-CADAM](#) (Concerted Action for Dam Break Modelling), [FP5-IMPACT](#) (Investigation of Extreme Flood Processes and Uncertainty), [FP6-FloodSite](#) (Integrated Flood Risk Analysis and Management Methodologies). En ce qui concerne le *piping flow erosion*, aucun progrès n'a été fait depuis plusieurs décennies. L'importance de ce type d'érosion est bien expliquée par Richard et Reddy (2007). Il concerne 43% des ruptures de barrages, et 54% des barrages construits après 1950 (Foster *et al.*, 2000). Aucune statistique n'est disponible pour les digues.

5.2. Modélisation

Il n'existe aucune modélisation mécaniquement fondée et cohérente avec l'interprétation des essais de laboratoire⁶⁵. Le modèle que nous proposons est celui du *piping flow erosion*, simplifié par l'hypothèse d'écoulement dilué. Il est toutefois plus général que celui qui sert à l'interprétation des essais de laboratoire : l'effet d'échelle impose de garder les termes inertiels et instationnaires, et la possibilité d'un écoulement à surface libre dans le conduit doit être considérée.

On considère un ouvrage homogène (hauteur H_{dam} , base L_{dam}) traversé par un conduit cylindrique de longueur $L(t)$ et de rayon $R(t)$ (Figure 3-18). Le niveau d'eau amont, noté $\Delta H_w(t)$, est variable. Les équations de conservation sont :

$$\frac{\partial R}{\partial t} = \frac{\dot{m}}{\rho_{sol}} \text{ (saut de masse sur l'interface),} \quad (1.53)$$

$$\frac{\partial V}{\partial x} = 0 \text{ (conservation de la masse),} \quad (1.54)$$

⁶⁵ C'est la formule de Meyer-Peter/Müller qui est utilisée comme loi d'érosion (Paquier *et al.*, 1998), alors que c'est une loi de transport !

$$\rho_w \frac{R}{2} \frac{\partial V}{\partial t} + V\dot{m} = \frac{R}{R_0} P - \tau_b \text{ (mouvement)}. \quad (1.55)$$

où $\dot{m}(t)$ est le flux de matière érodée traversant l'interface, $P(t) = R_0 \Delta p(t) / (2L(t))$ est la pression motrice, $V(t) = \langle u(x, t) \rangle$ est la moyenne sur une section de la vitesse axiale $u(x, t)$, ρ_{sol} la masse volumique totale du sol, ρ_w la masse volumique de l'eau, $\tau_b(t)$ la contrainte tangentielle exercée par l'écoulement sur le sol, $\Delta p(t)$ la chute de pression entre l'amont et l'aval, et R_0 la valeur initiale du rayon.

Ce système correspond au système diphasique introduit précédemment, simplifié avec les hypothèses suivantes : 1) l'écoulement est dilué; 2) le rayon est uniforme; 3) le profil de vitesse turbulent est tel que $\langle u^2 \rangle \approx V^2$, où $\langle u^2 \rangle$ est la moyenne spatiale du carré de la vitesse longitudinale. Lever ces hypothèses conduit à un modèle inutilement complexe pour la présente application qui n'a pour but que de donner des ordres de grandeur.

Les lois de comportement sont les suivantes :

$$\dot{m} = k_{er}(\tau_b - \tau_c) \text{ si } \tau_b > \tau_c, \quad 0 \text{ si } \tau_b \leq \tau_c \text{ (érosion)}, \quad (1.56)$$

$$\tau_b = \rho_w f_b V^2 \text{ (écoulement)}, \quad (1.57)$$

où τ_c est la contrainte critique (ou seuil) d'érosion, k_{er} est le coefficient d'érosion, et f_b est le coefficient de frottement de l'écoulement, fonction du nombre de Reynolds.

La chute de pression dans le conduit et la longueur du conduit sont des grandeurs moyennes sur une section. Ces grandeurs essentielles qui pilotent le système sont difficiles à évaluer. En effet, l'hypothèse initiale ayant permis l'obtention du modèle simplifié par développements asymptotique est que l'écoulement est allongé, c'est à dire $L \gg R$. Cette hypothèse a notamment pour conséquence que la pression est constante sur une section, au premier ordre, mais elle est plutôt mal vérifiée dans le cas de la Figure 3-18.

Dans le cas d'un écoulement en charge, le conduit est rempli d'eau, la pression s'exerce sur tout le périmètre : il est pertinent de considérer la pression moyenne et la longueur moyenne. Toutefois, si la hauteur d'eau amont est inférieure au diamètre du conduit, l'écoulement est dénoyé (i.e une partie de l'écoulement est à surface libre), la modélisation de cette situation, qui est très différente, reste à proposer. Afin d'obtenir des ordres de grandeurs, la présente modélisation a tout de même été utilisée (hors de son champ d'application donc) avec une pression moyennée sur le périmètre mouillé seulement. Ceci revient à supposer que la surface libre est connue et horizontale dans le conduit. On obtient le modèle n°1 :

$$\Delta p(t) = \begin{cases} \rho_w g [\Delta H_w(t) - R(t)] & \text{si } \Delta H_w(t) \geq 2R(t) \text{ (écoulement en charge)} \\ \rho_w g \frac{[\Delta H_w(t)]^2}{4R(t)} & \text{si } \Delta H_w(t) < 2R(t) \text{ (écoulement dénoyé)} \end{cases}, \quad (1.58)$$

$$L(t) = L_{dam} \left(1 - \frac{R(t)}{H_{dam}} \right), \quad (1.59)$$

où g est la constante gravitationnelle. Afin de mieux quantifier cette hypothèse, une expression plus simple, basée sur les valeurs de pression et de longueur à la base du conduit, a également été utilisée (modèle n°2) :

$$\Delta p(t) = \rho_w g \Delta H_w(t), \quad L(t) = L_{dam}. \quad (1.60)$$

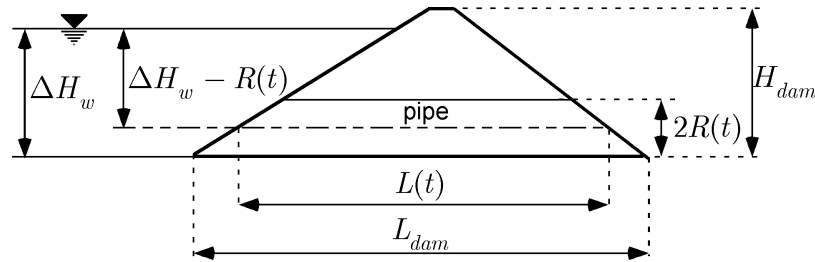


Figure 3-18. Description simplifiée du piping flow erosion dans un ouvrage.

5.3. Comparaison avec des mesures in situ

Un essai d'érosion de conduit de grande dimension a été réalisé en 2003 (Løvoll et Vaskin, 2003), dans le cadre du projet norvégien Stability and Breaching of Embankment Dams, et du projet européen du 5^{ème} PCRD IMPACT (Investigation of Extreme Flood Processes and Uncertainty). L'ouvrage est un barrage homogène en moraine de 4,3 m de haut et de 18,3 m de base, avec une pente de 1:1,4 pour les talus amont et aval. La moraine, constituée de 10% de sable et de 90% de gravier ($d_{10}=0,06$ mm, $d_{50}=5,5$ mm et $d_{max}=200$ mm), a une cohésion nulle et un angle de frottement interne de 45° . Elle a été mise en place par compactage (vibrant) de couches de 50 cm, à une teneur en eau de 8,5 % et une porosité de 0,24. Le conduit initial a un rayon de 10 cm. La rupture du barrage a été rapide : il s'est passé moins de 20 mn entre l'ouverture du conduit et l'effondrement du toit, survenu pour un diamètre de 4,2 m (Figure 3). Le niveau amont initial de 3.9 m n'a pas pu être maintenu constant. Le débit sortant est mesuré 200 m en aval.

Les paramètres d'érosion sont inconnus. La moraine est un matériau granulaire : on peut évaluer la contrainte seuil à partir de la contrainte de Shields, qui est $\tau_c = 0.047(\rho_s - \rho_w)gd$, soit τ_c [Pa] $\approx 0,8d$ [mm], ce qui conduit à une valeur correspondant au d_{50} de l'ordre de 5 Pa. Le coefficient d'érosion peut être estimé à partir de la corrélation proposée par Temple et Hanson (1994), qui est $I_e = 2 + 0.052(\rho_d / \rho_w)^{3.1} c_{\%}^{0.406}$, où $c_{\%}$ le pourcentage de fines. On obtient comme ordre de grandeur $k_{er} \approx 10^{-2}$ s/m, puisqu'ici $c_{\%} = 0$.

Le Tableau 3-3 contient les paramètres du modèle, qui ont tous un sens mécanique. La Figure 3-20 compare l'évolution du diamètre mesuré à partir d'images vidéo du talus aval, et l'évolution du diamètre donné par les deux modèles. Cette figure montre également l'évolution du niveau d'eau amont. Le modèle n°2, qui surestime la sollicitation, surestime également la cinétique d'érosion et donne un temps de rupture

environ deux fois plus petit que le temps observé. Le modèle n°1, qui tient compte (mais de manière très approximative) de la transition écoulement en charge/écoulement dénoyé, montre que le changement de pente de l'évolution du rayon est dû à cette transition.

La Figure 3-21 compare l'évolution du débit mesuré 200 m en aval du barrage, et l'évolution du débit moyen dans le conduit donné par les deux modèles. Le fait que la mesure soit faite si loin en aval conduit à une transformation du signal : celui-ci est retardé de plusieurs minutes, et la cinétique est lissée. Une comparaison directe est donc impossible. On constate néanmoins que les deux modèles donnent l'ordre de grandeur du débit de pointe (environ 200 m³/s). Nous n'avons pas connaissance de données ou mesures en diamètre et en débit sortant permettant de valider la modélisation. Dans le cas présent, cette validation nécessite des travaux complémentaires intégrant d'une part la connaissance de la relation hauteur/volume de la retenue, et d'autre part une modélisation simplifiée de la propagation de l'écoulement entre l'ouvrage et le point de mesure aval.

H_{dam} (m)	L_{dam} (m)	R_0 (m)	g (m/s ²)	ρ_w (kg/m ³)	ρ_{sol} (kg/m ³)	τ_c (Pa)	k_{er} (s/m)	f_b
4,3	18,3	0,1	9,81	1000	2341	5	1,6×10 ⁻²	6×10 ⁻³

Tableau 3-3. Paramètres de modélisation de la rupture d'un ouvrage par piping flow erosion.

5.4. Conclusion

La modélisation proposée de l'agrandissement d'un conduit par érosion dans un ouvrage hydraulique est simplifiée, mais mécaniquement fondée, et cohérente avec l'interprétation des essais de laboratoire. Elle permet d'obtenir des ordres de grandeurs de l'évolution du diamètre du conduit et du débit d'écoulement jusqu'à l'effondrement du toit. Ce résultat est une avancée par rapport à l'état de l'art publié. Cette modélisation peut être intégrée à un logiciel de calcul de rupture progressive de barrage, afin d'évaluer les données d'entrée à un calcul de propagation de l'onde de rupture.

Des travaux complémentaires sont nécessaires, essentiellement sur une expression du diamètre maximum avant effondrement, fonction de paramètres géotechniques. Les résultats sont très sensibles à la valeur du coefficient d'érosion, qui peut être obtenu au laboratoire. C'est ce point capital qui justifie le développement d'un tel modèle : un sol ayant un coefficient d'érosion dix fois plus petit conduit à un temps de rupture dix fois plus grand, ce qui peut changer le type de gestion d'un tel incident.



Début du *piping flow erosion* (t=0)



Ecoulement en charge (t=3 mn)



t=5 mn



t=7 mn



Ecoulement dénoyé dû à une baisse du niveau amont (t=9 mn)



Augmentation du niveau amont (t=12 mn)



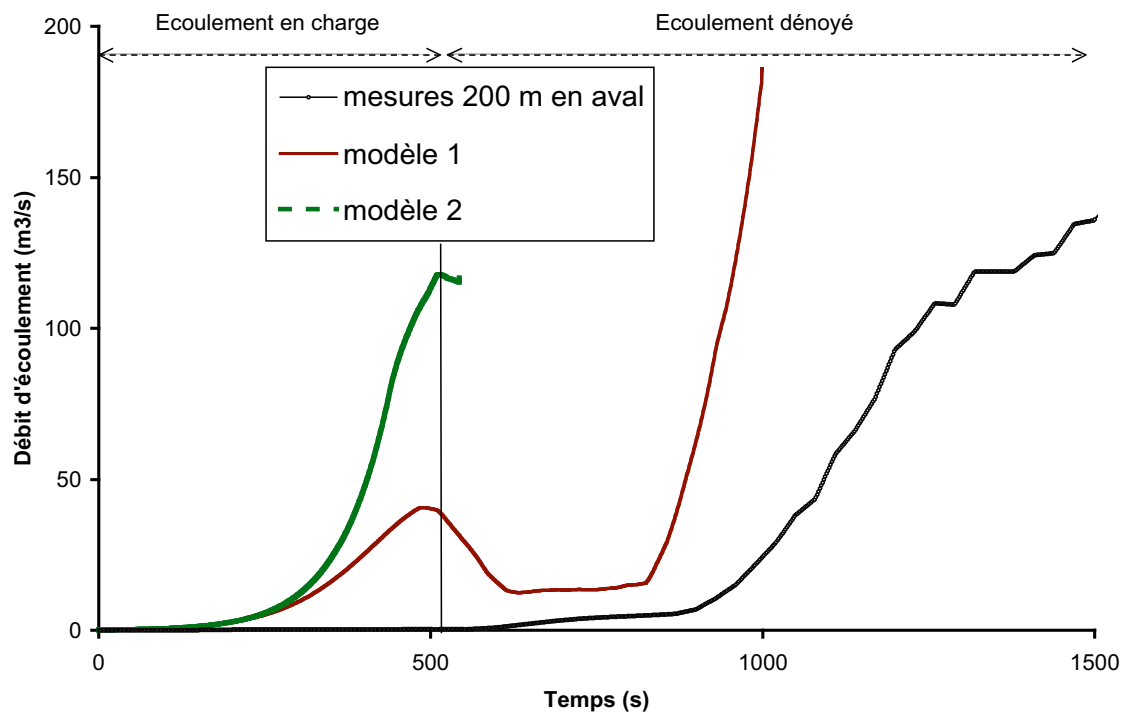
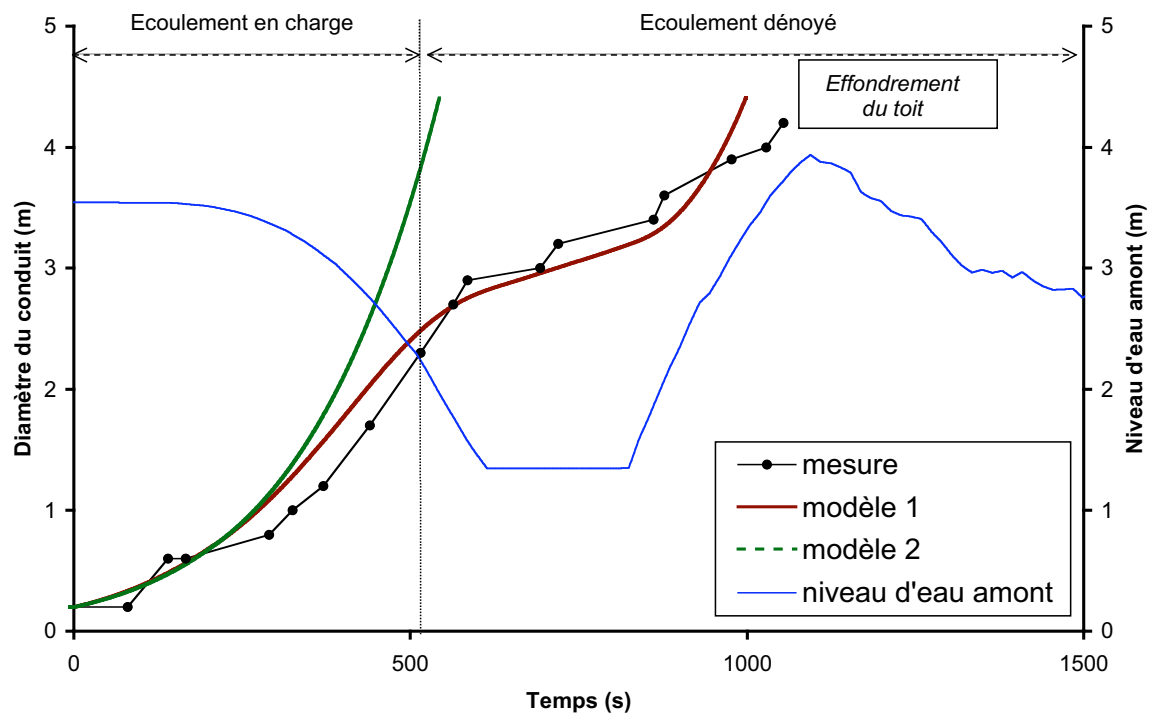
Effondrement du toit (t=15 mn)



Brèche (t=16 mn)

Figure 3-19. Expérimentation de grande dimension (Lovoll et Vaskin, 2003).

PARTIE 3. MODELISATION DE L'EROSION INTERFACIALE



6. Evaluation du temps de rupture et du débit de pointe

6.1. Introduction

Nous proposons de considérer trois phases pour la rupture (Figure 3-22) : i) une phase d'initiation, par exemple par érosion régressive (*piping backward erosion*), qui se termine par la création d'un conduit traversant qui relie l'amont à l'aval; ii) une phase d'agrandissement du rayon du conduit par *piping flow erosion*, qui se termine par l'effondrement du toit du conduit et la création d'une brèche; iii) une phase d'élargissement de la brèche et de propagation de l'onde de rupture. La cinétique d'érosion a une influence sur la vitesse de développement d'un *piping flow erosion*, et sur le temps de formation de la brèche. Cette information est cruciale pour évaluer le temps disponible pour choisir le type de gestion de l'évènement, et notamment décider de l'évacuation de la zone aval.

Lorsqu'un *piping flow erosion* est soupçonné ou a déjà été détecté in situ, la cinétique est difficile à prévoir. Les deux paramètres principaux de brèche sont le temps de rupture et le débit de pointe. Une analyse critique des relations existantes a été présentée par Wahl (1998, 2004). Ces relations empiriques sont pour la plupart de simples régressions exprimant les paramètres de brèche en fonction d'informations concernant le barrage ou la retenue. Il est impossible que de telles relations, qui ne contiennent pas d'information relative à l'érodabilité du sol, ait un quelconque caractère prédictif. De plus, ces relations ne concernent que l'érosion par surverse. Nous proposons ici des relations mécaniquement fondées et originales, reliant le rayon du conduit, le temps de rupture, et le débit de pointe, à des paramètres relatifs au barrage, dont le coefficient d'érosion fait partie.

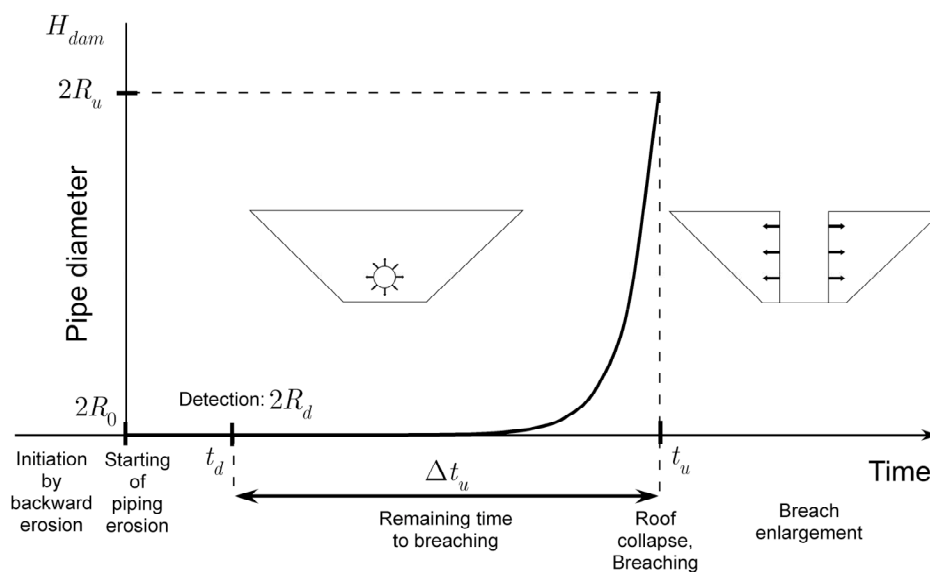


Figure 3-22. Les trois phases de rupture d'un barrage ou d'une digue par piping flow erosion.

6.2. Evolution du rayon avec le temps

Supposons que l'on ait un conduit traversant le corps de l'ouvrage. On considère une description simplifiée, où le conduit est de section circulaire, et d'axe rectiligne. On note $R(t)$ le rayon du conduit, H_{dam} la hauteur du barrage, et $L_{dam} = c_L H_{dam}$ sa base (Figure 3-18). Bien que le niveau du réservoir soit susceptible de décroître, la situation la plus critique est celle qui correspond à un niveau amont constant, et égal à la hauteur du barrage ($\Delta H_w = H_{dam}$). Les grandeurs moyennes sont définies à partir des Eqs. (1.58)-(1.59) :

$$L(t) = c_L(H_{dam} - R(t)), \quad \Delta p(t) = \rho_w g(\Delta H_w - R(t)), \quad i_w = \frac{\Delta p(t)}{\rho_w g L(t)} = \frac{\Delta H_w - R(t)}{c_L(H_{dam} - R(t))}. \quad (1.61)$$

On considère donc que le gradient hydraulique est constant, et égal à $i_w = 1 / c_L$. La vitesse avec laquelle le conduit va s'élargir dépend de l'érodibilité du sol, qui est représentée par son coefficient d'érosion k_{er} . L'augmentation du rayon du conduit provoque l'effondrement du toit, et la brèche. La loi d'évolution du rayon pour un gradient hydraulique constant est :

$$R(t) = R_0 \left[\frac{\tau_c}{P_0} + \left(1 - \frac{\tau_c}{P_0} \right) \exp \left(\frac{t}{t_{er}} \right) \right], \quad (1.62)$$

avec

$$P_0 = \frac{R_0 \rho_w g i_w}{2} \quad (\text{pression motrice initiale}), \quad (1.63)$$

$$t_{er} = \frac{2 \rho_{soil}}{k_{er} g \rho_w i_w} \quad (\text{temps caractéristique d'érosion}). \quad (1.64)$$

6.3. Estimation du temps de rupture

De l'évolution du rayon avec le temps Eq. (1.62), nous pouvons déduire une estimation du temps restant jusqu'à la rupture, définie par l'effondrement du toit. Le *piping flow erosion* a débuté à l'instant t_0 avec un rayon initial R_0 . Ces deux grandeurs sont supposées inconnues, ce qui correspond à une situation habituelle de site. La contrainte critique conduit à une borne inférieure $R_{min} = 2\tau_c / (\rho_w g i_w) < R_0$. Une inspection visuelle permet de définir l'instant de détection $t_d > t_0$, et peut fournir une estimation du débit de fuite, donc une estimation du rayon $R_d > R_0$. Soient R_u et t_u le rayon maximum et l'instant de rupture, respectivement. La valeur du rayon initial peut être négligée devant celle du rayon final, puisque $R_{min} < R_d \ll R_u$. Le temps restant jusqu'à la rupture $\Delta t_u = t_u - t_d$ est alors estimé comme suit :

$$\Delta t_u \approx t_{er} \ln \left(\frac{R_u}{R_d} \right) \quad (\text{délai entre la détection et l'effondrement}). \quad (1.65)$$

Ce résultat très important établit que le coefficient d'érosion k_{er} joue un rôle crucial, puisque $\Delta t_u \propto k_{er}^{-1}$.

6.4. Estimation du débit de pointe

Le débit de pointe est supposé correspondre au rayon maximum. Par conséquent, le temps restant jusqu'à la rupture Δt_u représente également le temps restant jusqu'au débit de pointe. Les grandeurs moyennes sont définies comme suit :

$$\text{débit de pointe : } Q_{peak} = \pi R_u^2 V_u, \quad (1.66)$$

$$\text{vitesse moyenne d'écoulement : } V(t) = \sqrt{\frac{\tau_b(t)}{f_b \rho_w}}, \quad (1.67)$$

$$\text{contrainte tangentielle : } \tau_b(t) = \frac{R(t) \Delta p(t)}{2L(t)}. \quad (1.68)$$

On introduit $\Delta p(t)$ et $L(t)$ Eqs. (1.61) dans l'Eq. (1.68), puis l'on introduit les Eqs. (1.67)-(1.68) dans l'Eq. (1.66), ce qui conduit à :

$$\text{débit de pointe : } Q_{peak} = \pi R_u^{5/2} \sqrt{\frac{g}{2f_b c_L} \left(1 - \frac{H_{dam} - \Delta H_w}{H_{dam} - R_u} \right)}. \quad (1.69)$$

Les résultats Eqs. (1.65) and (1.69) ne relient pas Δt_u et Q_{peak} à la capacité du réservoir (ce qui est mécaniquement incohérent), comme cela est habituellement proposé dans la littérature (Froehlich 1995; Wahl, 1998; Wahl, 2004). En revanche, Δt_u et Q_{peak} sont explicitement fonctions de R_u . Les relations Eqs. (1.65) and (1.69) ne peuvent par conséquent être utiles que si R_u peut être estimé *a priori*, c'est à dire avant un évènement.

6.5. Etudes de cas

Les documents correspondant aux études de cas fournissent très peu d'information. Ceci est notamment dû à l'absence de dispositifs de mesure pendant l'évènement. Lorsque qu'il y a eu un témoin visuel (ce qui est rare), les informations sont souvent biaisées par son interprétation personnelle de cet évènement exceptionnel. Dans le meilleur des cas, on connaît le temps de rupture et le débit de pointe. Le débit de fuite au moment de la détection n'est jamais estimé.

Le Tableau 3-4 et le Tableau 3-5 contiennent les données et les résultats de cette analyse simplifiée sur 18 cas documentés de rupture par *piping flow erosion*, extraits de la base de données de Wahl (1998), qui contient 108 études de cas de rupture de barrages en terre. La hauteur du barrage H_{dam} est comprise entre 6 m (Ireland No 5) et 93 m (Teton). La hauteur relative du niveau amont $\Delta H_w / H_{dam}$ est comprise entre 0.48 (Lake Latonka) et 1, avec une moyenne de 0.77. Le coefficient $c_L = L_{dam} / H_{dam}$ - qui est assimilable au gradient hydraulique - est compris entre 1.54 (Hell Hole) et 3.11 (Lake Frances), avec une moyenne de 2.32. Le temps à la rupture Δt_u est compris entre 0.5 h et 5.25 h (Teton). Le débit de pointe Q_{peak} est compris entre 79 m³/s et 65 120 m³/s (Teton). Le rayon maximum relatif $2R_u / H_{dam}$ estimé à partir de l'Eq. (1.69) est compris

entre 0.2 (Bradfield) et 0.62 (Lake Avalon). La contrainte tangentielle τ_b Eq. (1.68) à la rupture (juste avant l'effondrement du roit) est comprise entre 1 kPa (Ireland No 5) et 25 kPa (Teton). La vitesse de l'eau à la rupture V Eq. (1.67), estimée avec $f_b=0.005$, est comprise entre 16 m/s (Ireland No 5) et 70 m/s (Teton). Le choix de f_b est cohérent avec un nombre de Reynolds à la rupture compris entre 4×10^7 (Frankfurt) et 4×10^9 (Teton). Cette estimation a été réalisée à partir de résultats connus et récents (Barenblatt *et al.*, 1997; Barenblatt, 1999; Mc Keon *et al.*, 2005; Shockling *et al.*, 2006).

L'index d'érosion moyen I_{er} est finalement compris entre 2.7 (Ireland No 5) et 3.6 (Hatchtown). L'écart type est compris entre 0.08 (Lake France) et 0.24 (Frankfurt). L'écart type relatif est compris entre 2.5% (Wheatland) et 7.14% (Frankfurt). Ce résultat est très suprenant. Les index d'érosion trouvés par Wan et Fell (2002) sur plus de 200 essais au Hole Erosion Test couvrent 5 ordres de grandeur : $1 \leq I_{er} \leq 6$. Sachant que $\Delta t_u \propto 10^{I_{er}}$, ceci signifie que les ruptures de barrages concernent des sols modérément érodables à très érodables, au sens de Wan et Fell (2002), soit $I_{er} \approx 3$.

On peut déduire que : 1) les barrages sont en général construits avec ce type de sol ($I_{er} \approx 3$); 2) seuls quelques uns ont été mis en situation de rupture; 3) lorsque la rupture survient, elle est très rapide (quelques heures). On peut également faire une autre analyse : 1) les barrages sont susceptibles d'être construits avec des sols variables ($1 \leq I_{er} \leq 6$); 2) un certains nombre sont susceptibles d'être ou d'avoir été en situation de rupture; 3) seuls ceux ayant un sol modérément érodable à très érodable ($I_{er} \approx 3$) ont eu le temps de rompre.

Nom du barrage	H_{dam} (m)	ΔH_w (m)	c_L	Δt_u (h)	Q_{peak} (m ³ .s ⁻¹)	R_u (m)
Ireland No. 5, Colo.	6.0	3.8	3.0	0.5	110	1.49
Pierce Reservoir, Wyo.	8.1	8.1	3.0	1		
Lower Latham, Colo.	8.6	5.8	3.0	1.5	340	2.30
Frankfurt, Germany	9.8	8.2	3.0	2.5	79	1.19
Hebron, USA	11.6	12.2	3.0	2.25		
Kelly Barnes, Ga.	11.6	11.3	1.7	0.5	680	2.42
French Landing, Mich.	12.2	8.5	2.8	1.16	929	3.36
Lake Latonka, Penn.	13.0	6.3	2.2	3	290	2.18
Wheatland No. 1, Wyo.	13.6	12.2	3.0	3		
Lake Avalon, N.M.	14.5	13.7	2.9	2	2,320	4.47
Lake Frances, Calif.	15.2	14.0	3.1	1		
Quail Creek, Utah	18.9	16.7	3.0	1	3,110	5.13
Hatchtown, Utah	19.2	16.8	2.3	4	3,080	4.87
Little Deer Creek, Utah	26.2	22.9	2.4	0.66	1,330	3.49
Bradfield, England	29.0	29.0	1.7	0.5	1,150	2.98
Apishapa, Colo.	34.1	28.0	2.4	3.25	6,850	6.85
Hell Hole, Calif.	67.1	35.1	1.5	0.75	7,360	7.13
Teton, Idaho	93.0	77.4	2.7	5.25	65,120	17.15

Tableau 3-4. Informations concernant les études de cas. Les 5 premières colonnes sont extratites de la base de données de Whal (1998). La sixième colonne donne une estimation de R_u à partir de Q_{peak} et de l'Eq. (1.69).

Nom du barrage	τ_b (kPa)	V (m.s ⁻¹)	I_{er} (mean±std. dev.)	k_{er} (10 ⁻⁴ s.m ⁻¹)	V_{er} (m.mn ⁻¹)
Ireland No. 5, Colo.	1.25	16	2.7 ±0.18	20.6	0.08
Pierce Reservoir, Wyo.			2.9 ±0.09	12.7	
Lower Latham, Colo.	2.09	20	3.1 ±0.15	7.8	0.05
Frankfurt, Germany	1.60	18	3.4 ±0.24	4.2	0.02
Hebron, USA			3.2 ±0.08	6.2	
Kelly Barnes, Ga.	13.72	52	2.9 ±0.16	13.7	0.57
French Landing, Mich.	3.43	26	3.0 ±0.13	10.5	0.11
Lake Latonka, Penn.	1.87	19	3.5 ±0.18	2.9	0.02
Wheatland No. 1, Wyo.			3.3 ±0.08	4.8	
Lake Avalon, N.M.	6.85	37	3.2 ±0.12	6.8	0.14
Lake Frances, Calif.			2.8 ±0.08	15.4	
Quail Creek, Utah	14.13	53	2.8 ±0.12	14.5	0.61
Hatchtown, Utah	8.53	41	3.6 ±0.12	2.8	0.07
Little Deer Creek, Utah	6.07	35	2.8 ±0.17	17.3	0.32
Bradfield, England	8.47	41	2.8 ±0.19	16.2	0.41
Apishapa, Colo.	10.79	46	3.4 ±0.12	4.0	0.13
Hell Hole, Calif.	10.61	46	2.9 ±0.15	11.7	0.37
Teton, Idaho	24.85	71	3.5 ±0.11	3.3	0.25

Tableau 3-5. Estimation de grandeurs mécaniques sur des études de cas extraites de la base de données de Whal (1998). L'index d'érosion est $I_{er} = -\log k_{er}$.

6.6. Conclusion

Des formules simplifiées, mais mécaniquement fondées, pour évaluer l'évolution du rayon, le temps de rupture et le débit de point sont proposées. Elles sont fonction de paramètres ayant un sens physique. Ces formules ont permis d'analyser 18 cas de rupture de barrages par *piping flow erosion*, et d'en déduire un ordre de grandeur du coefficient d'érosion. Il se trouve être peu variable, et correspondre à un sol modérément à rapidement érodable. Ce résultat reste à analyser et à comprendre à la lumière d'investigations complémentaires. Le rayon maximum avant effondrement est un paramètre important pour quantifier le débit de pointe. Nous n'avons pas connaissance d'expression permettant d'estimer *a priori* ce rayon maximum, par exemple en fonction de la résistance du sol. Des travaux restent à mener sur ce sujet.

7. Perspectives

Conclusion

La modélisation de l'érosion des sols est loin d'être aboutie, bien que ce soit un sujet ancien. Nous avons proposé un cadre mécaniquement fondé, basé sur les équations de champ diphasiques et sur les équations de saut sur l'interface eau/sol. Afin de pouvoir confronter modélisation et expérimentation, un exemple illustratif a été approfondi. Il s'agit du *piping flow erosion*, phénomène rencontré sur les ouvrages hydrauliques et en

milieu naturel. Le système d'équations a été particularisé au cas de cet écoulement allongé.

L'analyse du système montre que l'écoulement peut être supposé dilué, contrairement à l'intuition initiale, car la vitesse d'érosion est nettement inférieure à celle de l'écoulement. Une modélisation mécaniquement fondée des essais de laboratoire dénommé Hole Erosion Test (HET) est proposée, et validée à l'aide de plusieurs résultats expérimentaux. Ce modèle a également permis de dimensionner un tel dispositif, qui a été mis à disposition de la profession.

La modélisation d'une situation d'ouvrage est réalisée avec le même esprit : elle est cohérente avec l'interprétation des HET. Cette modélisation est validée à l'aide des résultats d'une expérimentation de rupture de barrage de grande dimension. Enfin, nous déduisons du modèle des formules simplifiées permettant d'accéder rapidement à des ordres de grandeurs de temps de rupture et de débit de pointe.

Le cas du *piping flow erosion* a été analysé de manière approfondie, et la priorité est maintenant à la diffusion des résultats dans la pratique (technique expérimentale et interprétation, modélisation d'ouvrage). Cette diffusion est en cours en France au sein du projet ERINOH, au sein duquel collaborent industriels et laboratoires de recherche. Les résultats obtenus sont déjà utilisés dans le cadre de l'évaluation de la sécurité des digues. De plus, je suis en contact avec les laboratoires d'hydraulique de l'USBR (l'un des plus importants gestionnaires de barrages aux Etats-Unis) et de l'ARS (Agricultural Research Service, qui mène des recherches sur la sécurité des digues et des barrages), qui utilisent déjà le modèle d'interprétation du HET.

D'autres types d'érosion interfaciales peuvent être abordés de la même manière, notamment l'érosion de contact, l'érosion régressive, et également l'érosion de jet. La généralité du modèle théorique et du modèle numérique développés, et la rigueur de la méthode permettant de particulariser la description (analyse dimensionnelle, développement asymptotiques, ...) devraient permettre de réaliser des avancées scientifiques pour ces types d'érosion. Une thèse Cemagref/LTHE/EdF a été montée sur l'érosion de contact, avec P. Philippe (Cemagref), Y.-H. Faure (LTHE), J.-J. Fry et J.-R. Courivaud (EdF/CIH).

Un cadre de lois d'érosion thermodynamiquement cohérent

La formulation d'un cadre théorique pour les lois d'érosion interfaciale mécaniques dans le cadre de la TPI reste à faire. La question est celle de la variable conjuguée à associer aux flux de masse érodée. Une extension tentante est de généraliser la loi d'érosion, en considérant également le gradient spatial du flux de masse érodée, qui devrait correspondre à un modèle à gradient de variable interne, pour décrire la rugosité. Formellement, il n'est bien sûr pas très difficile d'écrire les équations de saut correspondant aux bilans d'énergie et d'entropie. Les premières questions sont relatives aux choix. Doit-on avoir une description diphasique de l'écoulement près de l'interface, ou peut-on faire l'hypothèse d'un écoulement dilué ? quelle description de l'écoulement est la plus pertinente près de l'interface : sous-couche visqueuse ? influence de la turbulence ? Doit-on décomposer la pression en pression moyenne et en fluctuations de pression ? Ces questions mettent en évidence les difficultés rencontrées : la description

d'un écoulement diphasique et turbulent contenant des particules lourdes près d'une paroi susceptible d'être rugueuse (et poreuse) est une question ouverte.

Un modèle numérique 3-D d'érosion

En ce qui concerne la mise en œuvre numérique 3-D, des modélisations fines d'écoulement dilué provoquant l'érosion d'un massif de sol quelconque sont en cours, avec F. Golay; P. Seppecher et C. Galusinky (Université du Sud Toulon Var et Imath). Une telle entreprise est inédite : tous les modèles numériques capables de décrire une érosion en milieu naturel sont particularisés, et ont vision globale de type transport sédimentaire. L'introduction d'une loi de turbulence simple (de type longueur de mélange), et l'intégration de l'équation de transport de la matière érodée *mais tout en restant en écoulement dilué* représentent les pistes parmi les plus pertinentes à explorer pour mieux comprendre l'érosion interfaciale. L'un des verrous est la définition, puis le calcul, de la grandeur mécanique conjuguée, via la loi d'érosion, au flux de masse érodée. En attendant les résultats des travaux théoriques sur cette question centrale, nous continuerons à supposer que c'est la contrainte tangentielle. Il restera alors à définir celle-ci sur l'interface (qui est une paroi) : la modélisation de la rugosité de celle-ci devient nécessaire.

Homogénéisation périodique

Des résultats récents ont été obtenus pour la suffusion, abordée dans le cadre de l'homogénéisation périodique : à l'échelle du grain de sable, la suffusion peut être assimilée à une érosion interfaciale de l'argile au sein de la matrice granulaire (Bouddour *et al*, 1996). Ces travaux sont menés avec D. Marot (IUT de Saint-Nazaire et Gem) pour les expérimentations, et S. Bourgeois (Ecole Centrale de Marseille et LMA) pour l'homogénéisation périodique. Les approches théoriques et numériques, menées de front, montrent déjà quelques tendances :

- Si l'on suppose que c'est la contrainte tangentielle microscopique qui érode l'argile, alors c'est le gradient de pression global qui pilote le terme source d'érosion dans l'équation de conservation de la masse macroscopique, et non la vitesse d'écoulement. La valeur locale de la pression n'y joue aucune rôle, au premier ordre.
- Il n'est pas pertinent de faire l'hypothèse d'isotropie vis à vis de l'écoulement interne. L'érosion dépend de la direction globale du gradient de pression par rapport à l'arrangement microscopique des grains de sable et de l'argile, et modifie localement la microstructure. Le tenseur de localisation, qui relie le gradient de pression globale à la contrainte tangentielle locale et qui joue un rôle essentiel, va évoluer avec l'érosion.
- La notion de seuil d'érosion est complexe pour la suffusion, car elle dépend de la direction de sollicitation et de la microstructure, modifiée par l'érosion. La moyenne spatiale d'une loi de seuil donne une loi d'évolution bien plus complexe, ce qui est déjà connu depuis longtemps en plasticité.
- La suffusion étant vue comme une érosion interfaciale, le coefficient d'érosion interfaciale, qui joue déjà un rôle majeur pour l'érosion de surface et pour le *piping flow erosion*, est également une grandeur pertinente pour quantifier la cinétique d'érosion interne par suffusion. Ce résultat est très important car aucun paramètre n'a encore été proposé. Les ordres de grandeur du coefficient d'érosion que nous avons obtenus sur la

suffusion par comparaison à des résultats expérimentaux sont cohérents avec ce qui a été quantifié pour le *piping flow erosion*.

8. Références bibliographiques

- Andréotti B. A two-species model of aeolian sand transport, *Journal of Fluid Mechanics*, 2004; **510**:47-70.
- Angot P., Bruneau C.-H., Fabrie P. A penalization method to take into account obstacles in incompressible viscous flows. *Numerische Mathematik*, 1999; **81**:497-520.
- Annandale G.W. How does water-soil interaction lead to erosion? *Geo-Denver 2007: New Peaks in Geotechnics*, 2007; **GSP167**.
- Ariathurai R., Arulanandan K. Erosion rates of cohesive soils. *Journal of the Hydraulics Division ASCE* 1986; **104**(2):279-283.
- Arulanandan K. Fundamental aspects of erosion of cohesive soils. *Journal of the Hydraulics Division ASCE*, 1975; **101**(HY5):635-639.
- Barenblatt G.I., Chorin A.J., Prostokishin V.M. Scaling laws for fully developed turbulent flow in pipes. *Applied Mechanics Reviews*, 1997; **50**(7):413-429.
- Barenblatt G.I. Scaling laws for turbulent wall-bounded shear flows at very large Reynolds numbers, *Journal of Engineering Mathematics*, 1999; **36**:361-364.
- Bouddour A., Auriault J.-L., Mhamdi-Alaoui M. Erosion and deposition of solid particles in porous media: Homogenization analysis of a formation damage, *Transport in Porous Media*, 1996; **25**(2):121-146.
- Brown G.O. The history of the Darcy-Weisbach equation for pipe flow resistance. In *Environmental and Water Resources History*, A. Fredrich, and J. Rogers eds., ASCE, Reston, VA, 2002; 34-43.
- Bryan R.B., Jones J.A.A. The significance of soil piping processes: inventory and prospect, *Geomorphology*, 1997; **20**:209-218.
- Cermelli P., Fried E., Gurtin M.E. Transport relations for surface integrals arising in the formulation of balance laws for evolving fluid interfaces, *Journal of Fluid Mechanics* 2005; **544**:339-351.
- Chanson H. *The Hydraulics of Open Channel Flows: An Introduction*. Butterworth-Heinemann, Oxford, UK, 512 pages, 1999.
- Christensen R.W. Das B.M. Hydraulic erosion of remolded cohesive soils. In *Soil erosion: causes and mechanisms; prevention and control*. Special report 135, Highway research board, pp. 8-19.
- Coirier J., Nadot-Martin C. *Mécanique des milieux continus*. Dunod, 3^{ème} Edition, 2007.
- Colebrook F.C. Turbulent flow in pipes, with particular reference to the transition region between the smooth and rough pipe laws, *J. Inst. Civ. Eng.*, 1939; **11**:133-156.
- Fagents S.A., Greeley R. Factors influencing lava-substrate heat transfer and implications for thermomechanical erosion, *Bulletin of Volcanology*, 2001; **62**(8):519-532.
- Farrar J.-A., Torres R.L. Erdogan Z. Bureau of reclamation erosion testing for evaluation of piping and internal erosion of dams. *Geo-Denver 2007: New Peaks in Geotechnics*, 2007; **GSP167**.
- Fell R., Fry J.-J. *Internal Erosion of Dams and Their Foundations*. Taylor & Francis, London, 2007.
- Foster M., Fell R., Spannagle M. A method for assessing the relative likelihood of failure of embankment dams by piping, *Can. Geotech. J.*, 2000; **37**:1025-1061.
- Foster M. A., Fell R. Assessing embankment dam filters that do not satisfy design criteria. *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering*, 2001; **125**(7):398-407.
- Frenette R. Modélisation tridimensionnelle par éléments-finis du transport des sédiments dans les cours d'eau, *PhD. Thesis*, Laval U. Québec, Canada, 1996.
- Fried E., Shen A.Q. Generalization of the Stefan model to allow for both velocity and temperature jumps, *Continuum Mech. Thermodyn.* 1999; **11**: 277-296.
- Fried E., Gurtin M.E. A Unified Treatment of Evolving Interfaces Accounting for Deformation and Atomic Transport with an Emphasis on Grain-Boundaries and Epitaxy, *Advances in Applied Mechanics*, 2004; **40**: 1-177.
- Froehlich D.C. Embankment dam breach parameters revisited, *Proceedings of the 1995 ASCE Conference on Water Resources Engineering*, San Antonio, Texas, 1995; 887-891.
- Fry J.-J. (coord). *Internal Erosion: Typology, Detection, Repair*. Barrages and Reservoirs N° 6. Comité Français des Grands Barrages, Le Bourget-du-lac Cedex, 1997.
- Galusinski C., Vigneaux P. On stability condition for bifluid flows with surface tension : application to microfluidics, *J. Comp. Phys.*, 2008; **227**(12):6140-6164.
- Germain P., Nguyen Q.S., Suquet P. Continuum Thermodynamics. *Journal of Applied Mechanics* 1983; **50**:1010-1020.

- Gilbert F. *Descriptions thermo-mécaniques de milieux à plusieurs constituants et application aux milieux poreux saturés*, Thèse de Doctorat d'Etat, Université Paris VI, 1987.
- Graf W.H. *Hydraulics of Sediment Transport*. McGraw-Hill, 1971.
- Graziano L., Marasco A. Balance laws for continua with an interface deduced from multiphase continuous models with a transition layer. *International Journal of Engineering Science* 2001; **39**(8):873-896.
- Hagerty D.J. Piping/Sapping Erosion. I: Basic Considerations. *Journal of Hydraulic Engineering* 1991; **117**(8):991-1008.
- Hagerty D.J. Piping/Sapping Erosion. II: Identification-Diagnosis. *Journal of Hydraulic Engineering* 1991; **117**(8):1009-1025.
- Jackson R. *The dynamics of fluidized particles*. Cambridge University Press, 2000.
- Jiang G.S., Peng D. Weighted ENO schemes for Hamilton-Jacobi equations. *SIAM Journal of Scientific computing*, **21**(6):2126-2143.
- Julien P.Y. *Erosion and Sedimentation*. Cambridge University Press, 1995.
- Knapen A., Poesen J., Govers G., Gyssels G., Nachtergaele J. Resistance of soils to concentrated flow erosion: A review. *Earth-Science Reviews* 2007; **80**:75-109.
- Lagrée P.-Y. Erosion and sedimentation of a bump in fluvial flow. *C. R. Acad. Sci.* 2000; **328**(IIb):869-874.
- Lagrée P.-Y., Lorthois S. The RNS/Prandtl equations and their link with other asymptotic descriptions. Application to the computation of the maximum value of the Wall Shear Stress in a pipe, *International Journal of Engineering Science*, 2005; **43**(3-4):352-378.
- Landau L., Lifchitz E. *Fluid Mechanics*. Pergamon Press, Oxford, 1980.
- Lefebvre G., Rohan K., Douville S. Erosivity of natural intact structured clay : evaluation, *Canadian Geotechnical Journal*, 1985; **22**:508-517.
- Lhuillier D. A mean-field description of two-phase flows with phase changes. *International Journal of Multiphase Flows* 2003; **29**:511-525.
- Løvøll A., Vaskin K., Data report no. 5, large scale field test 2003, IMPACT (Investigation of Extreme Flood Processes and Uncertainty) FP5 European Project, 2003.
- Løvøll A. Breach formation in rockfill dams results from norwegian field tests, *Proceedings of XXth International Congress on Large Dams*, Barcelona, 2006; 35-52.
- Massoudi M., Rajagopal K.R., Phuoc T.X. On the fully developed flow of a dense particulate mixture in a pipe. *Powder Technology* 1999; **104**:258-268.
- Mc Keon B.J., Zagarola M.V., Smits A.J. A new friction factor relationship for fully developed pipe flow, *J. Fluid. Mech.*, 2005; **538**:429-443.
- Mitchener H., Torfs H. Erosion of mud/sand mixtures. *Coastal Engineering*, 1995; **29**:1-25.
- Moody L.F. Friction factors for pipe flow, *ASME Trans.*, 1944; **66**:671-683.
- Morland L.W., Sellers S. Multiphase mixtures and singular surfaces. *International Journal of Non-Linear Mechanics* 2001; **36**:131-146.
- Morris M., Hanson G., Vaskinn K. Recent advances in predicting breach formation through embankment dams. *Proceedings of XXth International Congress on Large Dams*, Barcelona, 2006; 195-206.
- Nigmatulin R.I. *Dynamics of multiphase media*. Book News, Inc. Portland, 1990.
- Nikuradse J. *Laws of flow in rough pipes*. NACA Tech. Mem. n°1292, 1937.
- Ojha C.S.P., Singh V.P., Adrian D.D. Determination of Critical Head in Soil Piping. *Journal of Hydraulic Engineering* 2003; **129**(7):511-518.
- Ojha C.S.P., Singh V.P., Adrian D.D. Influence of porosity on piping levee failure. *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering* 2001; **127**(12):1071-1074.
- Osher S., Sethian J.A. Fronts propagating with curvature-dependent speed: Algorithms based on Hamilton-Jacobi formulation. *Journal of Computational Physics*, 1988; **79**:12-49.
- Papamichos E., Desmorat R., Vardoulakis I. *Geomechanical and structural issues in energy production*, Special Issue of European Journal of Civil Engineering, Hermes, 2006.
- Papamichos E., Vardoulakis I., Tronvoll J., Skjaerstein A. Volumetric sand production model and experiment. *Int. J. Num. Anal. Meth. Geomechanics* 2001; **25**, 789-808.
- Papamichos E., Vardoulakis I. Sand erosion with a porosity diffusion law, *Computers and Geotechnics* 2005; **32**:47-58.
- Paquier A., Nogues P., Herledan R. Model of piping in order to compute dam-break wave. *Proceeding of CADAM Meeting*, München, 1998; 5 p.
- Partheniades E. Erosion and deposition of cohesive soils. *Journal of the Hydraulics Division ASCE* 1965; **91**:105-139.
- Pouliquen O., Cassar C., Jop P., Forterre Y., Nicolas M. Flow of dense granular material: towards simple constitutive laws. *Journal of Statistical Mechanics: Theory and Experiment* 2006; **P07020**:14 p.

PARTIE 3. MODELISATION DE L'EROSION INTERFACIALE

- Rajagopal K.R., Tao L. *Mechanics of mixtures*. World Scientific, River Edge, NJ, 1995.
- Raudkivi A.J., *Loose boundary hydraulics*, A.A. Balkema/Rotterdam/Brookfield, 1998.
- Reddi L.N. *Seepage in soils: principles and applications*. John Wiley & Sons, 2003.
- Richards K.S., Reddy K.R. Critical appraisal of piping phenomena in earth dams, *Bulletin of Engineering Geology and the Environment*, 2007; **66**(4):381-402.
- Rohan K., Lefebvre G., Douville S., Milette J.-P. A new technique to evaluate erosivity of cohesive material. *Geotechnical Testing Journal*, 1986; **9**(2):87-92.
- Savioli J.C. Turbulence and sediment transport: a numerical investigation. *Ph.D. Thesis*, University of Twente, The Netherlands, 2000.
- Sellmeijer J.B. *On the mechanism of piping under impervious structures*. Ph.D. Thesis, Delft Tech. Univ., Delft, The Netherlands, 1988.
- Sherard J.-L., Dunnigan L.P., Decker R.S., Steele E.F. Pinhole test for identifying dispersive soils. *Journal of the Geotech. Eng. Div. ASCE*, 1976; **102**(GT1):69-84.
- Shockling M.A., Allen J.J., Smits A.J. Roughness effect in turbulent pipe flow. *J. Fluid Mech.*, 2006; **564**:267-285.
- Singh V.P., *Dam breach modelling technology*, Water Science and Technology Library, Kleiwer Academic Publishers, 1996.
- Skempton A.W., Brogan J.M. Experiments on piping in sandy gravels. *Géotechnique*, 1994; **44**(3):440-460.
- Temple D.M., Hanson G.J. Headcut development in vegetated earth spillways. *Applied Engineering in Agriculture*, 1994; **10**(5):677-682.
- Ternat F. *Erosion des sédiments cohésifs en auto-consolidation*. Thèse de l'Université Aix-Marseille II, 2007.
- Terzaghi K., Peck R.B. *Soil mechanics in engineering practice*, 2nd ed. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1967.
- Tomlinson S.S., Vaid Y.P. Seepage forces and confining pressure effects on piping erosion. *Canadian Geotechnical Journal*, 2000; **37**:1-13.
- Vardoulakis I., Stavropoulou M., Papanastasiou P. Hydromechanical aspects of sand production problem. *Transport in Porous Media* 1996; **22**:225-244.
- Vardoulakis I., Papanastasiou P., Stavropoulou M. Sand Erosion in Axial Flow Conditions, *Transport in Porous Media* 2001; **45**:267-281.
- Vardoulakis I. Fluidization in artesian flow conditions: II. Hydro-mechanically unstable granular media. *Géotechnique* 2004; **54**:165-177.
- Wahl T.L. *Prediction of embankment dam breach parameters—a literature review and needs assessment*. Dam Safety Rep No. DSO-98-004, US Dept. of the Interior, Bur of Reclamation, Denver, CO, 1998.
- Wan C.F., Fell R. *Investigation of internal erosion and piping of soils in embankment dams by the slot erosion test and the hole erosion test*. UNICIV Report No R-412, The University of New South Wales Sydney ISSN 0077 880X, 2002.
- Wahl T.L. Uncertainty of predictions of embankment dam breach parameters. *J Hydr Eng ASCE*, 2004; **130**(5):389-397.
- Wan C.F., Fell R. Investigation of rate of erosion of soils in embankment dams. *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering*, 2004; **30**(4):373-380.
- Wan C.F., Fell R. Laboratory Tests on the Rate of Piping Erosion of Soils in Embankment Dams. *Journal of Geotechnical Testing Journal*, 2004; **27**(3):295-303.
- Wang Z., Bowles D.S. A numerical method for simulating one-dimensional headcut migration and overtopping breaching in cohesive and zoned embankments, *Water Resources Research*, 2007; **43**:W05411.
- Weijers J.B.A., Sellmeijer J.B. A new model to deal with piping mechanism. In *Filters in geotechnical and hydraulic engineering*, J. Brauns, M. Heibaum, and U. Schuler, eds., Balkema, Rotterdam, Netherlands, 1993; 345-355.
- Yalin M.S. *Mechanics of sediment transport*, 3rd Ed., Mc Graw Hill, London, 1977.
- Zhu J.C., Gantzer C.J., Anderson S.H., Peyton R.L., Alberts E.E. Comparison of concentrated-flow detachment equations for low shear stress. *Soil & Tillage Research* 2001; **61**:203-212.

Conclusion

Ce mémoire résume mes travaux relatifs à la géomécanique et l'érosion. Concernant l'analyse des mesures de terrain réalisées sur les barrages, la méthode que j'ai développée, appelée IRFA (*Impulse Response Function Analysis*), est proposée à la profession. C'est une méthode mécaniquement fondée qui évite les modélisations lourdes de type éléments-finis, et qui est ici validée pour la reconstitution des pressions interstitielles in situ en fonction des sollicitations. Les perspectives concernent l'analyse des mesures de température in situ, avec comme objectif de détecter et de quantifier les anomalies locales d'écoulements dans les ouvrages, voire les fuites. Ces travaux, qui relèvent d'une recherche de type technologique, sont à poursuivre avec un soutien industriel.

Deux exemples de modèles élasto-plastiques pour les sols non saturés sont présentés, avec des applications à des barrages. L'intégration de ces modèles dans un code de calcul par éléments-finis, le développement des méthodes numériques afférentes, et la résolution des problèmes aux limites associés ont été autant d'étapes qui m'ont convaincu que ces travaux avaient atteint une maturité qui incitait à explorer d'autres pistes, pour laisser à ce savoir faire le temps de diffuser au sein de la profession concernée par les grands ouvrages de génie-civil. La piste correspondant à la modélisation discrète a été explorée avec un modèle d'interface cohésive endommageable pour décrire le comportement différé des enrochements.

Sur une autre piste, j'ai fait un premier pas vers une description unifiée de l'érosion interfaciale, dont l'érosion interne est vue comme un ensemble de plusieurs cas particuliers. L'originalité de cette description réside dans l'utilisation des équations de saut sur l'interface entre l'eau en écoulement et le sol érodé. Tout reste à faire pour proposer un cadre thermodynamiquement cohérent de lois d'érosion. Parmi les questions ouvertes, je retiens celle-ci : quels sont les mécanismes physiques sous-jacents au coefficient de cinétique d'érosion ? La résolution numérique des équations générales est déjà initiée, et quelques résultats sont présentés. En attendant ces modélisations 3-D inédites, j'ai particularisé la description à un cas que j'appelle le *piping flow erosion*, pour bien le distinguer du *piping* de la mécanique des sols, qui correspond en fait à un *piping backward erosion*. Plusieurs modèles de cet écoulement turbulent diphasique dans un conduit, qui provoque l'érosion des parois, ont permis une avancée : les essais de laboratoires sont interprétés, les situations de sites sont appréhendées. Ces résultats font l'objet de transferts vers la profession.

En ce qui concerne la description du comportement des sols par homogénéisation périodique, on ne peut pas parler de piste : le terrain semble déjà bien balisé. Je suis pourtant convaincu que l'essentiel reste à faire. Je souhaite comprendre le couplage fluide/micro-structure, en relation avec l'érosion et les instabilités diffuses : localement,

l'érosion peut-elle être assimilable à une instabilité ? comment l'érosion modifie-t-elle la microstructure ? Cette modification peut-elle être à l'origine d'instabilités ? Il est nécessaire de considérer un milieu constitué d'une matrice granulaire, de pâte fine (l'argile) et d'eau. Au cours de cette aventure, des outils numériques 3-D vont être développés sur la base de ce qui est présenté dans ce mémoire, et les modèles de comportement à y introduire vont être guidés par des dispositifs expérimentaux finement instrumentés, déjà en construction ou qui restent à imaginer.

Le domaine d'application est celui des ouvrages de stockage d'eau (les barrages), et des ouvrages de protection contre les inondations (les digues). Ces sujets sont dominés par le souci de la sécurité, notamment dans le cadre de l'apparition en France fin 2007 des études de danger pour les barrages et les digues : scénarios de dégradation, probabilités, conséquences, modélisations, amélioration de la sécurité. L'obligation de s'intéresser à des ouvrages existants et à des situations actuelles est la meilleure garantie du respect de l'objectif de synthèse, et d'une recherche à échelle de temps visible.

Il est parfois nécessaire de naviguer à vue, et des repères sont indispensables : le Groupe de Recherche *Couplage multi-physiques et multi-échelles* qui a débuté en 2008 (GdR 3176 Me-Ge⁶⁶), le réseau de laboratoires européens *ALERT Geomaterials*⁶⁷, fondé en 1989, qui travaille sur la modélisation numérique des milieux naturels et des ouvrages de génie civil, et le groupe international *Bifurcation and Degradation in Geomechanics*⁶⁸ qui se réunit périodiquement depuis 1988.

⁶⁶ <http://gdr-mege.univ-lr.fr/>

⁶⁷ <http://alert.epfl.ch/>

⁶⁸ <http://www.schulich.ucalgary.ca/civil/IWBDG2008/>