HAL
open science

Modélisation de la zone endommagée induite par le creusement du puits d'accès au laboratoire souterrain de Meuse/Haute-Marne (argilites de l'Est)

Baptiste Miehe

To cite this version:

Baptiste Miehe. Modélisation de la zone endommagée induite par le creusement du puits d'accès au laboratoire souterrain de Meuse/Haute-Marne (argilites de l'Est). Géologie appliquée. École Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2004. Français. NNT : 2004ENMP1274 . pastel-00579579

HAL Id: pastel-00579579

https://pastel.hal.science/pastel-00579579v1

Submitted on 24 Mar 2011

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.

Collège Doctoral

T040514BMIE

N° attribué par la bibliothèque

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DES MINES DE PARIS
SPECIALITE : TECHNIQUE ET ECONOMIE DE L'EXPLOITATION DU SOUS-SOL

présentée et soutenue publiquement par

Baptiste MIEHE

le 14 Mai 2004

Modélisation de la zone endommagée induite Par le creusement du puits d'accès au laboratoire Souterrain de Meuse/Haute-Marne (argilites de l'Est)

Directeur de thèse : Gérard VOUILLE

Jury

Mme Amel REJEB	Docteur	I.R.S.N.	Rapporteur
Mme Françoise HOMAND	Professeur	Ecole de Géologie de Nancy	Rapporteur
M. Pierre BEREST	Professeur	Ecole Polytechnique	Président
M. Kun SU	Docteur	ANDRA	Examinateur
M. M.TIJANI	Professeur	Ecole des Mines de Paris	Examinateur
M. Gérard VOUILLE	Professeur	Ecole des Mines de Paris	Examinateur

Centre de Géotechnique et d'Exploitation du Sous-sol - Ecole des Mines de Paris
35, Rue Saint-Honoré - 77305 Fontainebleau Cedex

Remerciements

Je remercie tout d'abord Nicolas Cheimanoff qui, sur une plage bretonne, m'a proposé au cours de l'été 2000 de faire une thèse au CGES.

Je remercie Gérard Vouille, mon directeur de thèse, de m'avoir fait profiter de sa très grande culture, non seulement en mécanique des roches, mais aussi en littérature, en histoire et en gastronomie.

Je le remercie aussi pour sa gentillesse et sa disponibilité. On m'avait dit : "tu verras, il est toujours occupé à cause des rapports en retard qu'il doit écrire, mais il ne refusera jamais de prendre un quart d'heure pour t'aider". Je ne sais plus qui m'avait donné ce principe, mais il n'a jamais été démenti.

Je remercie Michel Tijani pour sa rigueur scientifique, et pour son impressionnante capacité à répondre à presque toutes les questions que je lui ai posées, après seulement quelques secondes de reflexion, et par des schémas et des exemples toujours judicieux sur son tableau pourtant très encombré.

Je voudrais aussi remercier les thésards du CGES (d'abord les anciens : Robert, Julia, Hakim, Harald, Stéphanie, Ahmed, Hernan et Julien ; puis les nouveaux : Souhail, Abdel, Rudi, Ryad et Jad) qui, d'une manière ou d'une autre, ont apporté de la vie dans le bureau 3.31 .

Sans oublier Jocelyne, Brigitte et Marie-Philomène, pour leur gentillesse et leur efficacité.

Enfin, je voudrais remercier Mme Amel Rejeb et Mme Françoise Homand qui ont accepté d'être rapporteur de cette thèse.

Résumé

L'étude de sûreté d'un stockage souterrain de déchets radioactifs passe, du point de vue de la géomécanique, par la caractérisation de la zone endommagée induite par le creusement du puits d'accès aux cavités de stockage. L'objet de cette thèse est donc de simuler la réponse hydro-mécanique des argilites de l'Est au creusement du puits d'accès au laboratoire souterrain de Meuse/Haute-Marne, en vue d'une comparaison avec les mesures qui seront acquises *in situ* en 2005 (expérimentation REP).

Nous avons d'abord analysé l'ensemble des essais mécaniques qui ont été réalisés entre 1995 et 2001. Nous observons que chaque série d'essais a sa propre cohérence, que ce soit en termes de paramètres élastiques, de résistance à la rupture ou de capacité au fluage. Mais il existe de fortes différences entre les séries. Ces différences, qui sont dues aux protocoles expérimentaux et non au matériau, nous ont permis de mettre en évidence trois résultats importants : les phases de resaturation imposées par plusieurs laboratoires ont dégradé les propriétés mécaniques des argilites de l'Est, l'existence d'une contrainte effective au sens de Biot n'est pas évidente pour ces argilites, et leur résistance à la rupture augmente nettement avec le séchage.

D'après ces essais, nous avons distingué trois mécanismes de déformation irréversible : compaction, pré-rupture, rupture. Nous les avons décrits chacun par une loi de comportement élasto-plastique simple, fondée sur le critère de Mohr-Coulomb ou de Drücker-Prager, avec un écrouissage linéaire. On obtient alors une loi de comportement complète pour les argilites de l'Est en considérant les trois mécanismes simultanément (plasticité multi-critère).

Enfin, les différentes modélisations que nous avons réalisées permettent de tirer les conclusions suivantes : la prise en compte des déformations irréversibles avant-rupture (compaction et pré-rupture) a pour effet de réduire considérablement l'extension de la zone en rupture qui apparait autour du puits (par rapport au cas où le comportement est élastique jusqu'à la rupture) ; la diffusion des pressions interstitielles modifie peu la réponse mécanique du massif (en particulier, les déformations plastiques créées lors du déchargement mécanique n'évoluent pas au cours du drainage du massif) ; l'anisotropie des contraintes naturelles horizontales, dont par ailleurs nous confirmons l'existence, influence fortement la zone endommagée autour du puits (polarisation en azimut) ; enfin, nous montrons qu'il n'est pas indispensable de simuler le détail des opérations de creusement du puits.

Mots-clés :

argilites de l'Est ; zone endommagée ; modélisation ; élasto-plasticité ; couplage hydro-mécanique.

Abstract

From a geomechanical point of view, the safety study of an underground storage for the radioactive waste requires to characterize the damaged zone induced by the shaft sinking for the storage cavities. Then, the objective of this thesis is to simulate the hydro-mechanical response of the East argilites to the shaft sinking for the Meuse/Haute-Marne underground laboratory, in order to compare the results to the *in situ* measurements which will be recorded in 2005 (REP experiment).

Firstly we have analysed all the mechanical tests which had been carried out from 1995 to 2001. We have observed that each series has his own coherence, in terms of elastic parameters, mechanical strength or creep capacity. But there are some strong differences between the series. these differences, which are due to the experimental protocols and not to the material itself, have shown three important results : the resaturation phases imposed by several laboratories have deteriorated the mechanical properties of the East argilites, the existence of an effective stress is not evident for these argilites, and their mechanical strength increases when they are dried.

From these tests, we have distinguished three mechanisms that produce irreversible strains : compaction, pre-failure, failure. We have described each of them by a straightforward elasto-plastic model, based on the Mohr-Coulomb or Drücker-Prager criterion, with a linear softening. Thus we obtain a complete rheological model for the East argilites by considering simultaneously the three mechanisms (multi-criterion plasticity).

Lastly, from the modelling we carried out, we can conclude that : to take into account the irreversible strains that occur before the failure has a great influence on the size of the failure zone around the shaft (it is very small with respect to the case where the behaviour is elastic until the failure) ; the pore pressure diffusion modifies very little the mechanical response of the massif (the plastic strains created by the mechanical unloading don't evolve during the drainage of the massif) ; the anisotropy of the natural horizontal stresses has a great influence on the excavation damaged zone (polarization in azimuth) ; finally, we have shown that the details of the excavation phasing are dispensable.

Key-words :

East argilites ; excavation damaged zone ; modelling ; elasto-plasticity ; hydro-mechanical coupling process.

Table des matières

Introduction **11**

I Les phénomènes susceptibles de produire une zone endommagée à l'occasion du creusement du puits dans les argilites **15**

1 Argilites et endommagement **17**
1.1 Généralités sur les argilites de l'Est 17
1.2 La notion d'endommagement 18
1.3 Creusement du puits et endommagement 19
1.3.1 Le déchargement mécanique 19
1.3.2 Le temps (par l'intermédiaire de la viscosité) 21
1.3.3 La diffusion des pressions interstitielles 21
1.3.4 Le séchage à la paroi 23
1.4 Conclusion 27

2 Formalismes théoriques et modélisation **29**
2.1 La mécanique des matériaux solides 29
2.1.1 Rappel des équations de base 30
2.1.2 Simulation numérique 33
2.2 Le couplage H-M en conditions saturées 34
2.2.1 Formalisme théorique : la poro-mécanique 35
2.2.2 Simulation numérique 39
2.3 Si les essais mécaniques sont non drainés ? 40
2.3.1 L'approche purement mécanique 40
2.3.2 L'approche hydro-mécanique classique 41
2.3.3 Une autre approche H-M : la plasticité en contraintes totales 50
2.3.4 Exemple d'application 52
2.3.5 Conclusion 57

2.4 Le couplage H-M non saturé 59
2.4.1 Manifestation des phénomènes à l'échelle macroscopique 59
2.4.2 Phénomènes physiques mis en jeu à l'échelle microscopique 59
2.4.3 Modélisation ; lois de comportement 62
2.4.4 Conclusion 63

II Synthèse de l'ensemble des essais mécaniques réalisés sur les argilites de l'est. Proposition de lois de comportement 65

3 Analyse de tous les essais mécaniques 67
3.1 Essais mécaniques de courte durée 67
3.1.1 Paramètres élastiques 69
3.1.2 Contraintes à la rupture 75
3.2 Interprétation des essais de fluage 83
3.2.1 Calage de la loi de Lemaître sur les essais de fluage . . . 83
3.2.2 Analyse et interpretation des paramètres ajustés 84
3.2.3 Contradiction 90
3.3 Conclusion 91

4 Proposition d'une loi de comportement 93
4.1 Caractérisation de la rupture 93
4.1.1 Généralités sur le comportement post-rupture 93
4.1.2 Proposition d'une loi de plasticité post-rupture 94
4.1.3 Détermination des paramètres 95
4.1.4 Le modèle post-rupture n'est pas suffisant 97
4.1.5 Observation de déformations irréversibles avant la rupture 98
4.2 Caractérisation de la compaction 99
4.2.1 Le phénomène de compaction 99
4.2.2 Proposition d'une loi de plasticité 100
4.2.3 Restrictions thermodynamiques 101
4.2.4 Calage des paramètres sur les essais triaxiaux 102
4.2.5 Contradiction 103
4.2.6 Conclusion 105
4.3 Caractérisation de la pré-rupture 105
4.3.1 Analyse du phénomène 105
4.3.2 Proposition d'une loi de plasticité 106
4.3.3 Détermination des paramètres 107
4.4 Proposition d'une loi de comportement unifiée 109
4.4.1 Loi de comportement à trois mécanismes de plasticité . . 110

4.4.2 Rappel des 3 lois de plasticité 110
4.4.3 détermination des paramètres 111
4.4.4 Aspects pratiques 114
4.5 Conclusion 115

III Modélisation de la zone endommagée autour du puits : influence des propriétés intrinsèques aux argilites et effets de structure 117

5 Hiérarchisation des phénomènes 119
5.1 Influence de la rhéologie 119
5.1.1 Loi de comportement élastique post-rupture 120
5.1.2 Loi de comportement simulant la pré-rupture 122
5.1.3 Loi de comportement simulant la compaction 124
5.1.4 Loi de comportement à 2 mécanismes de plasticité : compaction + pré-rupture 128
5.1.5 Visco-plasticité 130
5.1.6 Conclusion sur l'influence de la rhéologie 132
5.2 Influence de la diffusion hydraulique 132
5.2.1 Evolution H-M du massif après le creusement 135
5.2.2 Influence de la vitesse de creusement 142
5.2.3 Conclusion sur l'influence du couplage H-M 145
5.3 Conclusion 147

6 Effets de structure 149
6.1 Comment simuler le creusement d'un puits ? 149
6.1.1 Généralités 149
6.1.2 Désactivation d'éléments finis 150
6.1.3 Conditions imposées sur la future paroi du puits 151
6.1.4 Conclusion : quelle est la méthode la plus pertinente pour simuler le creusement du puits de Bure ? 154
6.2 L'anisotropie des contraintes horizontales 154
6.2.1 Le problème direct 155
6.2.2 Résolution du problème inverse 156
6.2.3 Discussion 157
6.3 Simulations 2D axisymétriques 159
6.3.1 Influence du creusement par volées 159
6.3.2 Influence du soutènement 162
6.3.3 Equivalence entre les cas 1D et 2D axisymétrique 166
6.3.4 Conclusion 166

6.4 Effets de l'anisotropie des contraintes initiales 168
6.4.1 Modèle élastique post-rupture 169
6.4.2 Modèle pré-rupture 171
6.4.3 Modèle compaction 171
6.4.4 Conclusion 174
6.5 Conclusion 176

Conclusion générale et perspectives **177**

A Compléments de poro-élasticité **181**
A.1 Démonstration de la relation $b = 1 - \frac{K_0}{K_s}$ 181
A.2 Définition du coefficient de Skempton 182
A.3 La loi de conservation de la masse fluide 183
A.3.1 Formulation de la loi 183
A.3.2 Cas d'une évolution drainée 184
A.3.3 Cas d'une évolution non drainée 185
A.3.4 Cas d'un chargement isotrope $\sigma = -p$ 185
A.3.5 Cas d'une évolution à volume constant 185
A.4 Relations entre les coefficients poro-élastiques 186
A.5 Signification des coefficients et méthode de détermination 187

B Détermination du comportement du squelette à partir d'essais non drainés **189**
B.1 Loi basée sur le critère de Mohr-Coulomb 189
B.1.1 loi de comportement non drainée 189
B.1.2 Loi de comportement du squelette 190
B.1.3 Pseudo-squelette avec plasticité en contrainte totale . . . 194
B.2 Loi basée sur le critère de Drücker 194
B.2.1 Loi de comportement non drainée 194
B.2.2 Loi de comportement du squelette 195

C Solution analytique (double plasticité) **197**
C.1 Equations du problème 198
C.2 Conditions aux limites et de continuité 198
C.3 Equation différentielle ; solution générale 199
C.3.1 Intervalle $r \in [a, b]$ 199
C.3.2 Intervalle $r \in [b, c]$ 200
C.3.3 Intervalle $r \in [c, +\infty]$: solution élastique 201
C.4 Détermination des constantes 202

Bibliographie **203**

Introduction

1. Cadre général

L'Agence Nationale pour les Déchets Radioactifs (Andra) a pour mission d'étudier la faisabilité d'un stockage souterrain pour de tels déchets. Trois grands types de roches ont été retenus pour leurs propriétés de confinement : le sel, le granite, et des roches sédimentaires argileuses. Actuellement, l'essentiel des efforts est porté sur une roche argileuse profonde : les argilites de l'Est. Ces roches, d'âge callovo-oxfordien, constituent une couche épaisse que l'on rencontre dans l'est du bassin parisien, à plusieurs centaines de mètres de profondeur.

Dans le cadre de cette étude de faisabilité, l'Andra a engagé de nombreuses recherches dans tous les domaines des Sciences de la Terre (géologie, géochimie, hydrologie, géomécanique, géophysique, risque sismique, etc...), et même au-delà (physique et chimie des barrières ouvragées, etc...). L'Andra est aussi en train de creuser un puits pour construire un laboratoire souterrain à 490 mètres de profondeur (dans la couche d'argilites). Ce laboratoire se situe à la limite entre les département de la Meuse et de la Haute-Marne (à proximité de la commune de Bure), et sera achevé fin 2004. L'objectif est de caractériser le comportement de la roche en place, en la soumettant à différentes sollicitations (mécanique, thermique, hydraulique, chimique, etc...). En effet, il est bien connu en physique des roches que les propriétés déterminées en laboratoire sur des échantillons ne sont pas forcément représentatives de celles du massif rocheux (surtout en ce qui concerne les comportements mécanique et hydraulique). Les raisons de ces différences sont généralement désignées sous le terme d'"effets d'échelle".

2. Problématique en géomécanique

Du point de vue de la géomécanique, un tel stockage pose deux types de problèmes : 1) dimensionner l'ouvrage souterrain de façon à en assurer la stabilité ; et 2) évaluer la sûreté du stockage. Le premier aspect est plutôt

classique, alors que le second constitue une préoccupation nouvelle pour la mécanique des roches.

En effet, les problèmes de stabilité des mines préoccupent les ingénieurs depuis plus d'un siécle. Pendant très longtemps la mécanique des roches était un art plus qu'une science. Aujourd'hui encore, il existe de nombreuses méthodes empiriques pour étudier la stabilité des ouvrages souterrains : elles consistent à réduire le massif à quelques paramètres mécaniques simples (RMR de Bieniawski ou Q de Barton, par exemple) ; la stabilité est ensuite calculée à partir de lois empiriques faisant intervenir ces paramètres. Pendant ce temps des méthodes analytiques ont été développées pour décrire la stabilité des ouvrages souterrains. C'est par exemple dans cet esprit qu'est née la méthode convergence-confinement (voir Panet, 1995 [40]), qui permet de calculer les contraintes qui s'exercent dans le soutènement lors du creusement d'un tunnel [1]. Enfin, avec l'apparition des ordinateurs, les mécaniciens des roches ont adapté et utilisé des méthodes numériques, comme par exemple la méthode des éléments finis, pour étudier la stabilité des ouvrages souterrains sur des configurations plus complexes (2D ou 3D).

Mais l'aspect sûreté demande que l'on s'intéresse le plus finement possible au massif, et pas seulement à la stabilité des parois et du soutènement. Pour s'en convaincre, il faut s'interroger sur ce qui contrôle la sûreté d'un stockage profond de déchets radioactifs du point de vue de la géomécanique. L'un des principaux dangers liés à un tel stockage serait les circulations d'eau à travers le massif, qui pourraient permettre à la radioactivité de remonter jusqu'à la surface. C'est pour cette raison que les roches hôtes préconisées sont très peu perméables. Mais si une fissuration et/ou une fracturation était créée près de la paroi du puits lors de la construction de l'ouvrage souterrain, alors la perméabilité augmenterait fortement dans cette zone, et des circulations d'eau verticales pourraient avoir lieu.

3. Question posée pour la thèse

Le problème qui mobilise les géomécaniciens et qui motive cette thèse peut alors se formuler de la façon suivante : sommes-nous capables de caractériser les modifications des propriétés de confinement du massif qui seront induites par le creusement du puits d'accès dans les argilites de l'Est ? Notons qu'il est habituel dans ce contexte de parler de "zone endommagée, ou perturbée" (en

[1] Le massif est alors réduit à une seule fonction qui décrit l'évolution de la convergence des parois en fonction du déconfinement et éventuellement du temps.

anglais "*Excavation Damaged Zone (EDZ), or Disturbed Zone*"). D'où le titre de cette thèse.

4. Contexte de la thèse

C'est pour répondre à cette question que l'Andra a prévu de mesurer vers 460 mètres de profondeur la réponse du massif au cours du creusement du puits (convergence des parois, contraintes et pression interstitielle en plusieurs points du massif, etc...). La confrontation des modélisations avec les futures mesures *in situ* (qui seront acquises en 2005) devrait en effet permettre de mieux comprendre le comportement des argilites, de valider certaines hypothèses, et d'améliorer les modèles.

Cette vaste étude géomécanique pilotée par l'Andra se décompose alors en 3 grandes étapes :

1. des tests sur échantillons. Une grande campagne d'essais de laboratoire a été menée entre 1995 et 2001 au cours de laquelle plusieurs centaines d'essais géomécaniques ont été réalisés par différents laboratoires. Le but final étant d'en déduire des lois de comportement.
2. la modélisation de la réponse du massif au creusement du puits en utilisant ces lois de comportement. Cette étape s'est inscrite dans le projet de recherche européen MODEX-REP (MODélisation de l'EXpérimentation "REP" [2]) entre 2001 et 2003, dans lequel plusieurs équipes de recherche ont simulé le creusement du puits de Bure vers 460 mètres de profondeur.
3. le retour d'expérience par comparaison des mesures *in situ* et des prévisions des modélisations. Cette dernière étape, qui fait aussi partie du projet MODEX-REP, aura lieu au cours de l'année 2005.

5. Démarche et plan de la thèse

Notre démarche consiste à repérer les aspects importants du comportement des argilites de l'Est vis-à-vis de la problématique de sûreté, et à les hiérarchiser. Nous nous intéresserons d'une part à la caractérisation du comportement des argilites (analyse des essais de laboratoire), et d'autre part aux répercussions de ce comportement, ainsi que des contraintes en place et des méthodes d'excavation, sur l'extension de la zone endommagée induite par le creusement du puits de Bure (modélisations).

[2] L'expérimentation "REP" consiste à mesurer *in situ* la réponse (REPonse) du massif au creusement du puits de Bure entre 460 et 473 m de profoneur

La thèse est construite en 3 parties, chacune étant composée de 2 chapitres :

L'objet de la première partie est de répertorier toutes les sollicitations que représente le creusement d'un puits dans les argilites de l'Est, et de comprendre qualitativement leur influence sur l'EDZ. Ces sollicitations sont : le déconfinement, le temps (par l'intermédiaire de la viscosité des argilites), la diffusion des pressions interstitielles, et le séchage à la paroi. (Chapitre 1)

Puis nous présentons les formalismes théoriques des différents phénomènes physiques qui seront stimulés par ces sollicitations (mécanique des matériaux solides, couplage H-M saturé, retrait de désaturation). Nous nous sommes particulièrement attachés à présenter de façon simple la théorie du couplage H-M saturé (hypothèses à partir desquelles on établit les équations, signification des coefficients, etc...). Puis nous résolvons le problème théorique suivant : que faire lorsque la loi de comportement élasto-plastique dont on dispose a été calée sur des essais non-drainés ? (Chapitre 2)

Dans la seconde partie, nous analysons d'abord l'ensemble des essais mécaniques qui ont été réalisés sur les argilites de l'Est, afin d'une part de mettre en évidence des différences découlant des méthodes d'expérimentation, et d'autre part de dégager les tendances générales qui caractérisent le comportement mécanique de ce matériau. (Chapitre 3)

Puis nous formulons des lois de comportement mécanique pour décrire les différents phénomènes révélés par les courbes effort-déformation (rupture, ainsi que deux types de déformations irréversibles qui apparaissent avant la rupture). Nous proposons enfin un modèle rhéologique complet qui tient compte de tous ces phénomènes simultanément. (Chapitre 4)

Dans la dernière partie nous modélisons le creusement du puits en considérant isolément différents "phénomènes" afin d'évaluer et de hiérarchiser leur influence sur l'EDZ. Dans le chapitre 5, ces "phénomènes" sont les différentes propriétés intrinsèques des argilites de l'Est (3 mécanismes différents de déformation plastique, la viscoplasticité, le couplage H-M saturé). Les modélisations ont été effectuées pour une configuration simple : un puits 1D.

Dans le chapitre 6, nous exposons d'abord les différentes méthodes numériques qui permettent de simuler le creusement d'un puits. Puis nous inversons les convergences mesurées dans le puits de Bure à 95 mètres de profondeur, ce qui permet de caractériser l'anisotropie des contraintes naturelles horizontales. Enfin, nous évaluons les effets de deux "phénomènes" sur l'EDZ, qui sont : l'anisotropie des contraintes initiales horizontales, et le phasage des opérations de creusement.

Première partie

Les phénomènes susceptibles de produire une zone endommagée à l'occasion du creusement du puits dans les argilites

Chapitre 1

Argilites et endommagement

L'objet de ce premier chapitre est de présenter la notion d'"endommagement", et d'évaluer qualitativement comment le massif va s'endommager suite au creusement du puits de Bure. Pour cela, nous allons répertorier les principales sollicitations associées au creusement d'un puits, et vérifier si par rapport aux propriétés intrinsèques connues des argilites de l'Est ces sollicitations sont susceptibles de provoquer un endommagement de la roche. Nous illustrerons les différentes tendances en effectuant des simulations très simples (puits unidimensionnel, formulation très simple des phénomènes).

1.1 Généralités sur les argilites de l'Est

Comme leur nom l'indique, les argilites sont des roches qui contiennent une bonne proportion de minéraux argileux, mais aussi de la calcite et du quartz. Ce sont des roches sédimentaires détritiques très fines.

Les argilites de l'Est (ou argilites de Meuse/Haute-Marnes) sont d'âge callovo-oxfordien, c'est-à-dire de l'ère secondaire. Elles constituent dans l'est du bassin de Paris une couche épaisse et profonde (entre 400 et 600 mètres de profondeur ; le callovo-oxfordien argileux faisant environ 130 mètres d'épaisseur [51]). Les argilites de l'Est contiennent environ 40 % de minéraux argileux, 30 % de calcite et 30 % de quartz, mais ces proportions peuvent varier très rapidement au sein de la couche. En-dessous et au-dessus de cette couche se trouvent des roches plus carbonatées.

Grâce à leur microstructure très fine, les argilites sont des roches très peu perméables, ce qui en fait une bonne formation hôte pour accueillir un éventuel stockage de déchets radioactifs. D'où les efforts qui sont portés actuellement

sur les argilites de l'Est.

1.2 La notion d'endommagement

Le terme "endommagement" est de plus en plus souvent utilisé en mécanique des roches. Ce terme est la traduction du mot anglais "*damage*" qui est associé à la problématique de sûreté d'un stockage souterrain. En effet, comme nous l'avons rappelé dans l'introduction générale, le problème qui se pose aux géomécaniciens n'est pas seulement d'assurer la stabilité de la structure, mais surtout de s'intéresser aux perturbations engendrées dans le massif par la construction de l'ouvrage (en particulier les modifications de perméabilité).

Le terme "perturbation" n'est pas suffisant pour traduire le mot "*damage*", car "damage" renvoie à une notion de processus irréversible de dégradation du matériau (comme l'apparition d'une fissuration ou d'une fracturation), alors qu'une "perturbation" peut être temporaire et sans effet nuisible (exemple : la variation des pressions interstitielles causée par à une déformation volumique réversible loin d'un puits en cours de creusement).

Attention, une confusion est possible car le terme d'endommagement est aussi employé dans un sens très précis en rhéologie : il s'agit alors d'un concept que nous décrivons en détail dans la section 2.1.1 (et que nous appelerons "endommagement au sens de Kachanov").

L'endommagement (au sens "*damage*") est donc une notion complexe, qui masque notre ignorance à l'égard des processus irréversibles qui affectent les roches lorsqu'elles sont soumises à différentes sollicitations (mécanique, hydraulique, hydrique, thermique, chimique, etc...).

Ainsi, l'endommagement n'a pas de définition précise, aussi bien du point de vue microscopique que macroscopique. Il n'est par conséquent pas mesurable, et correspond à différents phénomènes suivant les auteurs. On parle parfois d'"endommagement mécanique" pour désigner les modifications irréversibles du matériau en terme de propriétés mécaniques, et d'"endommagement hydraulique" pour les modifications de perméabilité.

Dans la suite de cette thèse, nous parlerons souvent de "zone endommagée", ce qui est la traduction de l'expression anglaise "*excavation damaged zone (EDZ)*". Pour nous, la zone endommagée désignera la zone dans laquelle des phénomènes mécaniques irréversibles sont susceptibles d'affecter la structure de la roche (à l'echelle microscopique ou macroscopique) au point d'induire

des modifications de la perméabilité.

Mais lorsque nous analyserons le comportement des argilites, nous parlerons de "plasticité" plutôt que d'"endommagement", car la notion de plasticité correspond à un phénomène macroscopique observable sur les courbes effort-déformation, même si l'on connait mal les mécanismes microscopiques qui en sont à l'origine. En fait, nous distinguerons, en analysant les essais mécaniques qui ont été réalisés sur les argilites de l'Est (chapitre 4), trois types de plasticité, qui ont vraisemblablement des incidences très différentes sur la perméabilité.

1.3 Creusement du puits et endommagement des argilites de l'Est

1.3.1 Le déchargement mécanique

La sollicitation la plus évidente associée au creusement d'un puits est le déchargement mécanique (ou déconfinement). Initialement, un massif rocheux est caractérisé par des contraintes naturelles qui augmentent avec la profondeur. Le creusement d'un ouvrage souterrain provoque une modification de ce champ de contrainte, cette modification étant contrôlée à la fois par la loi d'équilibre et par la loi de comportement mécanique du matériau. Les parties proches de l'ouvrage souterrain sont caractérisées par des transformations mécaniques (déformations, écrouissages, etc...) plus intenses que le reste du massif.

Suivant l'état de contrainte initial du massif (profondeur, anisotropie des contraintes), et suivant les propriétés mécaniques de la roche, ces réajustements de contrainte peuvent produire différents phénomènes que l'on peut classer par intensité croissante : initiation de phénomènes irréversibles pas forcément visibles à l'œil (développement d'une micro-fissuration, par exemple), création de zones fracturées près de la paroi sans effondrement, rupture totale de la roche et effondrement (c'est-à-dire déplacement très important de certains blocs).

Pour simuler l'effet du déchargement mécanique correspondant au creusement d'un puits dans un massif rocheux, on utilisera le formalisme de la mécanique des matériaux solides (pour définir une loi de comportement mécanique) et les techniques du calcul des structures (pour modéliser la réponse d'une structure soumise à des sollicitations mécaniques). Nous détaillons tout cela dans le chapitre 2.

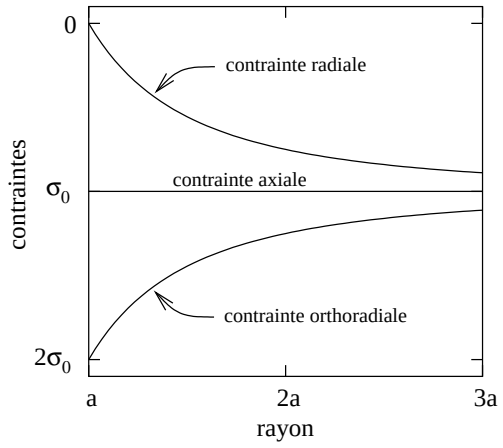

FIG. 1.1 – *Profil des contraintes (puits 1D dans un massif élastique)*

Illustration : un tunnel 1D creusé dans un massif élastique

Nous illustrons sur la figure 1.1 les effets du déchargement mécanique sur les contraintes dans le massif, dans un cas très simple : celui d'un puits cylindrique de rayon a et de longueur infinie, creusé instantanément dans un massif élastique, infini, non pesant et soumis initialement à une contrainte isotrope σ_0 (on a adopté ici l'hypothèse que les compressions sont comptées négativement). Ce problème est très classique, et on peut en déterminer la solution analytique. Les contraintes radiale, axiale et orthoradiale ne dépendent que du rayon r, et leurs expressions sont :

$$\begin{aligned}
\sigma_r(r) &= \sigma_0 \left(1 - \frac{a^2}{r^2}\right) \\
\sigma_z(r) &= \sigma_0 \\
\sigma_\theta(r) &= \sigma_0 \left(1 + \frac{a^2}{r^2}\right)
\end{aligned}$$

On observe que la contrainte moyenne n'a pas été modifiée, alors que des déviateurs sont apparus dans le massif, surtout près de la paroi où la contrainte radiale est nulle (surface libre) et où la contrainte orthoradiale a doublé. La décharge radiale s'accompagne donc d'une surcharge orthoradiale. Par conséquent, il se peut qu'un critère de plasticité soit dépassé. On aura alors l'apparition d'une zone plastique près de la paroi, dont les propriétés (extension, intensité des déformations plastiques) dépendent de la loi de plasticité du matériau.

Par ailleurs, la solution analytique permet aussi de calculer la convergence de la paroi du puits : $u(a) = \sigma_0 \frac{1+\nu}{E} a$.

1.3.2 Le temps (par l'intermédiaire de la viscosité)

Il est très fréquent d'observer dans les ouvrages souterrains déjà existants des déformations différées (convergence des parois), qui peuvent parfois aller jusqu'à provoquer une rupture différée. Ces déformations différées peuvent être la conséquence de phénomènes transitoires qui durent depuis la construction de l'ouvrage (diffusion des pressions interstitielles, diffusion des températures, réactions chimiques, etc...), mais généralement elles sont liées à une propriété caractéristique des roches : la viscosité.

Comment ces déformations différées influencent l'état d'équilibre après le déchargement mécanique ?

On peut distinguer deux tendances opposées :

1. les déviateurs dans le massif diminuent avec le temps par effet de relaxation des contraintes ; ce phénomène va donc dans le sens de la stabilité vis-à-vis d'un critère de rupture instantanée.
2. la résistance à la rupture a tendance à diminuer lorsque la sollicitation se prolonge, ce qui s'oppose à l'effet précédent. Ce phénomène de rupture différée a été souvent observé sur des ouvrages réels, mais il est difficile à caractériser expérimentalement au laboratoire.

Il y aura donc une compétition entre ces deux effets.

Par ailleurs, il se peut que ces déformations différées se traduisent par une augmentation de la perméabilité. Mais nous manquons de données pour valider qualitativement et quantitativement cette hypothèse.

Enfin, l'étude de sûreté passe nécessairement par la grave question du changement d'échelle de temps : comment extrapoler des lois déduites d'essais de laboratoire sur des durées de quelques mois à une durée de plusieurs siècles ?

1.3.3 La diffusion des pressions interstitielles

En plus de provoquer un réajustement des contraintes, la construction d'un ouvrage souterrain provoque des gradients de pression interstitielle, ce qui induit des écoulements à travers la roche perméable. Ce phénomène de

diffusion hydraulique est transitoire tant qu'un régime stationnaire n'est pas atteint (cela peut prendre beaucoup de temps dans le cas de roches très peu perméables).

A cause du couplage hydro-mécanique, cette diffusion des pressions interstitielles va engendrer une évolution mécanique de la structure avec le temps. Nous présentons la théorie du couplage H-M en conditions saturées dans le prochain chapitre.

Illustration : un tunnel 1D dans un massif poro-élastique

Nous avons effectué une modélisation très simple pour illustrer l'influence de la diffusion des pressions interstitielles. Il s'agit de la même configuration que précédemment (puits 1D dans un massif élastique), mais cette fois le matériau est poreux et saturé. L'état initial est caractérisé par une contrainte totale σ_0 et une pression de pore p_0.

La figure 1.2 présente les profils de pression interstitielle et de contraintes effectives au sens de Biot (voir le prochain chapitre) pour deux instants différents : juste après le creusement (supposé rapide puisque la vitesse du front est de l'ordre de quelques rayons par jour ; nous avons volontairement choisi de ne pas simuler un creusement instantané, car cela correspond à un cas limite pour lequel les résultats ne sont pas réalistes) ; et après 30 ans de diffusion hydraulique (perméabilité : 10^{-12} m/s).

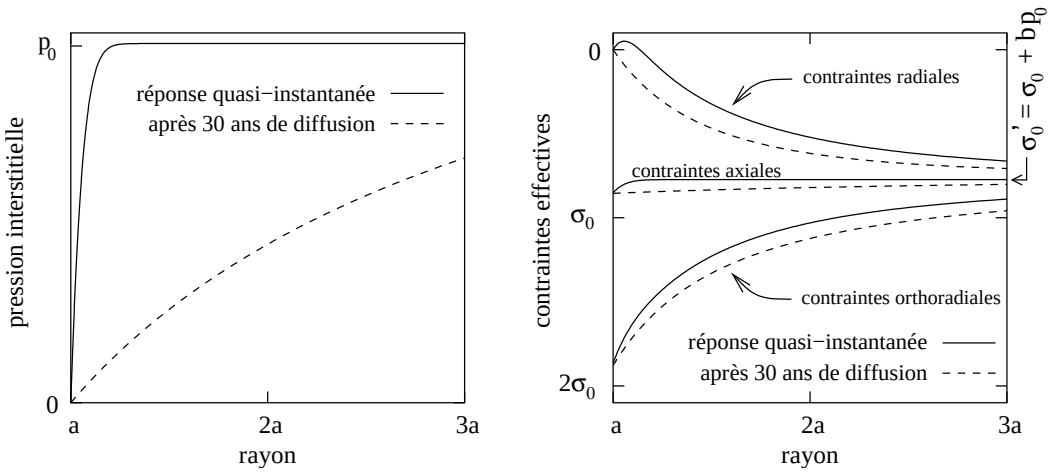

FIG. 1.2 – *Profils de la pression interstitielle et des contraintes effectives, juste après le creusement et après 30 ans de diffusion hydraulique (puits 1D dans un massif poro-élastique)*

Nous ne précisons pas les valeurs des paramètres utilisés pour le calcul, car ce qui nous intéresse ici ce sont les tendances générales.

On observe sur les profils de pression de pore que le phénomène de diffusion hydraulique ne concerne d'abord que la partie proche du puits avant de pénétrer plus profondément dans le massif avec le temps.

Les profils de contraintes effectives montrent que la contrainte moyenne augmente en valeur absolue avec le temps, sauf à la paroi où les contraintes évoluent peu. En revanche les déviateurs changent peu. Par conséquent, la diffusion des pressions de pore a tendance à renforcer la stabilité du massif. Ce résultat est général car on peut vérifier qu'il ne dépend pas des valeurs des paramètres poro-élastiques. Il est lié à la sollicitation elle-même (drainage d'un massif par un puits cylindrique infini).

Enfin, on peut démontrer, dans le cas 1D d'un trou cylindrique ou sphérique ayant été creusé dans un massif poro-élastique, que la diffusion hydraulique ne crée aucune convergence à la paroi. Ce résultat est très important, car cela signifie que les futures mesures *in situ* de convergences ne permettront pas de caractériser le phénomène de couplage hydro-mécanique (au moins pour ce qui concerne la partie poro-élastique des déformations).

Nous reviendrons longuement sur ces résultats dans les chapitres 5 et 6, en considérant différentes lois de comportement et différentes configurations simulant le creusement du puits.

1.3.4 Le séchage à la paroi

Lorsque la paroi n'est pas recouverte d'un revêtement imperméable et que l'humidité dans le puits est inférieure à 100 % (ce qui sera le cas du puits de Bure), alors l'eau interstitielle peut s'évaporer. Il y aura donc une zone désaturée près de la paroi du puits. Quelles sont les conséquences d'une telle sollicitation (sollicitation hydrique) sur la réponse mécanique du massif d'argilite ?

Les argilites de l'Est comme tous les matériaux argileux sont très sensibles à des sollicitations du type séchage/humidification ([21], [22], [56]). Elles présentent deux propriétés différentes :

1. le phénomène de gonflement/retrait : les argilites se rétractent lorsqu'elles sont soumises à une phase de séchage (inversement, elles gonflent lors d'une humidification).
2. modifications des propriétés mecaniques : en particulier, nous constatons en analysant les essais mécaniques (chapitre 3) que la

résistance mécanique est le paramètre le plus sensible aux phases de séchage/humidification ; elle augmente très nettement lorsque les argilites sèchent, et inversement diminue lorsqu'on resature les échantillons.

Par conséquent, la désaturation va induire près de la paroi du puits une déformation isotrope contractante ainsi qu'une augmentation de la résistance des argilites. Bien entendu ces phénomènes se produiront après le creusement du puits, donc après la réponse mécanique instantanée du massif.

L'augmentation de résistance aura donc tendance à empêcher la création de nouvelles déformations irréversibles.

Quant à la déformation isotrope contractante, nous allons montrer sur le cas simple du puits 1D dans un massif élastique qu'elle joue aussi dans le sens de la stabilité, sauf si cette déformation est très grande.

Illustration : un tunnel 1D dans un massif élastique soumis à une désaturation

Nous adopterons ici l'hypothèse que le phénomène de gonflement/retrait conduit à une déformation $\underline{\varepsilon}^g$ qui s'ajoute à la déformation élastique $\underline{\varepsilon}^{el}$ (partition de la déformation ; voir les limites de cette hypothèse dans la section 2.1.1 page 31).

Supposons que l'on connaisse à un instant donné le profil de la déformation isotrope contractante due à la désaturation. Soit $\varepsilon^g(r)$ ce profil (l'exposant g signifiant gonflement/retrait). Supposons aussi un tunnel infini creusé dans un massif élastique. Alors, par analogie avec le cas thermo-élastique, on peut déterminer les perturbations de contrainte dues à cette déformation isotrope, en utilisant les formules classiques de thermoélasticité, qui sont par exemple données par Bérest dans [2] :

$$\begin{aligned}
\Delta\sigma_r(r) &= -\frac{E}{1-\nu}\frac{1}{r^2}\int_a^r x\varepsilon^g(x)\,dx \\
\Delta\sigma_z(r) &= -\frac{E}{1-\nu}\,\varepsilon^g(r) \\
\Delta\sigma_\theta(r) &= \frac{E}{1-\nu}\left[\frac{1}{r^2}\int_a^r x\varepsilon^g(x)\,dx - \varepsilon^g(r)\right]
\end{aligned}$$

Illustrons cette perturbation en supposant une évolution de la déformation isotrope contractante du type $\varepsilon^g(r) = \varepsilon^g_{max}\left(\frac{a}{r}\right)^4$ (figure 1.3 à gauche). Nous avons choisi une déformation maximale à la paroi $\varepsilon^g_{max} = -0.1$ % (le signe

moins correspond à une contraction), ce qui est une valeur plutôt forte, en valeur absolue, pour une déformation de retrait. Les paramètres élastiques ont été fixés à des valeurs moyennes pour les argilites : $E = 4400$ MPa et $\nu = 0,16$. La contrainte naturelle vaut $\sigma_0 = -12$ MPa, ce qui correspond à une profondeur d'environ 460 mètres.

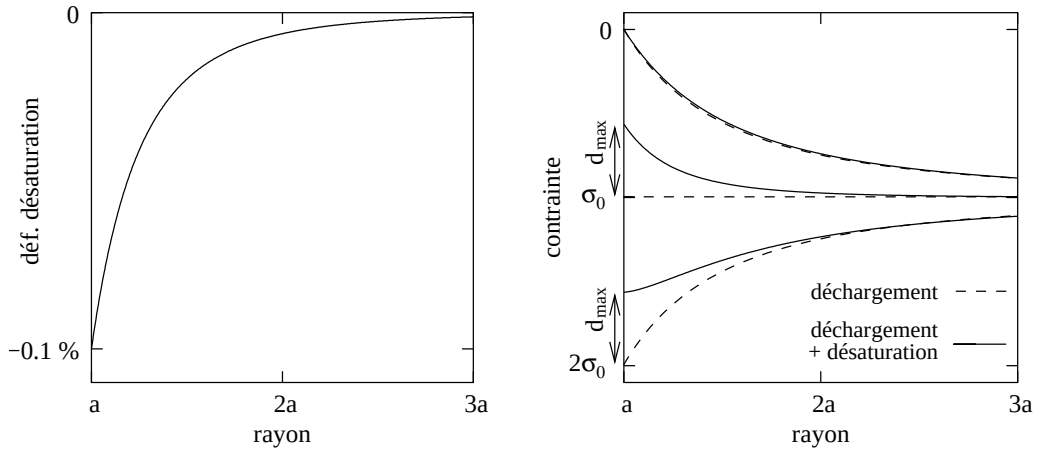

FIG. 1.3 – *Influence de la désaturation sur les contraintes dans le massif (puits 1D, massif élastique) ; à gauche : profil de la déformation isotrope contractante due à la désaturation (imposée a priori) ; à droite : profil des contraintes dans le massif.*

La figure 1.3 à droite montre les effets respectifs du déchargement élastique correspondant au creusement du puits et du retrait causé par la désaturation. On s'aperçoit que la contrainte radiale a très peu changé mais que les contraintes axiale et orthoradiale ont diminué (en valeur absolue) près de la paroi. Bien entendu, lorsqu'on s'éloigne de la paroi, la perturbation s'atténue rapidement.

Ces tendances restent valables même si la fonction $\varepsilon^g(r)$ a une autre expression mathématique (sachant que $\varepsilon^g(r)$ est forcément strictement croissante et tend vers 0 en $+\infty$). En particulier, les conditions à la paroi ne dépendent pas de la forme de $\varepsilon^g(r)$. Elles ne dépendent que de la valeur de la déformation de désaturation à la paroi ε^g_{max}, ainsi que des paramètres élastiques. En effet, les perturbations de contrainte à la paroi sont :

$$\Delta\sigma_r(a) = 0$$
$$\Delta\sigma_z(a) = \Delta\sigma_\theta(a) = d_{max} = -\frac{E}{1-\nu}\,\varepsilon^g_{max}$$

Avec nos valeurs numériques, on obtient : $d_{max} = +5,2$ MPa (à comparer par rapport à $\sigma_0 = -12$ MPa).

La question que l'on se pose est de savoir quel est l'effet de cette perturbation sur un critère de rupture. Dans le cas d'un critère de Mohr-Coulomb, il est clair que la désaturation joue dans le sens de la stabilité. Mais dans le cas d'un critère de Drücker-Prager, cette désaturation ne renforce pas obligatoirement la stabilité car, certes les déviateurs diminuent, mais la contrainte moyenne diminue aussi (en valeur absolue). On peut alors montrer que si le paramètre A du critère de Drücker-Prager (voir page 194 pour la formulation de ce critère) est tel que $A < 0.4$, alors la tendance est à la stabilité, quelque soit l'intensité de la perturbation (sauf si des tractions sont créées ; voir plus loin).

Précisons aussi que, comme dans le cas de la diffusion hydraulique, ce phénomène de retrait de désaturation ne crée aucune convergence de la paroi lorsque le tunnel est cylindrique et que le massif est élastique. En effet, le déplacement radial est donné par la formule suivante :

$$\Delta u(r) = -\frac{1+\nu}{1-\nu}\frac{1}{r}\int_a^r x\varepsilon^g(x)\,dx$$

Mais si l'intensité de la perturbation était plus forte (ε^g_{max} plus grand en valeur absolue), il se pourrait que la contrainte axiale et la contrainte orthoradiale deviennent des tractions près de la paroi. Dans ce cas on pourrait avoir des ruptures par traction à la paroi. Ce phénomène a été avancé par Ramambasoa pour expliquer l'apparition de fissures à la paroi d'une galerie-test dans les argilites de Tournemire (Ramambasoa, 2001 [41]). Mais nous pensons que ce phénomène ne peut se produire dans le cas du puits de Bure, car la profondeur est plus grande (σ_0 est plus grand), et car les argilites de l'Est semblent montrer une moins grande capacité au phénomène de gonflement/retrait que celles de Tournemire.

Notons que certains auteurs ont proposé des modélisations du retrait de désaturation, dans le cadre de la théorie du couplage non saturé ([6], [27], [34], [41]). Mais ces modèles sont basés sur des hypothèses discutables (voir le chapitre 2), et sont peu contraints par des mesures expérimentales. C'est pourquoi, dans cette thèse, nous en resterons à notre analyse simpliste du phénomène. Mais si par la suite des mesures *in situ* montrent que la désaturation induit un endommagement de la roche, il sera alors indispensable de s'intéresser au couplage hydro-mécanique non saturé.

1.4 Conclusion

Le but de ce chapitre était de comprendre qualitativement les effets des principales sollicitations consécutives au creusement d'un puits dans un massif, en particulier en termes d'endommagement de la roche autour du puits. C'est pourquoi nous avons raisonné sur un cas très simple (puits 1D, massif élastique).

Plusieurs tendances se dégagent :

- le déchargement mécanique associé à la phase de creusement du puits est la sollicitation au cours de laquelle l'instabilité vis-à-vis d'un critère de rupture est la plus importante. C'est donc principalement le comportement mécanique instantané qui va contrôler la zone endommagée. C'est pourquoi il sera nécessaire de le caractériser le plus finement possible.
- le temps pourrait provoquer une reprise de l'endommagement par l'intermédiaire du phénomène de rupture différée, mais ce phénomène est très mal connu.
- la diffusion des pressions interstitielles semble plutôt renforcer la stabilité du massif. Nous confirmerons ce point par des modélisations les plus réalistes possibles.
- enfin, nous pensons que le séchage à la paroi ne pourra pas provoquer de rupture par traction à la paroi (il faudrait que les déformations de retrait soient très grandes). La désaturation des argilites près de la paroi aura donc tendance à renforcer doublement la stabilité du massif (diminution des déviateurs de contrainte, et augmentation de la résistance mécanique). C'est pourquoi nous ne simulerons pas par la suite ce phénomène.

Chapitre 2

Formalismes théoriques et modélisation numérique

L'objet de ce chapitre est de présenter les cadres théoriques qui permettent de décrire les phénomènes physiques que nous avons énumérés dans le chapitre précédent (rhéologie, couplage hydro-mécanique saturé, retrait de désaturation). Nous indiquerons aussi comment ces formalismes sont traités par les codes de calcul aux éléments finis que nous utiliserons aux chapitres 5 et 6 pour simuler le creusement du puits de Bure.

Un effort particulier a été porté pour présenter la théorie du couplage hydro-mécanique de façon simple et pragmatique (en en rappelant les hypothèses et les principes fondamentaux), car elle est trop souvent présentée sous un angle purement théorique et mathématique (Coussy, 1991 [17]).

Enfin, nous résolvons un problème théorique qui avait initialement été formulé par Kharkour et Jabbouri (2001, [32] et 2002, [33]), mais que ces auteurs n'avaient pas résolu entièrement : que faire lorsqu'on ne dispose que d'essais mécaniques en conditions non drainées ?

2.1 La mécanique des matériaux solides

La mécanique des matériaux solides constitue un cadre théorique rigoureux et efficace pour décrire les champs de déformation et de contrainte dans un corps solide. Dans les pages qui suivent nous supposerons toujours que le milieu est continu, c'est-à-dire qu'il existe une échelle (celle du volume représentatif élémentaire) à partir de laquelle le milieu peut être entièrement caractérisé par des propriétés macroscopiques.

2.1.1 Rappel des équations de base

Deux lois physiques doivent être respectées simultanément : la loi de l'équilibre (loi de conservation du moment cinétique), et la loi de comportement.

La loi de l'équilibre

La loi de l'équilibre se déduit du principe fondamental de la dynamique en introduisant la notion de contrainte. Pour les problèmes qui nous intéressent, nous pouvons supposer que les accélérations sont nulles (*i.e.* les évolutions sont quasi-statiques). Cette loi s'écrit :

$$\vec{div}\underline{\sigma} + \vec{f} = \vec{0} \tag{2.1}$$

où $\underline{\sigma}$ est le tenseur des contraintes qui est obligatoirement symétrique, et $\vec{f}$ la résultante des forces de volume (généralement le poids).

La loi de comportement

Une loi de comportement est une relation mathématique entre les contraintes et l'histoire des déformations. Cette relation peut être déterminée soit directement grâce à des essais mécaniques réalisés sur des échantillons (échelle macroscopique), soit par homogénéisation à partir d'hypothèses faites à l'échelle microscopique (approche micro-macro). Dans le cas des roches, cette dernière approche ne permet généralement pas de décrire les grandes tendances observées sur les courbes effort-déformation, car la structure d'une roche à l'échelle microscopique est souvent trop complexe pour être représentée simplement. Ceci est particulièrement vrai pour les roches argileuses fines telles que les argilites de l'Est, dont la microstructure est très mal connue. Mais, même si elle reste limitée, l'approche micro-macro est intéressante car elle permet d'évaluer de manière prospective l'influence de certaines propriétés microscopiques.

Ainsi, la seule possibilité pour déterminer une loi de comportement pertinente en mécanique des roches est l'approche phénoménologique qui fait abstraction de la microstructure et qui cherche simplement à caractériser le comportement d'un élément de volume représentatif du matériau.

Plusieurs classes de comportement peuvent être utilisées pour définir des modèles rhéologiques aussi sophistiqués qu'on le souhaite : l'élasticité, la plasticité, la visco-plasticité, etc...

Le tenseur des déformations se décompose alors en plusieurs parties :

$$\underline{\varepsilon}^{tot} = \underline{\varepsilon}^{el} + \underline{\varepsilon}^{p} + \underline{\varepsilon}^{vp} + \underline{\varepsilon}^{th} + \underline{\varepsilon}^{g} \tag{2.2}$$

1. Une partie élastique $\underline{\varepsilon}^{el}$ qui s'exprime par une relation linéaire avec le tenseur des contraintes : $\underline{\varepsilon}^{el} = \underline{\underline{H}}:(\underline{\sigma} - \underline{\sigma}_0)$, où $\underline{\sigma}_0$ représente les contraintes initiales, et où $\underline{\underline{H}}$ est un tenseur d'ordre 4 qui contient les coefficients d'élasticité de Hooke. Dans le cas isotrope, ce tenseur s'écrit avec seulement deux coefficients indépendants (le module d'Young E et le coefficient de Poisson ν).
2. Une partie plastique $\underline{\varepsilon}^{p}$ qui permet de rendre compte des déformations irréversibles instantanées. En toute rigueur, la notion de plasticité renvoie à la théorie des dislocations dans les cristaux. C'est donc par abus de langage que les mécaniciens des roches parlent de plasticité, puisque les déformations irréversibles qui apparaissent dans les roches sont dues à la création et au développement de microfissures au sein de la matrice (pouvant même provoquer des fractures macroscopiques).

   La théorie de la plasticité nécessite la définition d'un critère de plasticité, d'une loi d'écrouissage, et d'un potentiel plastique : le critère est représenté dans l'espace des contraintes par une surface qui délimite le domaine d'élasticité (cette surface est souvent convexe, mais cela n'est pas obligatoire) ; l'écrouissage permet de modifier ce domaine d'élasticité en fonction de l'histoire des contraintes et/ou des déformations que le matériau a connu ; et le potentiel plastique sert à déterminer la direction de l'écoulement plastique par rapport aux directions principales.
3. Une partie visco-plastique qui permet de rendre compte des déformations irréversibles différées. Contrairement à la plasticité, l'état de contrainte peut dépasser le critère de visco-plasticité. L'intensité des déformations visco-plastiques sera alors d'autant plus forte que l'écart au critère est important.
4. Une partie de dilatation thermique $\underline{\varepsilon}^{th}$ fonction de l'évolution de la température : $\underline{\varepsilon}^{th} = (T - T_0)\,\underline{\alpha}$, où $\underline{\alpha}$ est un tenseur sphérique si le matériau est isotrope, et où T est la température actuelle et T_0 la température initiale.
5. Eventuellement une partie $\underline{\varepsilon}^{g}$ qui représente le phénomène de gonflement/retrait de certains matériaux sensibles à l'humidité. Il convient de souligner que cette partie n'a de raison d'être que lorsque l'on suppose que cette déformation de gonflement/retrait est due à des facteurs autres que mécanique (chimie par exemple). Mais nous verrons dans la section 2.4 que les différentes démarches utilisées pour décrire les phénomènes

qui apparaissent lorsque le matériau n'est pas saturé ne sont pas basée sur une telle hypothèse de partition des déformations (elles n'héxibent donc pas de partie $\underline{\varepsilon}^g$ aussi indépendante vis-à-vis des déformations d'origine mécanique que $\underline{\varepsilon}^{th}$).

Un concept est apparu dans les années soixante pour rendre compte des dégradations du module d'Young observées dans les métaux lorsque des micro-fissures apparaissent sous l'effet d'un chargement : c'est l'endommagement (au sens Kachanov, 1958).

Cette théorie de l'endommagement est basée sur l'idée suivante : dès que des micro-fissures ont été créées, on peut distinguer deux parties au sein du matériau : une partie correspondant aux fissures qui ne joue plus aucun rôle mécanique, et une partie saine qui supporte les contraintes et qui va se déformer suivant la loi de comportement du matériau intact.

Considérons une facette de surface S dans le matériau. Soit S_D la surface "endommagée" correspondant à cette facette ($S_D < S$). La surface "porteuse" est donc $S - S_D$, et l'on peut alors définir une contrainte effective $\underline{\sigma}^\star$ (au sens de l'endommagement) :

$$\underline{\sigma}^\star = \frac{1}{(1-D)}\underline{\sigma} \qquad \text{avec :} \qquad D = \frac{S_D}{S} \tag{2.3}$$

$\underline{\sigma}$ est la contrainte réelle (celle qui intervient dans la loi de l'équilibre), et $\underline{\sigma}^\star$ celle qui contrôle la déformation du matériau (celle de la loi de comportement). Notons que le paramètre D peut devenir tensoriel dans le cas d'un endommagement non isotrope (c'est-à-dire si la fissuration est statistiquement orientée).

Pour introduire l'endommagement dans un modèle rhéologique, il faut définir un modèle d'endommagement. C'est une relation qui définit $\dot{D}$ en fonction de $\dot{\underline{\varepsilon}}^{el}$ (endommagement élastique), ou de $\dot{\underline{\varepsilon}}^{p}$ (endommagement plastique), ou encore de $\underline{\sigma}$ et D (endommagement de fluage).

Il faut aussi adopter l'hypothèse d'équivalence en déformation. Cela signifie que la déformation créée depuis le moment où le matériau était intact peut se calculer de deux manières différentes : en utilisant la loi de comportement du matériau intact et en raisonnant en contraintes effectives, ou alors en utilisant la loi de comportement du matériau endommageable et en raisonnant en contraintes réelles.

Il reste alors à définir le domaine de validité de la loi de contrainte effective : si par exemple elle n'est valable que pour l'élasticité, alors seul le module d'Young du matériau endommagé sera diminué ; mais si on considère qu'elle reste valable pour la plasticité et/ou la visco-plasticité, alors les

paramètres plastiques et/ou viscoplastiques seront eux aussi modifiés. Il est alors facile, en utilisant la loi de contrainte effective, de déterminer la loi de comportement du matériau endommagé à partir de celle du matériau intact.

Ce concept est de plus en plus utilisé en mécanique des roches pour les problèmes de stockage souterrain (Shao et Chiarelli, 1998 [43] ; Chiarelli, 2000 [12] et 2002 [13] ; Conil-Oblivé, 2003 [14]), car il utilise un paramètre qui caractérise directement la micro-fissuration du matériau (le paramètre D). C'est donc un premier pas très intéressant par rapport à notre problématique qui est de quantifier les modifications de la perméabilité engendrées par cette micro-fissuration.

Mais l'utilisation de ce concept conduit à formuler des lois de comportement sophistiquées, et qui sont peu contraintes par des observations sur la roche. En effet, l'endommagement ne s'observe pas directement ; on ne peut que constater ses effets (modification de certaines propriétés mécaniques). On est alors obligé d'effectuer un certain nombre d'hypothèses fortes concernant les phénomènes microscopiques qui contrôlent le comportement mécanique du matériau à l'échelle macroscopique (definition du modèle d'endommagement ; choix des propriétés mécaniques que cet endommagement va modifier).

N'ayant pas observé de manière nette des variations des paramètres élastiques lors des cycles charge/décharge à divers niveaux de déformation, nous n'utiliserons pas le concept d'endommagement lorsque nous définirons une loi de comportement pour les argilites de l'Est (chapitre 4). Nous préfèrerons utiliser le formalisme classique de l'élasto-plasticité, qui se contente de reproduire les phénomènes observés sur les essais mécaniques réalisés en laboratoire ou *in situ* (démarche phénoménologique).

2.1.2 Simulation numérique

Pour calculer la réponse d'une structure à une sollicitation mécanique, il faut satisfaire en chaque point la loi d'équilibre et la loi de comportement. Ces équations sont des équations différentielles locales, par conséquent elles doivent être intégrées sur tout le volume de la structure. Lorsque le problème a une géométrie très simple (1D) et que la loi de comportement n'est pas trop complexe, on peut résoudre le problème analytiquement. Mais lorsque le problème devient plus compliqué (généralement à cause de la géométrie de la structure), il faut mettre en œuvre des méthodes numériques.

La méthode des éléments finis est une méthode très puissante pour résoudre ce type de problèmes (résolution de problèmes différentiels aux dérivées par-

tielles sur un domaine de géométrie quelconque, avec des conditions aux limites). Elle consiste à rechercher une solution approchée de la solution exacte sous la forme d'un champ défini par morceaux sur des sous-domaines du domaine initial. Ce champ (qui peut être scalaire, vectoriel ou tensoriel) est défini sur chaque sous-domaine parmi une famille choisie de champs (généralement polynomiaux).

De nombreux ouvrages présentent cette méthode (par exemple Zienkiewicz, 1991 [50]), c'est pourquoi nous ne développerons pas ici son principe.

La méthode des éléments finis est très efficace pour résoudre des problèmes linéaires (problèmes élastiques linéaires, problèmes de diffusion thermique ou hydraulique), mais lorsque le système d'équation différentielle qui définit le problème physique n'est pas linéaire, la mise en œuvre de la méthode se complique.

Pour le calcul des structures, cette difficulté apparait lorsque les lois de comportement deviennent non linéaires (problèmes élasto-plastiques). La technique la plus souvent mise en œuvre consiste alors à traiter cette non linéarité par une procédure itérative externe à la méthode des éléments finis (succession de calculs élastiques). La méthode dite "des contraintes initiales", qui consiste à tenir compte des déformations plastiques sous forme d'un terme correspondant à des contraintes initiales, est la plus répandue.

Lorsque le temps apparait dans les équations (sous la forme de dérivées par rapport au temps de certaines grandeurs, c'est le cas des problèmes visco-plastiques, thermiques ou hydrauliques), il faut discrétiser le temps et effectuer des intégrations dans le temps selon un schéma explicite ou implicite.

Plusieurs codes de calcul aux éléments finis ont été développés au CGES dans les années 70 pour résoudre des problèmes mécaniques (code VIPLEF), hydrauliques (code HYDREF), et thermiques (code CHEF). Le code VIPLEF permet d'effectuer des calculs élasto-visco-plastiques (Tijani, 1978 [46]).

2.2 Le couplage H-M en conditions saturées

Dans cette partie nous considérons que le matériau est bi-phasique, et non pas mono-phasique comme dans la partie précédente. Il est composé d'un squelette solide, poreux et perméable, et d'une phase liquide (généralement de l'eau) qui sature la porosité : le squelette est déformable selon les lois de la mécanique énoncées précédemment ; le liquide soutient une partie des contraintes qui assurent l'équilibre du matériau bi-phasique et peut circuler à travers le matériau si des gradients de pression interstitielle apparaissent.

Nous allons montrer comment on peut établir les équations de la poro-mécanique, en précisant les hypothèses sous-jacentes et en indiquant la signification physique des différents coefficients. Nous ne donnerons ici que les principaux résultats. Pour plus de détails, le lecteur peut se reporter à l'annexe A de la thèse, ou à des ouvrages généraux (en particulier Detournay et Cheng, 1993 [19]).

2.2.1 Formalisme théorique : la poro-mécanique

Précisons deux notions essentielles en mécanique des milieux poreux : la notion de squelette, et celle de matrice (aussi appelée le solide ou les grains). La matrice représente uniquement la partie solide du matériau (sans la porosité, c'est-à-dire rapportée au volume du solide), alors que le squelette représente le matériau sec (solide + porosité vide).

Comme son nom l'indique, le couplage hydro-mécanique est caractérisé par deux effets qui agissent simultanément : l'effet de l'hydraulique sur la mécanique, et l'effet de la mécanique sur l'hydraulique. Découplons les phénomènes pour bien les décrire.

Effet de l'hydraulique sur la mécanique : la contrainte effective

Le concept de contrainte effective pour les milieux poreux a été introduit par Terzaghi en 1925, puis a été repris par Biot qui a formalisé la poro-élasticité (Biot, 1941 [4]). En effectuant une analyse micro-mécanique assez simple, on peut définir cette notion de contrainte effective. Pour cela considérons la facette orientée de surface S et de normale extérieure $\vec{n}$, représentée sur la figure 2.1. Le matériau exerce sur la facette une force totale $\vec{F}$ qui est reliée au tenseur de contrainte totale $\underline{\sigma}$ par la relation $\vec{F} = S\underline{\sigma}\vec{n}$ (avec pour convention que les compressions sont négatives). Cette force totale est la somme de deux forces : une force exercée par l'eau et une force exercée par le squelette. L'eau exerce sur la facette une force normale $\vec{F}^{eau} = -bSp\vec{n}$ (le signe $-$ traduisant le fait que la pression d'eau est positive), où p est la pression interstitielle et où b est le coefficient de Biot compris entre 0 et 1. Par conséquent, la force transmise par le squelette vaut $(\vec{F} - \vec{F}^{eau}) = S(\underline{\sigma} + bp\underline{1})\vec{n}$. En remarquant que cette égalité doit être vraie quelque soit l'orientation du vecteur $\vec{n}$, et en rapportant cette force à la surface totale de la facette, on peut définir une contrainte effective $\underline{\sigma}'$:

$$\underline{\sigma}' = \underline{\sigma} + b.p\underline{I} \tag{2.4}$$

C'est cette contrainte effective $\underline{\sigma}'$ qui contrôle la déformation du squelette.

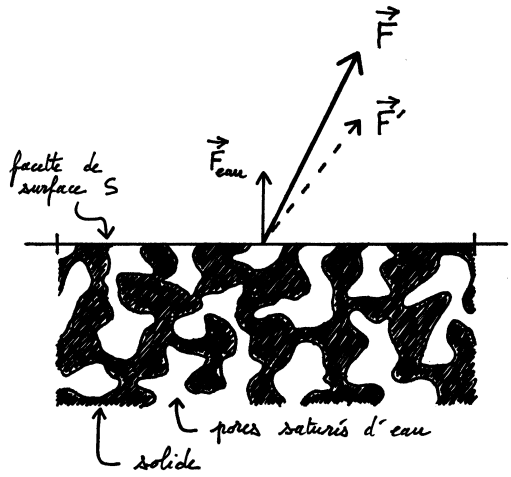

FIG. 2.1 – *Bilan des efforts qu'un matériau poreux saturé exerce sur une facette orientée; principe des contraintes effectives.*

La signification physique de ce coefficient b est complexe. Il caractérise la capacité de l'eau à transmettre des contraintes au squelette, par l'intermédiaire de la pression p qui s'exerce sur la surface des grains. Il dépend donc du contraste entre la rhéologie de la matrice et celle du squelette. On peut en effet montrer dans le cas de la poro-élasticité linéaire (c'est-à-dire lorsque le solide, l'eau et le squelette sont élastiques linéaires), que le coefficient de Biot s'écrit $b = 1 - \frac{K_0}{K_s}$, où K_0 et K_s sont respectivement les modules d'incompressibilité du squelette et du solide (voir annexe A). Par conséquent, si les grains sont incompressibles par rapport au squelette (c'est le cas des sables par exemple), alors $b = 1$, et l'on retrouve la contrainte effective de Terzaghi.

Dans le cas où des déformations irréversibles affectent le squelette (poro-plasticité), la loi de contrainte effective reste valable, mais cette fois le coefficient b n'est plus constant. Il va dépendre de l'histoire des déformations plastiques, mais la théorie de la poro-mécanique ne permet pas de caractériser cette dépendance. Notons que les mesures expérimentales de b dans le domaine plastique sont rares et difficiles. C'est pourquoi on utilise souvent un coefficient b constant dans les modélisations.

Précisons aussi que si le matériau n'est pas isotrope, b est tensoriel (Cheng, 1997 [11]).

Ainsi, les lois de la mécanique des matériaux solides restent valables pour les

matériaux poreux saturés, à condition de faire la différence entre contrainte totale et contrainte effective. En effet, la loi de l'équilibre concerne les contraintes totales, alors que la loi de comportement fait intervenir les contraintes effectives.

Effet de la mécanique sur l'hydraulique

Rappelons d'abord ce qu'est un problème d'hydraulique (voir par exemple de Marsily, 1986 [39]). Il s'agit de déterminer les évolutions dans le temps d'un champ de pression de fluide au sein d'un matériau perméable et indéformable (squelette rigide) soumis à des conditions aux limites en termes de débit imposé ou de pression imposée. Ce type de problème est régi par une équation de diffusion (exactement comme un problème thermique), qui est établie à partir de deux lois fondamentales : la loi de conservation de la masse fluide, et la loi de Darcy. La première conduit à la relation :

$$\dot{p} = M\frac{\dot{m}}{\rho} \tag{2.5}$$

p est la pression de fluide $[Pa]$; m est la variation de la masse d'eau contenue dans un volume unité de roche $[kg/m^3]$ (m est positif lorsque l'eau entre dans le volume de roche considéré) ; ρ est la masse volumique du fluide $[kg/m^3]$; et M est un coefficient qui caractérise la capacité du matériau perméable à emmagasiner du fluide ; il dépend donc de la compressibilité du fluide et/ou de celle de la matrice, et s'exprime en $[Pa]$; si l'on suppose que le fluide et la matrice sont élastiques linéaires, alors M est constant (c'est le module de Biot) ; autrement dit, la variation de pression est proportionnelle à la quantité de fluide injecté dans le matériau poreux.

La seconde loi (loi de Darcy) s'écrit :

$$\vec{q} = -k.\vec{\nabla}h \tag{2.6}$$

$\vec{q}$ est le débit de fluide qui passe à travers une surface unité $[m^3/s/m^2]$ ($\vec{q}$ est dirigé dans le sens des pressions décroissantes) ; k est la perméabilité $[m/s]$; et h est la charge hydraulique $[m]$, définie ainsi : $h = \frac{p}{\rho g} + z$, où g est la pesanteur et z la position selon l'axe vertical orienté vers le haut.

L'équation de diffusion s'obtient en constatant que $\frac{\dot{m}}{\rho} = -\vec{\nabla}.\vec{q}$:

$$k.\Delta p - \frac{\rho g}{M}\dot{p} = 0 \tag{2.7}$$

$\frac{\rho g}{M}$ est le coefficient d'emmagasinement spécifique $[m^{-1}]$

Si l'on considère maintenant que le matériau perméable est déformable selon les lois de la mécanique, alors un terme supplémentaire doit être ajouté dans la loi de conservation de la masse fluide (tandis que la loi de Darcy reste valable). Dans ce qui suit, nous supposerons que le matériau est poro-élastique linéaire. Alors, la quantité d'eau qui entre ou qui sort du matériau poreux est la somme de deux termes : un terme qui représente la variation de pression de pore à volume de squelette constant, et un terme qui représente la variation du volume des pores due à la variation de volume du squelette à pression de fluide constante (voir annexe A pour plus de détails). Cela s'écrit :

$$\frac{\dot{m}}{\rho} = \frac{\dot{p}}{M} + \frac{\dot{V}_\phi}{V} \tag{2.8}$$

V_ϕ est le volume des pores, et V celui du squelette (convention : les variations de volume positives correspondent à des augmentation de volume). On montre dans l'annexe A qu'au cours d'une évolution drainée : $\frac{\dot{V}_\phi}{V} = b.tr\underline{\dot{\varepsilon}}$ (rappel : les compressions sont négatives). Ainsi, l'équation de conservation de la masse d'eau s'écrit :

$$\dot{p} = M\left(\frac{\dot{m}}{\rho} - b.tr\underline{\dot{\varepsilon}}\right) \tag{2.9}$$

On obtient donc l'équation de diffusion de fluide :

$$k.\Delta p - \frac{\rho g}{M}\dot{p} = \rho g(b.tr\underline{\dot{\varepsilon}}) \tag{2.10}$$

Le terme supplémentaire $\rho g(b.tr\underline{\dot{\varepsilon}})$ introduit par l'effet M→H peut être considéré comme un terme source dans l'équation de diffusion (lorsqu'il est positif, il équivaut à une disparition de fluide).

En poro-plasticité, M et b ne sont plus obligatoirement constants, et le coefficient b peut être différent de celui de la loi de contrainte effective. Mais la théorie ne permet pas de les déterminer. En pratique, on choisit souvent b et M constants.

Finalement, la formulation d'un problème H-M nécessite de connaître trois types de paramètres : des paramètres mécaniques (correspondant à la loi de comportement du squelette), des paramètres hydro-mécaniques (2 coefficients de couplage b et M), et un paramètre hydraulique (la perméabilité).

Nous montrons dans l'annexe A comment obtenir les relations classiques entre coefficients poro-élastiques. Nous expliquons aussi la signification physique de chaque coefficient, et nous indiquons comment les déterminer expérimentalement.

2.2.2 Simulation numérique

Il est possible de résoudre par la méthode des éléments finis le système couplé constitué des équations de la mécanique et des équations de l'hydraulique, à condition de définir suffisamment d'inconnues nodales (les déplacements et la pression interstitielle).

Mais nous avons utilisé une autre technique. En effet, un problème hydro-mécanique peut être vu comme un problème de point fixe : si $\mathcal{M}$ et $\mathcal{H}$ sont respectivement les solutions mécanique et hydraulique du problème couplé, on peut écrire $\mathcal{M} = f(\mathcal{H})$ et $\mathcal{H} = g(\mathcal{M})$; f correspond alors à la résolution d'un problème mécanique connaissant l'historique du champ de pression interstitielle, et g à celle d'un problème hydraulique connaissant l'historique du champ de déformation.

Nous disposons de deux codes de calcul aux éléments finis capables de résoudre numériquement chacun de ces deux problèmes : le code VIPLEF pour la mécanique, et le code HYDREF pour l'hydraulique. Ces deux codes ont été développés au CGES dans les années 70.

Comme tous les problèmes de point fixe, un problème hydro-mécanique peut être résolu numériquement par une méthode itérative qui consiste à lancer successivement des calculs mécaniques et hydrauliques tenant compte des pressions de fluide ou des déformations calculées précédemment. Ce processus itératif s'arrête lorsque les suites des solutions $\mathcal{M}$ et $\mathcal{H}$ ont convergé. Dans la pratique, nous commençons le processus itératif par un calcul hydraulique, mais ce choix est arbitraire.

Précisons toutefois que la convergence n'est pas démontrée dans le cas général (loi de comportement non linéaire). Mais de nombreux tests ont été effectués soit en comparaison avec des solutions analytiques (pour des problèmes simples comme par exemple la consolidation d'un matériau sous conditions œdométriques), soit dans le cadre de benchmark dont les objectifs étaient justement d'évaluer la capacité de différents codes de calcul (par exemple ANDRA, 2001 [55]), et aucune différence n'a été observée. Par ailleurs, on peut vérifier que la fonction $f \circ g$, qui au champ $\mathcal{M}_n$ des grandeurs mécaniques du problème fait correspondre le champ $\mathcal{M}_{n+1} = f(g(\mathcal{M}_n))$ (problème de point fixe), est continue quelque soit la loi de comportement mécanique. Par conséquent, si le processus itératif converge, alors il converge vers la bonne solution.

En pratique, il suffit généralement d'une dizaine d'itérations pour que la convergence soit satisfaisante.

2.3 Si les essais mécaniques sont non drainés ?

Nous venons de voir que la théorie du couplage H-M impose de connaître le comportement mécanique du **squelette** (celui qui correspondrait à des essais drainés). Mais de tels essais sont quasiment impossibles à effectuer sur des roches très peu perméables comme les argilites de l'Est, à cause de la difficulté d'imposer et/ou de contrôler une pression interstitielle dans les échantillons. C'est pourquoi les lois de comportement sont souvent calées sur des essais classiques (sans contrôle de la pression de pore). De nombreux auteurs considèrent que ces essais sont non drainés, puisqu'ils sont rapides et que les carottes sont supposées n'avoir pas perdu d'eau depuis leur état initial dans le massif. L'objet de cette section n'est pas de discuter du caractère drainé ou non drainé des essais (cela sera fait au chapitre 3), mais de répondre à la question suivante : que faire d'une loi de comportement mécanique écrite en contrainte totale et qui décrit le comportement du matériau en conditions non drainées ?

2.3.1 L'approche purement mécanique

Il est toujours possible d'utiliser la loi de comportement telle quelle pour effectuer un calcul mécanique sans couplage H-M. Bien évidement, ce calcul n'a de sens que pour des temps très courts (puisqu'il correspond à la réponse non drainée de la structure), sauf si la roche est imperméable (porosité non connectée) ou si le massif est sec. Mais, pour que la loi de comportement soit représentative du massif (indépendamment des problèmes d'effet d'échelle et d'hétérogénéité), il faut que deux conditions soient vérifiées :

1. que les échantillons aient subi une évolution **élastique** depuis leur prélèvement, car sinon le matériau a connu un écrouissage qui a modifié le domaine d'élasticité. Cette condition est généralement vérifiée.

2. que les conditions initiales des échantillons (contraintes totales et pression de pore) soient compatibles avec celles du massif. Ceci est dû à la non-linéarité de la poro-plasticité. Cette notion de compatibilité implique que les échantillons aient subi une évolution **non drainée** depuis leur état initial dans le massif. Ce n'est pas le cas si l'échantillon a perdu une partie de son eau, ou si l'on impose une pression de pore dans l'échantillon.

Si cette seconde condition n'est pas satisfaite, ou si l'on veut prendre en compte le phénomène de diffusion hydraulique, il faut entrer au cœur du couplage hydro-mécanique.

2.3.2 L'approche hydro-mécanique classique

En conditions localement non drainées, l'eau interstitielle et le squelette sont liés. On peut donc indifféremment considérer le matériau soit comme un matériau monophasique (caractérisé par les paramètres mécaniques non drainés ; c'est l'approche purement mécanique), soit comme un matériau poreux biphasique soumis aux lois de la poro-mécanique (avec deux paramètres de couplage, et la loi de comportement du squelette).

Nous allons montrer comment on peut déduire cette loi de comportement du squelette à partir de la loi de comportement non drainée et des coefficients de couplage. Nous admettrons dans cette démarche que le comportement irréversible du squelette (plasticité) fait intervenir la même contrainte effective que celle qui intervient dans son comportement réversible (élasticité). Autrement dit, le critère de plasticité du squelette ne dépend que de cette contrainte effective et d'éventuelles variables d'écrouissage, sans faire intervenir la pression de pore.

Kharkhour et Jabbouri (2001, [32]) et Kharkhour (2002, [33]) ont abordé cette question, mais en se préoccupant uniquement du critère d'initiation de la plasticité (c'est-à-dire sans se préoccuper ni des paramètres élastiques, ni de l'écrouissage, ni du potentiel plastique). D'autres auteurs ont déjà formulé le problème mais dans l'autre sens : connaissant le modèle élasto-plastique du squelette, quel est le modèle monophasique équivalent qui a la même réponse mécanique dans tous les cas non drainés (Tijani, 1991 [47] ; Giraud, 1993 [25]).

Loi de partition de la déformation ; élasticité du squelette

Soient $\underline{\sigma}_0$ la contrainte totale initiale et p_0 la pression de pore initiale du matériau poreux saturé. Soumettons-le à une sollicitation non drainée jusqu'à l'état final caractérisé par la contrainte totale $\underline{\sigma}$, la pression de pore p, et la déformation totale $\underline{\varepsilon}$.

Précisons que l'équivalence en conditions non drainées entre les approches monophasique et biphasique concerne les contraintes totales $\underline{\sigma}$ et les déformations totales $\underline{\varepsilon}$. La déformation totale se décompose en une partie élastique et une partie plastique. Notons $\underline{\varepsilon}^{el\prime}$ et $\underline{\varepsilon}^{p\prime}$ respectivement les tenseurs de déformation élastique et non-élastique du squelette, et par $\underline{\varepsilon}^{el}$ et $\underline{\varepsilon}^{p}$ ceux du matériau non drainé. La déformation totale s'écrit donc de deux manières :

$$\underline{\varepsilon} = \underline{\varepsilon}^{el\prime} + \underline{\varepsilon}^{p\prime} = \underline{\varepsilon}^{el} + \underline{\varepsilon}^{p} \tag{2.11}$$

Nous noterons E_0, ν_0 et K_0 respectivement le module d'Young, le coefficient de Poisson et le module d'incompressibilité du squelette, et E_u, ν_u et K_u les

mêmes grandeurs mais pour le matériau non drainé. L'équation 2.11 s'écrit :

$$\left[\frac{1+\nu_0}{E_0}(\underline{\sigma}' - \underline{\sigma}'_0) - \frac{\nu_0}{E_0} tr(\underline{\sigma}' - \underline{\sigma}'_0)\right].\underline{1} + \underline{\varepsilon}^{p\prime} = \left[\frac{1+\nu_u}{E_u}(\underline{\sigma} - \underline{\sigma}_0) - \frac{\nu_u}{E_u} tr(\underline{\sigma} - \underline{\sigma}_0)\right].\underline{1} + \underline{\varepsilon}^p \quad (2.12)$$

Par ailleurs, la loi de contraintes effectives donne :

$$(\underline{\sigma} - \underline{\sigma}_0) = (\underline{\sigma}' - \underline{\sigma}'_0) - b(p - p_0).\underline{1} \quad (2.13)$$

Et l'équation 2.10 de conservation de la masse $p - p_0 = -bM.tr\underline{\varepsilon}$ permet d'exprimer la pression interstitielle de deux manières :

$$p - p_0 = -bM\frac{tr(\underline{\sigma} - \underline{\sigma}_0)}{3K_u} - bM.tr\underline{\varepsilon}^p \quad (2.14)$$

$$p - p_0 = -bM\frac{tr(\underline{\sigma}' - \underline{\sigma}'_0)}{3K_0} - bM.tr\underline{\varepsilon}^{p\prime} \quad (2.15)$$

La relation 2.12 doit être vérifiée pour n'importe quelle transformation du matériau (*i.e.* quelques soient $(\underline{\sigma} - \underline{\sigma}_0)$ et $tr(\underline{\sigma} - \underline{\sigma}_0)$). Par conséquent, en utilisant les relations 2.13, 2.14 et les relations de base entre les coefficients poro-élastiques, l'équation 2.12 conduit à deux relations entre les paramètres élastiques drainés et ceux non drainés (2.16 et 2.17), et à une relation entre les déformations plastiques du squelette et celles du matériau total (2.18) :

$$\frac{1}{E_0} = \frac{1}{E_u} + \frac{bB_s}{9(1-bB_s)}\frac{1}{K_u} \quad (2.16)$$

$$\frac{\nu_0}{E_0} = \frac{\nu_u}{E_u} - \frac{bB_s}{9(1-bB_s)}\frac{1}{K_u} \quad (2.17)$$

$$\underline{\varepsilon}^{p\prime} = \underline{\varepsilon}^p + \frac{bB_s}{3(1-bB_s)} tr(\underline{\varepsilon}^p).\underline{1} \quad (2.18)$$

où b est le coefficient de Biot et B_s le coefficient de Skempton (dont la définition est donnée dans l'annexe A). En utilisant les relations A.16 et A.21 établies dans l'annexe A, on montre que $bB_s = \frac{b^2M}{K_0+b^2M}$, ce qui indique que $bB_s \in [0,1]$.

La relation 2.16 permet de vérifier d'une part que E_0 est toujours positif, et d'autre part que $E_0 < E_u$. De même, en additionnant les relations 2.16 et 2.17,

on obtient $\nu_0 < \nu_u$. Mais la relation 2.17 peut conduire à des valeurs négatives pour ν_0 . Précisons que la thermodynamique n'impose pas au coefficient de Poisson d'être positif. Cependant on n'imagine pas qu'une roche puisse avoir un coefficient de Poisson négatif. On demandera donc que la condition $\nu_0 \geq 0$ soit satisfaite. Cela se traduit par :

$$bB_s \leq \frac{3\nu_u}{1+\nu_u}$$

(où la quantité $\frac{3\nu_u}{1+\nu_u}$ vaut 1 lorsque $\nu_u = 0,5$, et 0 lorsque $\nu_u = 0$). Si cette inégalité n'est pas vérifiée, cela signifie que l'une au moins des deux valeurs proposées pour ν_u et bB_s est fausse, ou alors que les essais mécaniques ne sont pas réellement non drainés.

Critère de plasticité

$F(\underline{\sigma}, \xi)$ est le critère du matériau total, où la variable d'écrouissage ξ est une fonction de l'histoire des déformations plastiques du matériau total.

Soit $F'(\underline{\sigma}', \xi')$ le critère du squelette, où la variable d'écrouissage ξ' sera définie plus tard. La seule condition à respecter est la suivante : F et F' doivent être négatifs ensembles (pas de plasticité), et nuls ensembles (écoulement plastique). On peut donc choisir :

$$F'(\underline{\sigma}', \xi') = F(\underline{\sigma}, \xi) \tag{2.19}$$

En utilisant la relation 2.15 et la loi de contraintes effectives, on peut écrire une relation entre les contraintes totales et les contraintes effectives au cours d'une évolution non drainée :

$$\underline{\sigma} = \left[\underline{\sigma}' + \frac{bB_s}{3(1-bB_s)} tr\underline{\sigma}'.\underline{1}\right] + A.\underline{1} \tag{2.20}$$

avec A ayant pour expression :

$$A = b^2 M.tr\underline{\varepsilon}^{p\prime} - \frac{b(p_0 + B_s\sigma_0)}{1-bB_s} \tag{2.21}$$

On obtient donc l'expression du critère F' en remplaçant $\underline{\sigma}$ dans la fonction F par l'expression de la relation 2.20.

Remarques concernant le critère du squelette $F'(\underline{\sigma}', \xi')$:

1. le critère F' est fonction de la contrainte effective moyenne $tr\underline{\sigma}'$, même si le critère F ne dépend pas de la contrainte totale moyenne.

2. les conditions initiales du matériau ($\sigma_0 = \frac{1}{3} tr \underline{\sigma}_0$ et p_0) interviennent dans l'expression de F' sous la forme d'un terme constant. Elles apparaissent par l'intermédiaire de la pression $p^{libre} = p_0 + B_s \sigma_0$, qui est la pression interstitielle dans l'échantillon lorsqu'à partir de l'état de référence (σ_0, p_0) on annule les contraintes totales en admettant que la transformation est élastique linéaire et non drainée (nous discuterons dans un prochain paragraphe les valeurs possibles de cette pression p^{libre}).
3. la variable d'écrouissage ξ' est en fait constituée de deux variables d'écrouissage : $\xi' = (\eta', \chi')$, où :
   - η' est telle que $\eta'(\underline{\varepsilon}^{p\prime}) = \xi(\underline{\varepsilon}^p)$; on détermine son expression en utilisant la relation 2.18 : $\eta'(\underline{\varepsilon}^{p\prime}) = \xi(\underline{\varepsilon}^{p\prime} - \frac{1-bB_s}{3} tr(\underline{\varepsilon}^{p\prime}).\underline{1})$.
   - $\chi' = tr\underline{\varepsilon}^{p\prime}$; cette seconde variable d'écrouissage est une déformation volumique qui contrôle un écrouissage négatif si la plasticité est dilatante, et positif si elle est contractante.

   Le critère s'écrit donc avec deux variables d'écrouissage : $F'(\underline{\sigma}', \eta', \chi')$. Mais l'écrouissage peut se réduire à une seule variable dans le cas où ξ' et χ' sont du même type (*i.e.* basé sur la déformation plastique volumique).

Pour étudier les propriétés mathématiques de $F'(\underline{\sigma}', \eta', \chi')$ en tant que fonction des contraintes, on fixe les variables η' et χ'. Introduisons l'opérateur linéaire $\mathcal{L}$ défini de la façon suivante :

$$\underline{x} \longmapsto \mathcal{L}(\underline{x}) = \underline{x}^* + (1 - bB_s)\frac{tr\underline{x}}{3}.\underline{1}$$

où : $\underline{x}^* = \underline{x} - \frac{1}{3} tr\underline{x}\,\underline{1}$ (déviateur de $\underline{x}$).

Son inverse $\mathcal{L}^{-1}$ est tel que :

$$\mathcal{L}^{-1}(\underline{x}) = \underline{x}^* + \frac{1}{(1 - bB_s)}\frac{tr\underline{x}}{3}.\underline{1}$$

La relation 2.20 se réécrit alors :

$$\underline{\sigma} = \mathcal{L}^{-1}(\underline{\sigma}') + A.\underline{1}$$

Par conséquent :

$$\underline{\sigma}' = \mathcal{L}(\underline{\sigma} - A.\underline{1})$$

Soient $\Omega = \{\underline{\sigma} \,/\, F(\underline{\sigma}, \xi) \leq 0\}$ et $\Omega' = \{\underline{\sigma}' \,/\, F'(\underline{\sigma}', \eta', \chi') \leq 0\}$ les domaines d'élasticité du matériau total et du squelette. Alors D' s'obtient à partir de

D par une translation dans la direction $\underline{1}$ suivie d'une déformation homogène dans cette même direction. Notons que le coefficient qui contrôle cette déformation est $(1 - bB_s)$ qui, comme nous l'avons montré plus haut, est strictement compris entre 0 et 1[1]. La figure 2.2 illustre la transformation géométrique qui permet de passer de F à F'. On y a représenté ces deux critères dans le diagramme des contraintes principales σ_x et σ_y.

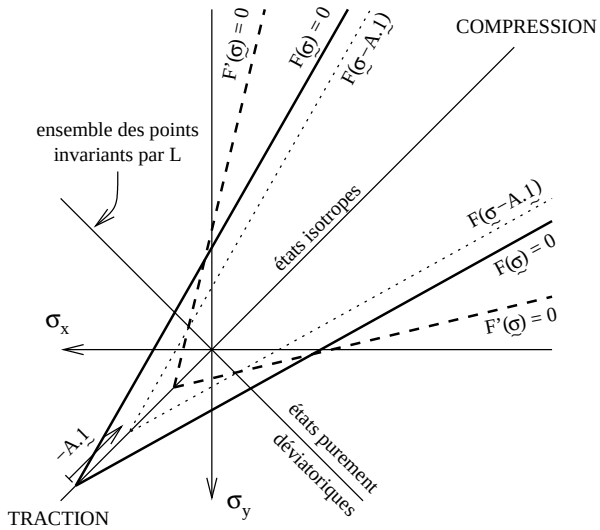

FIG. 2.2 – *Transformation du critère de plasticité; (il s'agit d'une vue en projection dans le plan des contraintes principales σ_x et σ_y)*

Ces deux opérations géométriques conservent la dérivabilité (si F est dérivable en $\underline{\sigma}$ alors F' est dérivable en $\underline{\sigma}'$), et la convexité (si F est convexe alors F' l'est aussi).

Potentiel plastique

Soit $P(\underline{\sigma}, \xi)$ le potentiel plastique du matériau non drainé (qui peut être différent du critère). Par définition, la vitesse $\underline{\dot{\varepsilon}}^p$ doit toujours appartenir au sous-gradient de P (cône des normales extérieures). Ceci s'écrit : $\underline{\dot{\varepsilon}}^p \in \partial_{\underline{\sigma}} P(\underline{\sigma}, \xi)$. On supposera que la fonction P est dérivable par rapport à $\underline{\sigma}$.

[1]Signification du coefficient $(1 - bB_s)$: au cours d'une évolution non drainée et élastique, la variation de contrainte totale moyenne $\Delta\sigma_m$ induit la variation de contrainte effective moyenne $\Delta\sigma'_m = (1 - bB_s)\Delta\sigma_m$

Introduisons la fonction $P'(\underline{\sigma}', \eta', \chi') = P(\underline{\sigma}, \xi)$ où η' et χ' sont définis comme précédemment. Tout ce que nous avons dit sur la transformation du critère F en F' s'applique pour celle de P en P'.

Il est aisé, en utilisant la linéarité de l'opérateur $\mathcal{L}$, de montrer que que les lois d'écoulement du squelette dérivent d'un potentiel et que ce potentiel est P'.

Par ailleurs, la relation 2.18 montre que si la plasticité est dilatante (resp. contractante), alors elle est plus dilatante (resp. contractante) pour le squelette que pour le matériau total, puisque :

$$tr\underline{\varepsilon}^p = (1 - bB_s).tr\underline{\varepsilon}^{p\prime} \qquad \text{avec :} \quad 0 \leq 1 - bB_s \leq 1 \tag{2.22}$$

Discussion à propos de la pression interstitielle p^{libre}

Ayant admis que le prélèvement de l'échantillon correspond à une transformation élastique linéaire non drainée, $p^{libre} = p_0 + B_s\sigma_0$ est la pression interstitielle dans les échantillons lorsqu'ils sont libres de contraintes, ce qui est le cas au début de l'essai. Dans ce paragraphe, nous considèrerons que la plasticité (qui n'est pas forcément définie comme étant la rupture) est dilatante, et donc que le matériau est frottant. Mais le raisonnement est le même si la plasticité est contractante, à condition d'inverser le signe des contraintes.

Rappelons aussi quelques-unes des hypothèses de départ : le matériau est considéré comme vierge dans le massif ; la loi de comportement de départ a été déterminée sur des essais "pseudo non drainés" (*i.e.* la pression de pore, qui n'a pas été imposée au cours de l'essai, résulte des conditions initiales dans le massif). Ainsi, la définition même de la loi de comportement indique que l'état de contrainte nul $\underline{\sigma} = \underline{0}$ (c'est-à-dire le début de l'essai) appartient au domaine d'élasticité du matériau total Ω. Précisons que $\underline{0} \in \Omega \Longleftrightarrow \sigma_s > 0$ (σ_s étant la contrainte au sommet du critère du matériau total).

En réalité, il se peut que le matériau total ait été plastifié lorsqu'il a été déconfiné pour la première fois (ce qui signifierait que la loi de comportement du matériau total est mal définie). Pour le comprendre, il faut raisonner en considérant le squelette : si, quand la contrainte totale est nulle, la pression interstitielle p^{libre} est fortement positive, alors les tractions isotropes qui sont créées dans le squelette peuvent provoquer une plastification. Soit σ'_s la contrainte correspondant au sommet du critère de plasticité du squelette. La contrainte effective lorsque $\underline{\sigma} = \underline{0}$ vaut $\sigma'_{libre} = bp^{libre}$. Donc une plastification se produit par traction si $\sigma'_{libre} > \sigma'_s$ (ce qui est bien entendu équivalent à $\sigma_s < 0$ puisque le matériau total et le squelette se plastifient en même temps

au cours de l'évolution non drainée). Or la condition $\sigma'_{libre} > \sigma'_s$ conduit à :

$$B_s < \frac{p_0 - \frac{\sigma'_s}{b}}{|\sigma_0|} \tag{2.23}$$

Par ailleurs, il parait évident que $\sigma'_s \geq 0$ (en effet, on imagine mal qu'un squelette à l'état vierge ne puisse pas supporter l'état de contrainte nul).

Analysons la relation 2.23 grâce à un exemple : supposons que $|\sigma_0| = 2,5\, p_0$ (ce qui se produit quand les pressions dans l'eau et dans la roche sont hydrostatiques, avec un massif de densité moyenne égale à 2,5) ; supposons aussi que $\sigma'_s = 0$ (ce qui est le cas le plus défavorable car cela signifie que le squelette ne peut supporter aucune traction sans se plastifier ; la plasticification apparaitra donc dès que la pression p^{libre} est positive) ; alors la condition 2.23 devient $B_s < 0,4$. Cette valeur est faible comparée à celle qui est proposée pour les argilites de l'Est ($B_s = 0.8$). Par conséquent, il est peu vraisemblable que les échantillons soient plastifiés lorsqu'ils sont libres de contrainte. De plus la pression p^{libre} sera vraisemblablement négative (on discute la signification de cette pression négative juste après). On aura donc $\underline{0} \in \Omega$, ce qui est équivalent à $\sigma_s > 0$ et à $\sigma'_s > bp^{libre}$ (sachant que, par ailleurs, nous estimons que $\sigma'_s \geq 0$).

Nous venons de voir que lorsque $B_s > \frac{p_0}{|\sigma_0|}$, la pression p^{libre} est négative. Avec les valeurs données ci-dessus, cette condition s'écrit $B_s > 0,4$, ce qui semble être le cas pour les argilites de l'Est. Bien entendu, cette pression négative n'a aucun sens physique, car en réalité, une troisième phase (de la vapeur d'eau) apparait dans le matériau poreux au moment où la pression s'annule. Mais ce phénomène de désaturation est probablement réversible : lorsque le confinement augmente à nouveau, le milieu poreux redevient saturé comme si rien ne s'était passé. Par conséquent, même si la théorie du couplage dans les milieux saturés ne permet pas de décrire ce qui se passe au cours de la désaturation, elle est suffisante pour caractériser le matériau, à condition que la partie intéressante de l'essai (initiation de la plasticité et écrouissage du matériau) corresponde à des conditions saturées (contrainte moyenne suffisamment élevée). En pratique, il faudra donc s'assurer que la loi de comportement du matériau total a été calée sur les parties des essais pour lesquelles la pression interstitielle est positive.

Mais si la pression p^{libre} est trop négative, nous allons montrer dans le prochain paragraphe que la loi de plasticité du squelette peut ne pas satisfaire le second principe de la thermodynamique.

Restriction thermodynamique

Nous savons comment transformer le citère et le potentiel, mais il faut maintenant étudier la validité de la loi de plasticité du squelette vis-à-vis de de la thermodynamique. Nous supposerons que la loi de comportement du squelette dérive d'un potentiel d'énergie libre écrit sous la forme suivante :

$$\Psi'(\underline{\varepsilon}^{e\prime}) = \frac{1}{2}(\underline{\varepsilon} - \underline{\varepsilon}^{p\prime}):\underline{\underline{H}}_0:(\underline{\varepsilon} - \underline{\varepsilon}^{p\prime}) \tag{2.24}$$

Cela signifie que le squelette ne présente pas d'écrouissage cinématique (translation du domaine d'élasticité).

On retrouve la loi d'élasticité en écrivant :

$$\underline{\sigma}' = \frac{\partial \Psi'}{\partial \underline{\varepsilon}^{e\prime}} = \underline{\underline{H}}_0:(\underline{\varepsilon} - \underline{\varepsilon}^{p\prime}) \tag{2.25}$$

L'inégalité de Clausius-Duhem (second principe de la thermodynamique) s'écrit alors :

$$\underline{\sigma}':\dot{\underline{\varepsilon}}^{p\prime} \geq 0 \tag{2.26}$$

Cette relation signifie que la puissance plastique dissipée doit être positive.

Nous allons montrer sur un exemple simple que ce n'est pas toujours le cas. Considérons un matériau total dont le critère de plasticité F est linéaire par rapport à la contrainte moyenne, et dont le potentiel P est associé au critère ($P = F$). Nous supposerons que le matériau est frottant et que la plasticité est dilatante. En reprenant l'analyse géométrique que nous avons effectuée pour illustrer la transformation du critère, on montre sur la figure 2.3 que $\underline{\sigma}' : \dot{\underline{\varepsilon}}^{p\prime} < 0$, $\forall \underline{\sigma}'$ tel que $F'(\underline{\sigma}') = 0$ et $\dot{F}'(\underline{\sigma}') \neq 0$, si et seulement si la translation $-A.\underline{1}$ est telle que le sommet du critère F change de signe (c'est-à-dire si et seulement si $A > \sigma_s$, sachant que $\sigma_s > 0$).

D'après ce que nous avons dit au paragraphe précédent (le domaine d'élasticité du squelette contient l'état de contrainte nul), la situation décrite ci-dessus ne peut pas se produire lorsque le matériau est vierge. Mais au cours de la plastification, A et σ_s évoluent, et il est possible d'avoir $A > \sigma_s$, comme le montre la figure 2.3. Alors, la loi de comportement du squelette cesse d'être valable, et il n'est plus possible de définir une loi de plasticité pour le squelette qui permette de retrouver par un calcul H-M non drainé le comportement de départ (celui du matériau total). Cela signifie qu'il y a alors une incohérence dans les hypothèses de départ : l'essai n'est pas non drainé,

ou alors la loi de comportement du matériau total n'est pas bonne. Nous reviendrons sur ce problème dans la section 2.3.4 en traitant un exemple concret.

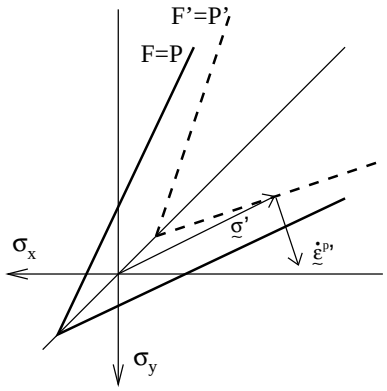

FIG. 2.3 – *Exemple d'une loi de plasticité du squelette qui viole le second principe de la thermodynamique.*

Inversement, on peut vérifier que si $A \leq \sigma_s$, alors $\underline{\sigma}' : \dot{\underline{\varepsilon}}^{p\prime} \geq 0$, $\forall \underline{\sigma}' \in \Omega'$.

Pour finir, précisons que si la loi de plasticité est plus complexe, les tendances sont les mêmes (la puissance plastique dissipée par le squelette n'est pas toujours positive). Mais l'analyse, qu'il convient nécessairement de faire avant d'utiliser la loi de comportement déduite pour le squelette, est plus délicate.

Analyse critique de la loi de comportement du squelette

Même si la loi de comportement du squelette est valable sur le plan thermodynamique, il se peut qu'elle heurte le bon sens ou qu'elle contredise des principes élémentaires de mécanique des roches.

Pour illustrer ce point, étudions l'exemple présenté sur la figure 2.4 : le critère et le potentiel du matériau total sont les mêmes que ceux de l'exemple précédent, mais cette fois le produit bB_s est supérieur à une valeur critique, de sorte que la pente du critère F' est de signe opposé à celle de F [2]. Le critère F' est donc tel que si le squelette est soumis à un état de contrainte uniaxial (au cours d'un essai sec par exemple), plus la compression est forte, plus la stabilité vis-à-vis de ce critère est grande. Bien évidemment un tel

[2]Dans l'annexe B on détermine les valeurs critiques du produit bB_s dans les cas de Mohr-Coulomb ($bB_s = \frac{3}{K+2}$), et de Drücker-Prager ($bB_s = 1 - A$; il s'agit du paramètre A de Drücker-Prager, et non du terme A qui a été défini précédemment).

comportement n'a aucun sens en mécanique des roches.

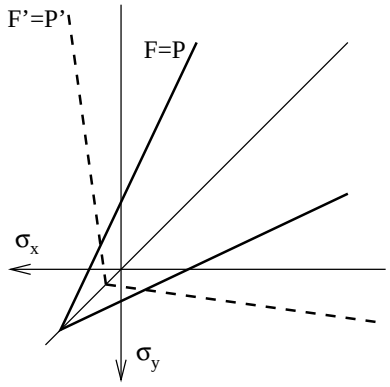

FIG. 2.4 – *Exemple d'une loi de plasticité du squelette valable sur le plan thermodynamique, mais qui ne parait pas réaliste.*

En fait, le comportement du squelette peut être irréaliste bien avant que la situation-limite décrite ci-dessus ne soit atteinte. C'est pourquoi il est nécessaire d'étudier en détail la loi de comportement du squelette déduite des essais non drainés, car elle peut révéler des contradictions entre certaines hypothèses de départ (voir l'exemple traité dans la section 2.3.4).

2.3.3 Une autre approche H-M : la plasticité en contraintes totales

Kharkhour et Jabbouri (2001) ont proposé une approche intermédiaire entre l'approche purement mécanique et l'approche H-M classique qui nécessite de calculer le comportement du squelette. Leur idée est d'effectuer un calcul H-M, mais en traitant la plasticité en contraintes totales. Ces auteurs affirment qu'on peut alors utiliser directement la loi de comportement telle qu'elle a été définie sur les essais non drainés. Ils affirment aussi que cette approche « permet de ne pas rajouter une hypothèse supplémentaire sur le critère ». Nous montrerons que ces deux affirmations sont fausses, et que l'utilisation de cette méthode peut conduire à certaines incohérences.

Cette approche est donc basée sur l'hypothèse suivante : la plasticité ne dépend que des contraintes totales. Pourtant, il parait logique que les déformations irréversibles qui apparaissent au sein d'un milieu poreux soient

contrôlées à la fois par les contraintes totales et par la pression de pore[3]. Mais, vu la difficulté de caractériser l'influence de la pression de pore pour des roches aussi peu perméables que les argilites, cette hypothèse de plasticité en contraintes totales ne parait pas scandaleuse.

La seule condition à respecter est la suivante : cette approche doit donner exactement les mêmes résultats que l'approche purement mécanique et que l'approche H-M classique dans tous les cas non drainés. Cette condition est réalisable puisqu'en conditions non drainées la pression interstitielle est fonction des contraintes totales (ce qui signifie que la plasticité peut être contrôlée par les contraintes totales seulement). En revanche, les deux approches H-M couplées donnent des résultats différents dès qu'un drainage apparait puisque dans ce cas la pression de pore évolue indépendamment des contraintes totales.

Cette approche est une approche H-M couplée, par conséquent les déformations à prendre en compte sont les déformations du squelette. La loi de comportement que l'on cherche relie donc les déformations plastiques du squelette $\underline{\varepsilon}^{p\prime}$ aux contraintes totales $\underline{\sigma}$, et les déformations élastiques du squelette $\underline{\varepsilon}^{el\prime}$ aux contraintes effectives $\underline{\sigma}'$. En effet, si l'élasticité ne dépendait, elle aussi, que des contraintes totales, alors il n'y aurait plus d'effet H→M. Il faut donc comme dans le cas H-M classique déterminer les paramètres élastiques du squelette, ce qui nécessite de connaître les coefficients de couplage (relations 2.16 et 2.17). Ces coefficients sont de toutes façon nécessaires puisque cette approche simule le couplage H-M.

Le critère de plasticité, la variable d'écrouissage et le potentiel plastique sont donc respectivement :

$$
\begin{aligned}
&F(\underline{\sigma}, \eta') \\
&\dot{\eta}' = \dot{\xi} = \|\underline{\dot{\varepsilon}}^{p\prime} - \frac{bB_s}{3} tr\underline{\dot{\varepsilon}}^{p\prime}\| \\
&P'(\underline{\sigma}, \eta')
\end{aligned}
$$

On peut facilement effectuer des simulations H-M avec une telle loi de comportement. Il suffit pour cela de modifier légèrement un code de calcul qui permet de modéliser le couplage H-M.

[3]Les déformations élastiques sont contrôlées par la contrainte effective au sens de Biot ; mais pour les déformations irréversibles il faut probablement revenir à une formulation plus générale dans laquelle l'état thermodynamique du squelette est défini par la contrainte total, les variables d'écrouissage et la pression de pore.

Mais cette loi de comportement ne satisfait pas obligatoirement le second principe de la thermodynamique. Nous supposerons que la loi de comportement de ce pseudo-squelette dérive du même potentiel d'énergie libre Ψ' que le squelette. La loi d'élasticité et l'inégalité de Clausius-Duhem s'écrivent donc de la même façon que précédemment. Par conséquent, la loi de plasticité du pseudo-squelette doit vérifier la condition $\underline{\sigma}' : \dot{\underline{\varepsilon}}^{p\prime} \geq 0$, $\forall \underline{\sigma}' \in \Omega$. Ceci impose les mêmes restrictions que pour le squelette.

Cette approche parait plus simple que l'approche classique (puisqu'on ne transforme pas complètement la loi de comportement), mais en réalité elle contient exactement les mêmes hypothèses concernant les coefficients de couplage et les conditions initiales du matériau que l'approche classique puisqu'elles sont toutes les deux équivalentes dans tous les cas non drainés. Kharkhour et Jabbouri n'ont pas vu que ces deux approches étaient équivalentes, car ils ne se sont intéressés qu'au critère d'initiation de la plasticité.

L'idée même de cette approche comporte une contradiction : d'un côté on a confiance en nos valeurs de coefficients de couplage et en notre modèle élasto-plastique non drainé puisqu'on est prêt à modéliser la réponse H-M d'une structure complexe, mais de l'autre on n'ose pas utiliser ces mêmes valeurs de coefficients de couplage pour interpréter en termes H-M des essais non drainés dont la géométrie et les chargements sont simples et bien contrôlés.

Nous déconseillons donc cette approche, car on ne voit pas ce qu'on fait. Nous illustrons cette dernière remarque dans le paragraphe suivant.

2.3.4 Exemple d'application

Considérons une loi de comportement élasto-plastique calée sur des essais non drainés de compression cylindrique. Cette loi est basée sur le critère de Mohr-Coulomb, avec un écrouissage positif, et un potentiel plastique associé au critère. L'écrouissage, qui porte sur la résistance du matériau, est linéaire : $R(\xi) = R_c + k.\xi$ (où la variable d'écrouissage ξ est telle que $\dot{\xi} = \|\dot{\underline{\varepsilon}}^p\|$). Voir l'annexe B pour les expressions du critère et du potentiel de Mohr-Coulomb, ainsi que pour le calcul du comportement du squelette.

La loi de comportement décrit assez bien la phase avant-rupture observée pour les argilites de l'Est (en adoptant les valeurs données sur la première ligne du tableau 2.1). La figure 2.5 montre une simulation d'essais triaxiaux non drainés. Ces courbes effort - déformation traduisent le fait que le matériau durcit sous l'effet d'un chargement croissant, ce qui est caractéristique des roches tendres.

	paramètres élastiques	paramètres plastiques
matériau non drainé	$E_u = 3800$ MPa $\nu_u = 0,3$	$K = \beta = 2$ $R(\xi) = R_c + k.\xi$, avec : $R_c = 10$ MPa $k = 889,4$ MPa
squelette	$E_0 = 3383,56$ MPa $\nu_0 = 0,158$	$K' = \beta' = 3,78$ $R'(\xi') = R'_c + k'.\xi'$, avec : $R'_c = 6,11$ MPa $k' = -3265,0$ MPa
plasticité en contraintes totales	$E_0 = 3383,56$ MPa $\nu_0 = 0,158$	$K = 2$ $\beta' = 3,78$ $R(\xi') = R_c + k''.\xi'$, avec : $R_c = 10$ MPa $k'' = 1014,0$ MPa
paramètres de couplages :	$b = 0,6$	$B_s = 0,8$
conditions initiales dans le massif :	$\sigma_0 = -12$ MPa	$p_0 = 4,6$ MPa

TAB. 2.1 – *Paramètres mécaniques du matériau non drainé, du squelette et du pseudo-squelette avec plasticité en contrainte totale.*

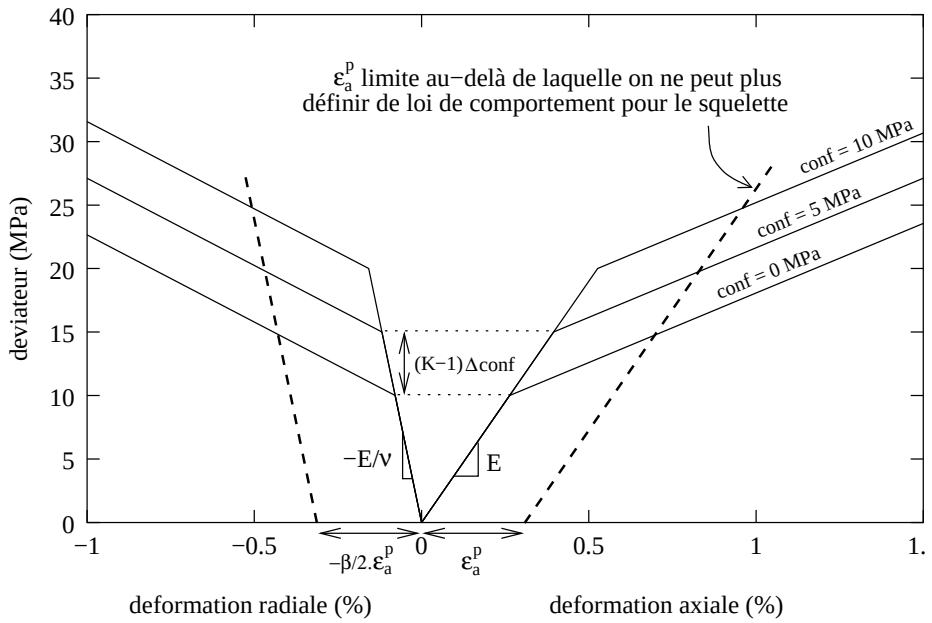

FIG. 2.5 – *Courbes effort-déformation théoriques pour des essais de compression cylindriques non drainés sous différents confinements.*

Déterminons la loi de comportement du squelette et du pseudo-squelette avec plasticité en contraintes totales. Pour les coefficients de couplage, nous adoptons les valeurs qui ont été proposées par l'Andra (avant-dernière ligne du tableau). Et pour les conditions initiales, nous supposons que le matériau a été prélevé à 460 mètres de profondeur (la contrainte totale et la pression de pore sont indiqués sur la dernière ligne du tableau).

La loi de comportement du squelette sera valable puisque initialement $A \approx 5,77$ MPa $< \sigma_s = \frac{R_c}{K-1} = 10$ MPa. La pression interstitielle p^{libre} au début des essais est nettement négative $p^{libre} = -5$ MPa (ce qui n'est pas réaliste, mais ne gêne pas le raisonnement). Enfin on vérifie que $bB_s = 0,48 < \frac{3}{K+2} = 0,75$, ce qui signifie que K' ne sera pas négatif.

Comportement du squelette ; interprétation H-M des essais

Pour ce régime de compression cylindrique, le critère et le potentiel du squelette peuvent être écrits sous la forme d'un critère et d'un potentiel de Mohr-Coulomb simples, comme pour le matériau non drainé (voir annexe B).

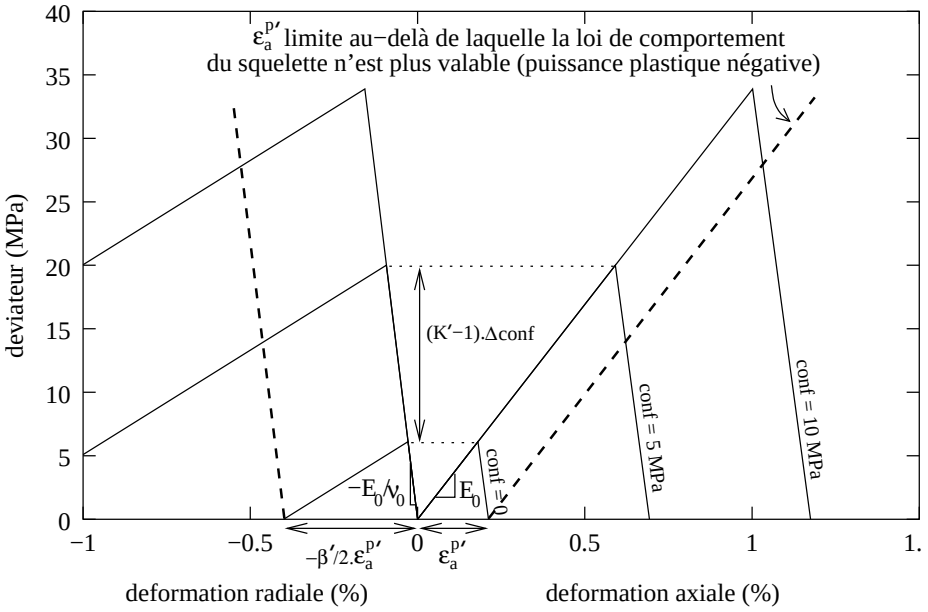

FIG. 2.6 – *Courbes effort-déformation correspondant à des essais drainés (comportement du squelette).*

On obtient alors les valeurs indiquées sur la deuxième ligne du tableau 2.1. La figure 2.6 illustre le comportement du squelette : il s'agit de réponses théoriques correspondant à des essais triaxiaux drainés avec une pression

de pore nulle. Elles montrent que la résistance du squelette diminue très rapidement lorsque la plastification augmente (écrouissage fortement négatif). Cette chute de résistance n'est pas réaliste, puisque le matériau n'a pas atteint la rupture (en effet la loi de comportement non drainée décrit le comportement avant-rupture). Rappelons que l'écrouissage négatif est induit par le terme $-H.tr\underline{\varepsilon}^{p\prime}$ qui intervient dans l'expression de la résistance du squelette (voir l'équation B.12 page 192).

D'autre part, regardons si, au cours d'un essai non drainé de compression cylindrique, le terme A peut rattraper σ_s . Ecrivons chacun de ces deux termes en fonction de la déformation plastique axiale ε_a^p du matériau total (ε_a^p est une contraction, mais on la choisit positive pour que les courbes effort-déformation soient plus faciles à lire) :

$$A = \frac{b}{1 - bB_s}[bM(\beta - 1)\varepsilon_a^p - p^{libre}]$$

$$\sigma_s = \frac{R_c + k\sqrt{1 + \frac{\beta^2}{2}}\,\varepsilon_a^p}{K - 1}$$

L'égalité est obtenue pour $\varepsilon_a^p \approx 0,30$ %. Par conséquent, au-delà de cette valeur, il n'est plus possible de définir un squelette qui permette de décrire les essais non drainés, car la puissance plastique dissipée par le suelette devient négative. On a représenté cette limite en gras sur la figure 2.5. Pour le squelette, la déformation plastique axiale au-delà de laquelle la loi de comportement n'est plus valable est $\varepsilon_a^{p\prime} \approx 0,21$ % (figure 2.6).

Enfin, la pression interstitielle n'a pas été mesurée au cours des essais non drainés, mais on peut la prédire en utilisant la relation 2.14 ou la relation 2.15. La figure 2.7 montre son évolution pour les trois confinements considérés. Elle augmente avec le déviateur au cours de la phase élastique (puisque le volume de l'échantillon diminue), et diminue fortement pendant la phase plastique puisque la plasticité est dilatante. On observe que la pression prédite est négative dans les deux cas suivants : 1) lorsque le confinement est faible (par exemple elle est négative tout au long de l'essai de compression simple) ; et 2) lorsque la déformation plastique dépasse une certaine valeur (qui dépend du confinement). Bien entendu, ceci n'est pas physique, car en réalité le matériau devient non saturé. Il faut donc s'assurer que la loi de comportement non drainée a été calée sur des parties d'essais pour lesquelles la pression interstitielle est positive. Sinon il faut remettre en cause certaines hypothèses de départ, ou bien interpréter les essais en termes de milieux poreux non saturés.

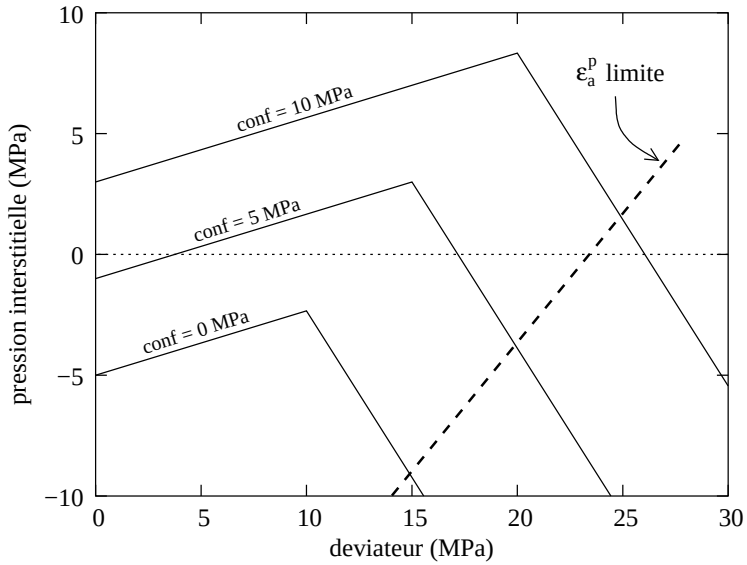

FIG. 2.7 – *Pression interstitielle théorique au cours des essais non drainés.*

L'interprétation H-M de ces essais non drainés conduit donc à deux résultats non réalistes : les pressions de pore deviennent très négatives au cours de la phase plastique, et la loi de plasticité du squelette présente un écrouissage fortement négatif. De plus, la loi de comportement du squelette cesse d'être valable dès que $\varepsilon_a^{p\prime}$ atteint $0,21$ %. Ces trois points (qui sont liés l'un à l'autre), traduisent une incohérence dans les hypothèses de départ. Plusieurs explications sont possibles :

- le coefficient $\beta = 2$ qui intervient dans le potentiel plastique et qui traduit la dilatance est trop élevé : en effet si β est proche de 1, alors le terme $-H.tr\underline{\varepsilon}^{p\prime}$ est négligeable, et A augmente beaucoup plus lentement avec la déformation plastique.
- le produit $bB_s = 0,48$ est trop grand : en effet si on diminue bB_s, alors l'écrouissage négatif est doublement atténué (voir la relation B.7) ; d'une part l'influence du terme $-H.tr\underline{\varepsilon}^{p\prime}$ sur l'écrouissage final diminue, et d'autre part la constante $H = (K-1)K_u bB_s$ diminue. De même, A devient plus petit.

  En fait, il se peut que le coefficient b soit plus petit pour la plasticité que pour l'élasticité. Plus généralement, c'est l'hypothèse même d'une contrainte effective pour la poro-plasticité qui peut être remise en cause.
- les essais ne sont pas réellement non drainés : il se peut que les surpressions interstitielles aient le temps et la possibilité de se dissiper au cours

de ces essais pseudo-non drainés.

- les échantillons ne sont pas saturés : il se peut que les échantillons aient perdu une partie de leur eau par rapport à leur état initial dans le massif, ou alors que la phase plastique induise une désaturation par cavitation. Il faudrait alors interpréter ces essais à l'aide de la théorie du couplage H-M non saturé, car des phénomènes comme la succion capillaire sont à prendre en compte.

Pourtant une modélisation H-M avec cette loi de comportement pour le squelette et ces valeurs de paramètres de couplage peut avoir du sens. En effet, dans le cas non drainé par exemple, les résultats sont exactement les mêmes que ceux obtenus par la modélisation purement mécanique[4]. Or la modélisation purement mécanique est pertinente pour décrire la réponse du massif pour les temps très petits (voir la section 2.3.1).

Comportement du pseudo-squelette (plasticité en contrainte totale)

De la même manière, on détermine les valeurs du modèle rhéologique avec plasticité en contrainte totale (troisième ligne du tableau). La figure 2.8 illustre le comportement de ce pseudo-squelette. On observe qu'il est très proche de celui du matériau monophasique (même critère d'initiation de la plasticité, écrouissage très proche, seul le potentiel plastique est sensiblement différent). Par conséquent, si l'on en reste là, aucune incohérence n'apparait, et l'on sera donc tenter d'utiliser ce modèle pour effectuer des simulations H-M. Mais les incohérences discutées précédemment subsistent : en effet les hypothèses adoptées (1 : les essais sont non drainés et compatibles avec les conditions du massif, et 2 : $b = 0,6$ et $B_s = 0,8$) conduisent à la même prédiction non réaliste des pressions de pore au cours de l'essai non drainé.

De plus, comme pour le squelette, la loi de comportement du pseudo-squelette cesse d'être valable lorsque la déformation plastique axiale atteint 0,21 %.

2.3.5 Conclusion

Nous avons montré comment on peut déterminer le comportement du squelette dans le cas où l'on n'a accès au comportement mécanique d'un matériau

[4]Attention : si l'état de contrainte ne parcourt pas l'arète de compression au cours de toute la phase plastique, alors il faut considérer un critère et un potentiel de Mohr-Coulomb généralisé (voir annexe B, page 190).

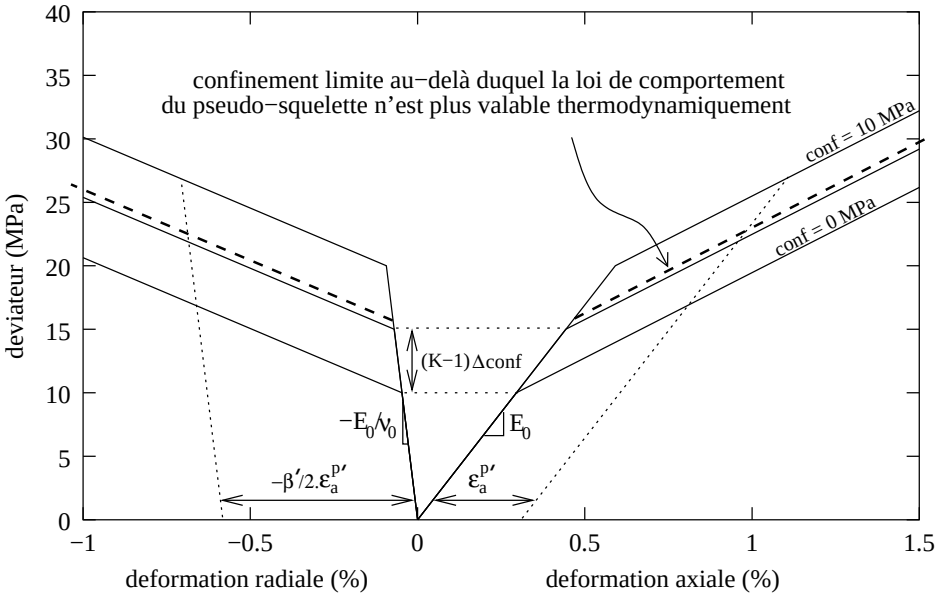

FIG. 2.8 – *Simulation d'essais triaxiaux illustrant la loi de comportement du pseudo-squelette avec plasticité en contraintes totales.*

poreux qu'en conditions non drainées. Il faut pour cela connaître les coefficients de couplage ainsi que les conditions initiales (σ_0 et p_0). Mais la loi de comportement du squelette n'est pas forcément acceptable : 1) elle peut ne pas respecter la condition $\underline{\sigma}' : \underline{\dot{\varepsilon}}^{p\prime} \geq 0$ imposée par le second principe de la thermodynamique ; et 2) elle peut être totalement irréaliste (cofficient de Poisson négatif ; pente du critère très forte voire négative ; écrouissage fortement négatif).

C'est pourquoi il est nécessaire d'interpréter réellement les essais en termes H-M afin de discuter *a posteriori* les hypothèses adoptées au départ (paramètres de la loi de comportement non drainée, valeurs des coefficients de couplage, nature réellement non drainée et saturée des essais).

Enfin, l'hypothèse d'un squelette dont la plasticité ne dépendrait que des contraintes totales est une hypothèse comme une autre sur le comportement du squelette, qui ne dispense pas d'interpréter les essais en termes H-M, et de vérifier *a posteriori* la pertinence des hypothèses de départ.

2.4 Le couplage H-M non saturé

Le but de cette section est de présenter rapidement les différentes démarches qui sont utilisées pour décrire les phénomènes qui se produisent lorsque le matériau n'est pas saturé. Précisons que l'essentiel des travaux réalisés dans le cas non saturé, aussi bien théoriques qu'expérimentaux, provient de la mécanique des sols.

2.4.1 Manifestation des phénomènes à l'échelle macroscopique

Nous avons déjà indiqué dans le premier chapitre que la désaturation des argilites de l'Est a deux conséquences macroscopiques remarquables :

1. des déformations de retrait
2. une augmentation de la résistance à la rupture

En ce qui concerne la resaturation, il est bien connu qu'elle s'effectue selon un trajet différent dans le plan pression capillaire - saturation. En effet, un fort hystérésis est observé pour tous les matériaux poreux, due à la non-uniformité de la taille des pores.

Pour les argilites de l'Est, la resaturation induit un gonflement. La question de la reversibilité de ce phénomène de gonflement/retrait a été posée par Gasc-Barbier (2002, [22]) et Freissmüth (2002, [21]), qui arrivent à des conclusions opposées. Par ailleurs, il est probable que la resaturation induise une diminution de la résistance mécanique, mais, à notre connaissance, aucune étude ne permet de l'affirmer.

2.4.2 Phénomènes physiques mis en jeu à l'échelle microscopique

Les grains argileux se distinguent des autres grains qui composent les argilites (essentiellement la calcite et le quartz) par leur très grande surface spécifique [5]. C'est la raison pour laquelle les interactions intermoléculaires et les forces de surface sont si importants dans les matériaux argileux. Parmi ces phénomènes physico-chimiques très complexes, on citera : l'adsorption (qui provoque la formation d'une ou plusieurs couches de molécules d'eau au contact des minéraux argileux – l'eau liée), l'osmose, l'absorption (qui est connue pour

[5] La surface spécifique d'un matériau poreux est le rapport entre la surface du solide et le volume total (exprimé en $[m^{-1}]$).

être responsable du gonflement des smectites, car des cations K^+ peuvent se mettre en position interfoliaire), l'hydratation, et la capillarité (qui n'est pas spécifique aux matériaux argileux).

Rappels concernant la capillarité

De nombreux ouvrages traitent de la capillarité (par exemple De Gennes, 2002 [23]). Les manifestations de la capillarité sont bien connues : l'ascension d'un liquide dans un tube ou dans un solide poreux, l'existence d'un angle de contact entre un liquide et un solide, la formation de bulles. Ces phénomènes sont dus à l'existence de forces à faible rayon d'action qui agissent entre les molécules. Lorsqu'un liquide est en contact avec un gaz, les forces qui s'exercent au sein du liquide ont tendance à réduire la surface extérieure de ce liquide. D'où la notion de tension de surface γ (N/m).

Lorsque l'interface liquide-gaz n'est pas plane, il existe une différence de pression entre le liquide et le gaz. Cette différence de pression est décrite par la loi de Laplace :

$$\Delta p = \gamma \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \tag{2.27}$$

où r_1 et r_2 sont les deux rayons de courbure principaux au point considéré ; ils peuvent être positif ou négatif suivant que l'interface est concave ou convexe.

Considérons une goutte de liquide qui s'étale sur une surface solide, dans une atmosphère gazeuze. On définit l'angle de contact θ comme l'angle entre la surface du liquide et la surface plane du solide au niveau du contact entre les trois phases. L'équilibre mécanique conduit à la relation de Young-Dupré :

$$\gamma_{lg} cos\theta = \gamma_{sg} - \gamma_{sl} \tag{2.28}$$

où γ_{lg} , γ_{sg} et γ_{sl} sont respectivement les tensions de surface liquide/gaz, solide/gaz et solide/liquide.

On définit la pression capillaire comme la différence de pression à travers l'interface séparant un liquide et un gaz, à l'intérieur d'un capillaire :

$$p_{cap} = p_l - p_g \tag{2.29}$$

Lorsque le capillaire est un tube de rayon R (avec R petit de façon à pouvoir négliger les effets de la gravité), on peut supposer que le rayon de courbure du ménisque est constant et égal à $\frac{R}{cos\theta}$. En réécrivant l'équation de Laplace, on obtient la loi de Jurin qui décrit l'ascension d'un liquide mouillant dans un tube fin :

$$p_{cap} = 2\gamma_{lg} \frac{cos\theta}{R} \tag{2.30}$$

Enfin, notons que la capillarité peut conduire à une pression de liquide négative (succion), puisque par exemple la capillarité se manifeste également dans le vide. Mais cette pression négative est alors une grandeur physique de nature différente de la pression positive classique. Cependant, elle peut induire des tractions comme nous allons le montrer dans le prochain paragraphe.

Force d'adhésion induite par la capillarité

Considérons deux sphères lisses en contact, avec un pont liquide au niveau du contact (figure 2.9). Quelle est la force d'adhésion entre les deux sphères ?

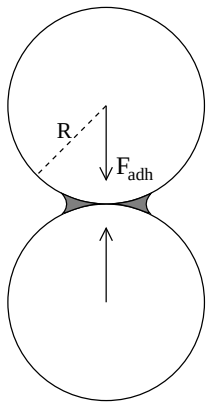

FIG. 2.9 – *Force d'adhésion entre deux billes sans rugosité causée par un ménisque capillaire (la taille du ménisque est exagérée).*

Si l'on suppose que les sphères ne se déforment pas et que le pont liquide est très petit par rapport au rayon R des sphères, alors il est possible de calculer cette force d'adhésion F_{adh} (Israelachvili, 1992 [31]) :

$$F_{adh} = 2\pi R\gamma_{sg} = 2\pi R(\gamma_{lg}cos\theta + \gamma_{sl}) \tag{2.31}$$

Cette force d'adhésion ne dépend pas de la taille du ménisque (tant que celle-ci reste petite par rapport à R). Autrement dit, elle ne dépend pas de la pression capillaire $p_{cap} = p_g - p_l$, qui en théorie tend vers $-\infty$ quand la saturation tend vers 0.

Cette force d'adhésion permet d'expliquer qualitativement pourquoi un matériau granulaire est plus cohésif humide que sec (Bocquet *et al.*, 1998 [7]).

Israelachvili indique que la relation 2.31 a été validée par des mesures expérimentales effectuées sur des billes de verre. Mais il précise aussi les limites de cette relation. En particulier la force d'adhésion est très sensible à la rugosité des surfaces des billes. En effet, si les surfaces sont rugueuses, alors la géométrie des ponts liquides (et donc la surface sur laquelle agit la succion) peut varier très fortement pour de petites variations de la succion.

2.4.3 Modélisation ; lois de comportement

Il existe 3 approches différentes pour modéliser le comportement des matériaux poreux dans le cas non saturé :

1. l'extrapolation de la notion de contrainte effective
2. la proposition de lois de comportement phénoménologiques dans lesquelles les grandeurs hydrauliques et hydriques interviennent directement
3. l'homogénéisation à partir d'hypothèses faites à l'échelle microscopique

Extrapolation de la notion de contrainte effective

Diverses tentatives d'élargissement de la notion de contrainte effective aux sols non saturés ont été effectuées à partir des années cinquantes. Citons la formulation de Bishop (1959) :

$$\underline{\sigma}' = \underline{\sigma} + [(1-\chi)p_g + \chi p_l]\underline{1} \tag{2.32}$$

où χ est un paramètre compris entre 0 et 1 ($\chi = 0$ pour les sols secs, et $\chi = 1$ pour les sols saturés).

Pour les roches, les premiers modèles sont plus récents. Par exemple, des modèles poroélastiques non linéaires ont été proposés (par exemple Coussy, 1991 [17]). Les principales équations sont les suivantes :

$$d\underline{\sigma} = \underline{\underline{C_0}}{:}d\underline{\varepsilon} - b_l dp_l \underline{1} - b_g dp_g \underline{1} \tag{2.33}$$

$$dp_i = \sum_j M_{ij} \left[-b_j d\varepsilon_v + \left(\frac{dm}{\rho}\right)_j \right] \quad (i,j = l,g) \tag{2.34}$$

$\underline{\underline{C_0}}$ est le tenseur d'élasticité en condition drainée, b_l et b_g sont respectivement le coefficient de Biot pour le liquide et pour le mélange gazeux, et M_{ij} est le module de Biot pour les fluides i et j . M_{ll} est déterminé à partir des courbes de rétention $p_c(S_l)$, et c'est d'ailleurs là que réside la principale non-linéarité du modèle.

Des modèles plus complexes ont été proposés sur le même principe que les modèles poroélastiques, mais en adoptant des lois de comportement mécanique plus sophistiquées que la simple élasticité : par exemple des lois élasto-plastiques couplées à un endommagement induit (Chiarelli et Shao, 2002 [13]).

Lois de comportement phénoménologiques

Le modèle de base est le modèle d'Alonso et Gens (1990, [1]), qui a été développé pour les sols. Il est basé sur une approche en variables indépendantes : la contrainte nette $\underline{\sigma}^{net} = \underline{\sigma} + p_g \underline{1}$ (compressions négatives), et la pression capillaire $p_c = p_g - p_l$. On définit alors deux mécanismes de déformation plastique (donc deux fonctions de charge et deux potentiels plastiques) : l'un est sollicité par des variations des contraintes nettes, et l'autre par des variations de la pression capillaire.

L'homogénéisation

Il est possible, en décrivant explicitement les effets de la capillarité à l'échelle microscopique, et à condition que la microstructure du milieu poreux soit simple (un assemblage de sphéres, par exemple), de déterminer le comportement du matériau à l'échelle macroscopique par homogénéisation. Mais cette démarche ne permet pas à l'heure actuelle de décrire le comportement macroscopique de matériaux naturels comme les argilites de l'Est, car leur microstructure est trop complexe et très mal connue. Or elle influence fortement le comportement mécanique en conditions non saturées. Cependant, l'homogénéisation est intéressante car elle permet de tester des influences et d'observer des tendances. On citera par exemple les travaux de Biarez, Fleureau et Taibi (1993, [3]), et de Chateau et Dormieux (2002, [10]).

2.4.4 Conclusion

Il est très difficile de décrire les phénomènes physico-chimiques très complexes qui se produisent au sein des roches argileuses, en particulier lorsqu'elles ne sont pas saturées.

La capillarité est le phénomène le mieux compris et le mieux décrit par un formalisme théorique. C'est pourquoi il est tentant de rendre compte des observations faites dans le cas non saturé par ce seul phénomène. C'est ce que font les modèles poromécaniques basés sur l'hypothèse d'existence d'une contrainte effective. Mais les déformations de retrait (ou de gonflement) sont-elles réellement dues à une déformation du squelette sous l'action des forces d'adhésion d'origine capillaire ? De plus, peut-on réellement définir une

contrainte effective dans le cas non saturé, alors que la succion capillaire n'est pas uniforme dans le matériau, et qu'elle n'agit que sur une petite partie de la surface des pores ? Enfin, si une telle contrainte effective existe pour les déformations élastiques, qu'en sera-t-il vis-à-vis des déformations irréversibles et en particulier la rupture ?

Quant à l'approche phénoménologique, elle nécessite de nombreux essais sous différents trajets de sollicitation. Mais les essais hydromécaniques non saturés sont très difficiles à effectuer sur des roches argileuses car il faut contrôler à la fois la pression de gaz et la pression d'eau.

C'est pourquoi nous ne considérerons pas par la suite le couplage hydromécanique non saturé.

Deuxième partie

Synthèse de l'ensemble des essais mécaniques réalisés sur les argilites de l'est. Proposition de lois de comportement

Chapitre 3

Analyse de tous les essais mécaniques

Plus de 300 essais mécaniques ont été réalisés sur les argilites de l'Est, par 5 laboratoires différents (G3S[1], Antea, ENSG[2], LML[3], GRS[4]), entre 1995 et 2001. Les objectifs étaient très différents d'une série d'essais à une autre. C'est ainsi qu'un certain nombre de caractéristiques mécaniques ont pu être mises en évidence, et décrites dans des rapports rédigés pour l'Andra. Certains résultats ont aussi fait l'objet de publication.

Le but de ce chapitre n'est pas de rappeler les différents résultats obtenus par chaque laboratoire (ce travail a déjà été effectué par l'Andra, 2001 [51]), mais de comparer les séries entre elles en analysant les différences qui apparaissent et en essayant de dégager les tendances générales qui caractérisent le comportement mécanique des argilites de l'Est.

Pour cela, nous avons re-dépouillé plus de 250 essais uniaxiaux et triaxiaux classiques, ainsi que 40 essais de fluage.

3.1 Essais mécaniques de courte durée

Nous présentons dans cette section les paramètres élastiques et plastiques que nous avons déterminés sur plus de 250 essais mécaniques. Les échantillons testés proviennent de 5 forages dont certains sont distants de plusieurs

[1]Groupement pour les Structures de Stockage Souterrain
[2]Ecole Nationale Supérieure de Géologie de Nancy
[3]Laboratoire de Mécanique de Lille
[4]Gesellschaft für Anlagen-und Reaktorsicherheit (Allemagne)

kilomètres (MSE101, HTM102, EST104, EST204, EST205). Si des différences stratigraphiques ont pu être mises en évidence entre ces différents forages (Bregoin, 2003 [8]), nous verrons qu'il est difficile de caractériser une variation latérale des propriétés mécaniques.

Les argilites sont des roches sédimentaires qui présentent une anisotropie (isotropie transverse) due aux conditions de leur formation, mais cette anisotropie n'est pas évidente du point de vue des propriétés mécaniques (Andra, 2001 [51]).

Enfin, il a été montré que les propriétés mécaniques court terme sont peu sensibles à la température (G3S, 1997 [65]), c'est pourquoi nous ne préciserons pas dans la suite la température qui a été imposée au cours des essais.

Nous présentons sur la figure 3.1 un exemple de courbe effort-déformation provenant d'un essai triaxial que nous avons réalisé au CGES sur un échantillon d'argilite. Il est possible sur un tel essai de déterminer deux sortes de paramètres élastiques (modules tangents, ou modules calés sur cycle décharge-recharge), ainsi que plusieurs types de déformations irréversibles (dont nous parlerons au prochain chapitre).

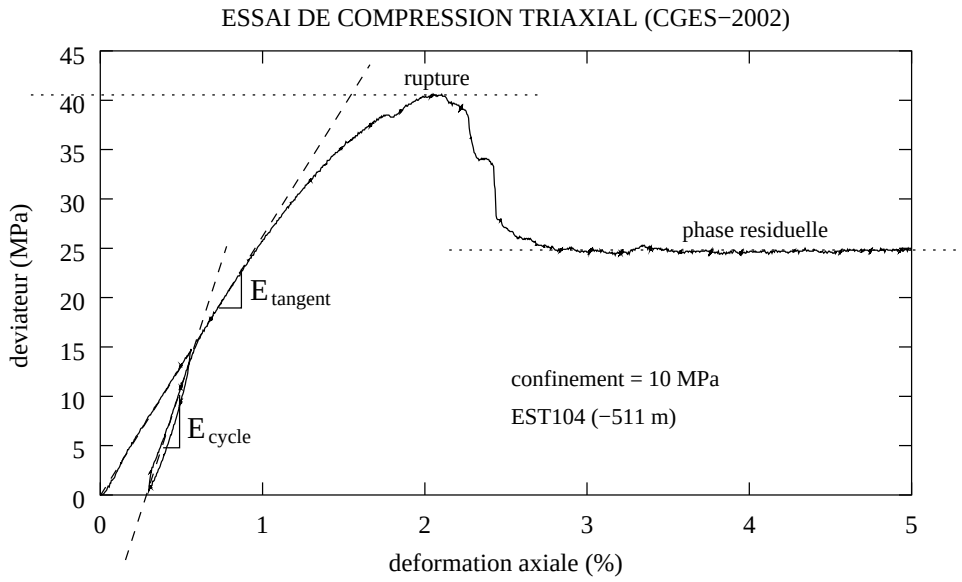

FIG. 3.1 – *Exemple d'essai triaxial réalisé sur l'argilite de l'Est (mesure globale de la déformation - capteurs LVDT)*

3.1.1 Paramètres élastiques

Les paramètres élastiques que nous présentons sur les figures 3.2, 3.3, 3.4 et 3.5 ont été déterminés sur la partie linéaire des courbes effort-déformation, et non sur les cycles décharge-recharge. La raison est simple : notre objectif est de comparer les résultats pour tous les essais afin de caractériser des

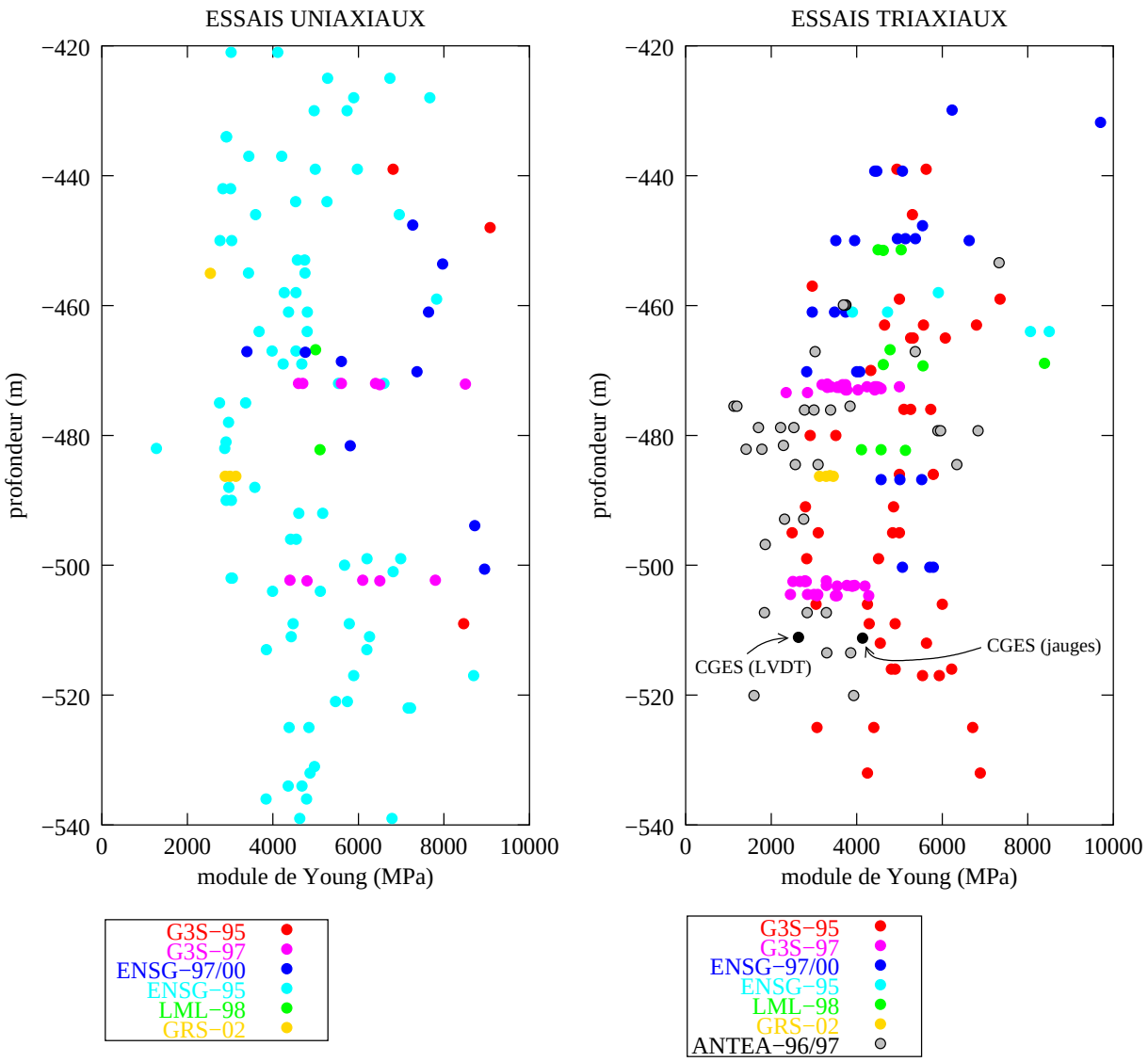

FIG. 3.2 – *Evolution des modules d'Young avec la profondeur (échelle des profondeurs : forage EST104)*

différences liées aux procédures expérimentales, ainsi que des évolutions avec la profondeur et la pression de confinement ; or il se trouve que la très grande majorité des essais a été effectuée sous chargement monotone.

Nous avons éliminé 17 essais qui présentaient des valeurs très fortes de module d'Young (> 12000 MPa), et de très grandes résistances à la rupture (R_c > 50 MPa). Ces échantillons contenaient de fortes teneurs en calcite (rappelons la très nette corrélation entre le module d'Young et la teneur en calcite, et entre la résistance et la teneur en calcite), ce qui nous a conduit à considérer qu'ils ne sont pas représentatifs de l'argilite puisqu'ils proviennent vraisemblablement de petits bancs calcaires qui se trouvent au sein de la couche.

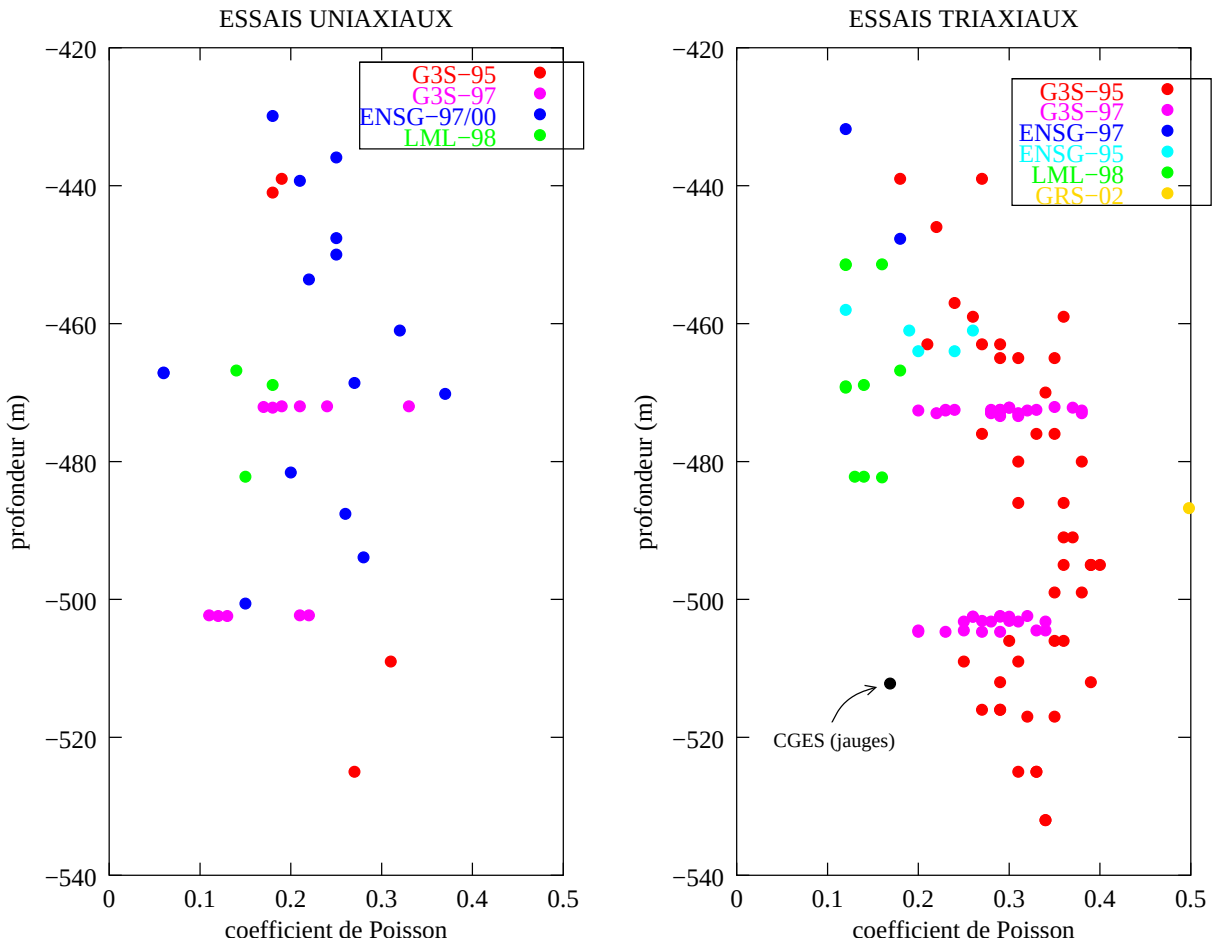

FIG. 3.3 – *Evolution des coefficients de Poisson avec la profondeur (échelle des profondeurs : forage EST104)*

Evolution avec la profondeur

Les figures 3.2 et 3.3 montrent les évolutions du module d'Young E et du coefficient de Poisson ν avec la profondeur pour différentes séries d'essais. Les profondeurs ont été recalées sur celles du forage EST104[5]. Le nombre de mesures de ν est nettement inférieur au nombre de mesures de E tout simplement parce que certains essais ont été réalisés sans mesure de la déformation latérale (c'est le cas des essais uniaxiaux ENSG-95), ou avec des mesures indirectes (c'est le cas des essais Antea-96/97 et GRS-02 pour lesquels les déformations volumiques ont été déduites des variations du volume de l'huile qui assure la pression de confinement ; mais la méthode est trop imprécise et les résultats ne sont pas exploitables).

La première remarque que l'on peut faire sur ces données est que la dispersion des valeurs est grande. Ce constat est classique en mécanique des roches, à cause de l'hétérogénéité naturelle du matériau. En effet, des variations haute fréquence sont visibles sur les logs de mesures en forage (diagraphies), mais aussi à l'œil nu sur les carottes (fissures et autres hétérogénéités).

Cependant, nous pouvons distinguer une zone plus faible mécaniquement entre 480 et 500 mètres de profondeur. Les modules d'Young uniaxiaux ENSG-95 ainsi que les modules d'Young triaxiaux G3S-95 diminuent en effet dans cette zone. Parallèlement, les coefficients de Poisson de ces mêmes essais triaxiaux G3S-95 augmentent, ce qui confirme que le matériau est plus faible mécaniquement. On retrouve la même tendance sur les essais triaxiaux ENSG-97/00, mais cette fois la zone plus faible se situe entre 460 et 480 mètres de profondeur. Cela est peut-être dû au calage des profondeurs entre les différents forages, puisque les échantillons G3S-95 proviennent du forage HTM102 alors que ceux de ENSG-97/00 proviennent du forage EST104.

Influence de la pression de confinement

Les figures 3.4 et 3.5 présentent les valeurs des paramètres élastiques en fonction de la pression de confinement qui a été imposée pour chaque essai. Il apparait très nettement que les propriétés élastiques ne sont pas sensibles au confinement, ce qui est en accord avec la théorie de l'élasticité ; seuls les modules d'Young d'Antea augmentent avec le confinement, mais nous expliquerons cette tendance au prochain paragraphe.

Précisons que certaines différences apparaissent entre les valeurs uniaxiales

[5]Nous avons ajouté 84 m aux profondeurs du forage HTM102, et retranché 85 m à celles du forage MSE101 ; en revanche nous avons gardé celles des forages EST204 et EST205.

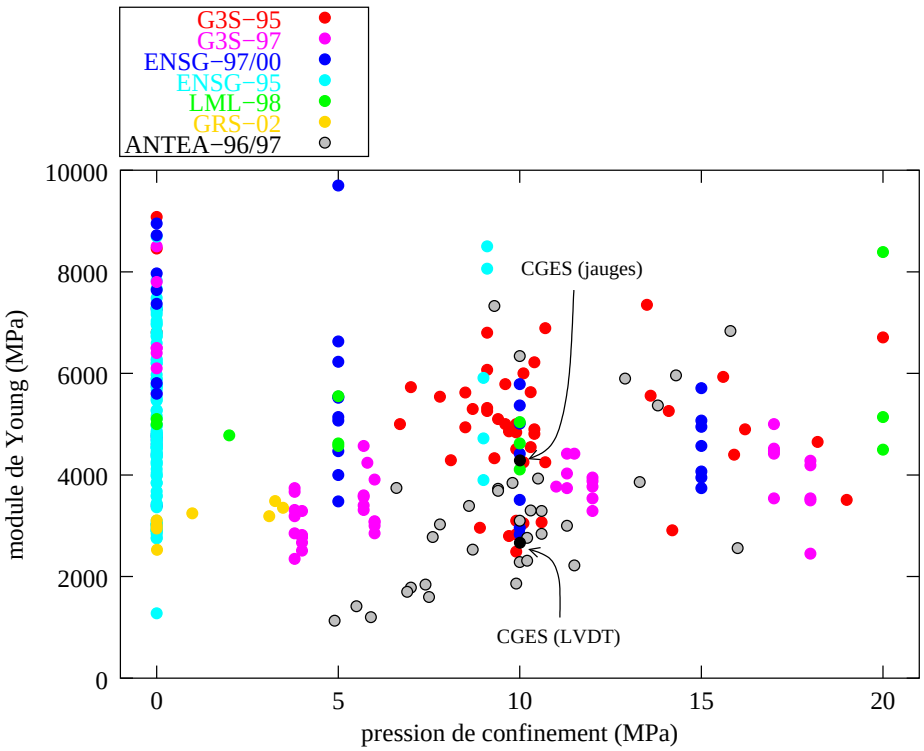

FIG. 3.4 – *Influence du confinement sur le module d'Young*

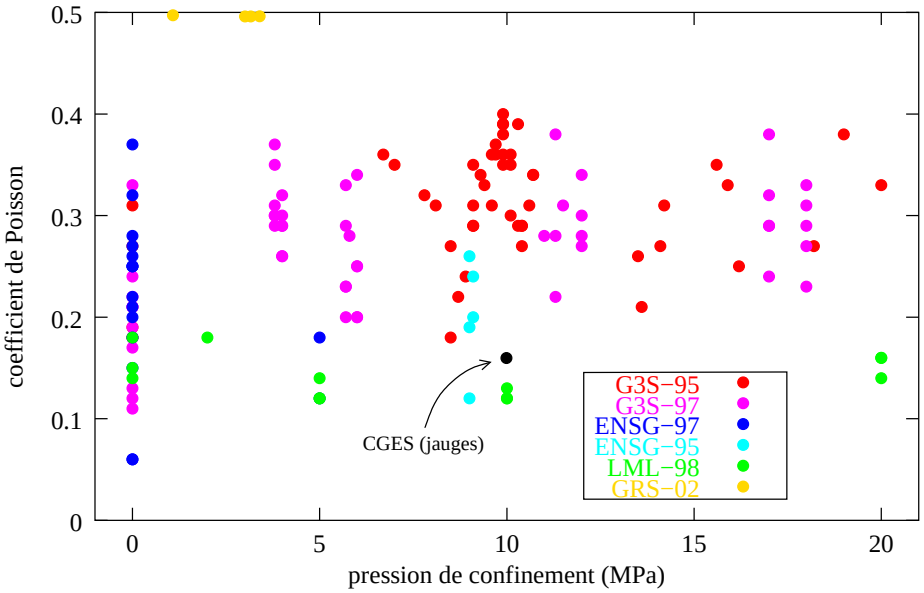

FIG. 3.5 – *Influence du confinement sur le coefficient de Poisson*

et triaxiales : par exemple, la série G3S-97 présente des modules d'Young uniaxiaux beaucoup plus grands que les triaxiaux, et des coefficients de Poisson uniaxiaux nettement plus faibles que les triaxiaux. Ceci est dû au fait que les protocoles expérimentaux ne sont pas les mêmes pour les essais triaxiaux et uniaxiaux.

A l'inverse, les valeurs LML uniaxiales et triaxiales sont parfaitement cohérentes (de même que les valeurs GRS), ce qui est logique puisque le protocole est le même.

Différences liées aux protocoles expérimentaux

Nous avons déjà remarqué que les modules d'Young d'Antea ont tendance à augmenter avec le confinement (figure 3.4). Cette tendance n'est pas due à une évolution avec la profondeur, mais au protocole expérimental. Pour expliquer ce phénomène, il faut préciser qu'Antea est le seul laboratoire qui a tenté d'instaurer une pression interstitielle dans les échantillons dans le but d'effectuer un essai triaxial non drainé avec contrôle de la pression de pore. Pour cela une pression d'eau a été imposée sur les faces supérieure et inférieure des échantillons, sous chargement isotrope, pendant environ 2 mois ([57], [58]). Les autres laboratoires ont effectué leurs essais mécaniques avec des échantillons naturels, c'est-à-dire taillés dans la carotte et rapidement placés dans la cellule triaxiale pour être soumis à l'essai. Ces essais sont supposés "pseudo-non-drainés", car ils sont suffisament rapides (1 à 2 heures), et car les échantillons sont supposés n'avoir pas perdu d'eau depuis leur état initial dans le massif.

Mais cette variation des modules d'Young d'Antea ne peut pas être expliquée par un effet de pression interstitielle (couplage H-M saturé).

Il semble en revanche que pour les faibles pressions de confinement (entre 5 et 10 MPa) les propriétés mécaniques du matériau ont pu être dégradées à cause du contact avec l'eau. N'oublions pas la très forte réactivité des argilites à l'eau : par exemple, l'argilite perd complètement sa cohésion lorsqu'on la plonge quelques minutes dans de l'eau.

D'autres différences apparaissent entre les laboratoires, liées à la méthode de mesure des déformations. Il est en effet bien connu que les mesures globales (par capteurs LVDT ou comparateur de déplacement) sur-estiment les déformations du matériau car une partie de ces déformations est due à divers facteurs (qualité des faces des éprouvettes, parallélisme, contacts, déformabilité des pièces métalliques...). C'est pourquoi on préfère souvent les mesures locales (par jauges extensométriques). La figure 3.6 illustre cette différence entre mesures locales et globales (essai réalisé au CGES). Précisons que les deux valeurs de module d'Young tangent déterminées pour cet essai

sont représentées sur la figure 3.4. Leur rapport est de 1,6 ($E_t^{jauge} = 4200$ MPa et $E_t^{LVDT} = 2600$ MPa). Précisons qu'il n'est pas rare pour certaines roches d'observer des modules d'Young locaux valant jusqu'à 3 fois les modules d'Young globaux. On peut donc s'attendre à ce que les modules d'Young "locaux" soient nettement supérieurs aux modules d'Young "globaux". Mais ce n'est pas ce que l'on observe lorsque l'on compare les modules d'Young LML (déformations locales) et les modules d'Young G3S-95/97 (déformations globales) : les valeurs LML et ENSG-95 paraissent légèrement supérieures, mais la tendance n'est pas très marquée.

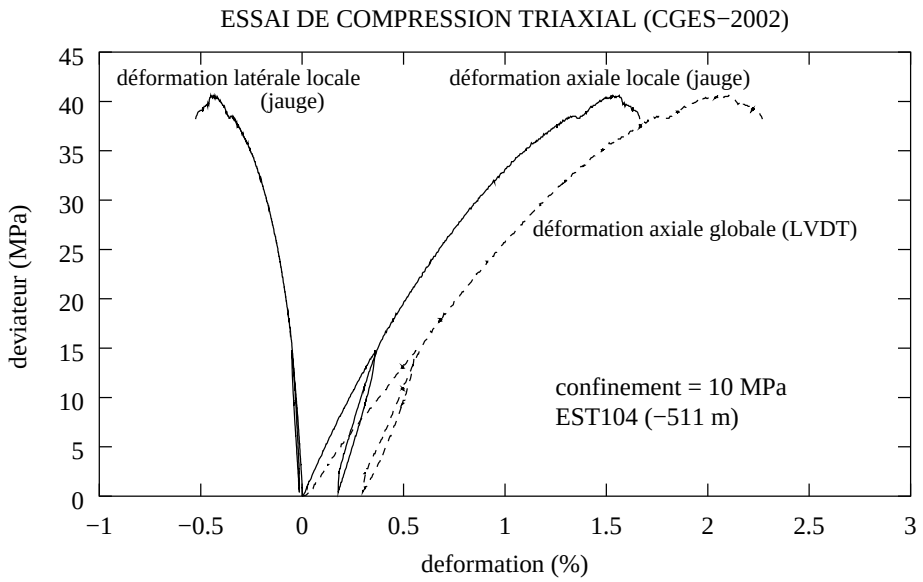

FIG. 3.6 – *Déformations globale (capteurs LVDT) et locale (jauges)*

En revanche, des différences très nettes apparaissent sur les coefficients de Poisson : les coefficients de Poisson LML et ENSG-95 (les déformations latérales ont été mesurées par jauges) sont petits ($\nu < 0,2$; voir la figure 3.5) comparés à ceux de G3S-95/97 ($\nu \approx 0,3$; les déformations latérales ont été mesurées grâce à une chainette placée autour de l'échantillon. Remarquons aussi les très fortes valeurs des coefficients de Poisson pour les essais GRS ($\nu = 0,496$). Pour ces essais, la déformation volumique a été déduite à partir du volume de l'huile qui sert à appliquer la pression de confinement. Ces très fortes valeurs n'ont pas été mises en doute par GRS. Au contraire, elles sont interprétées comme une preuve que les essais sont bien non drainés. Mais elles conduisent à des valeurs très fortes de module d'incompressibilité K_u (plusieurs centaine de MPa), qui peuvent difficilement être dues à l'incompressibilité de

l'eau. Par conséquent, nous ne pensons pas que les coefficients de Poisson GRS soient réalistes.

3.1.2 Contraintes à la rupture

Nous avons représenté sur la figure 3.7 les contraintes à la rupture dans un diagramme contrainte majeure - contrainte mineure pour tous les essais. Là encore, la dispersion naturelle des résultats est grande, malgré les 17 essais que nous avons éliminés (qui présentaient des résistances très grandes, corrélées à de forts pourcentages de calcite).

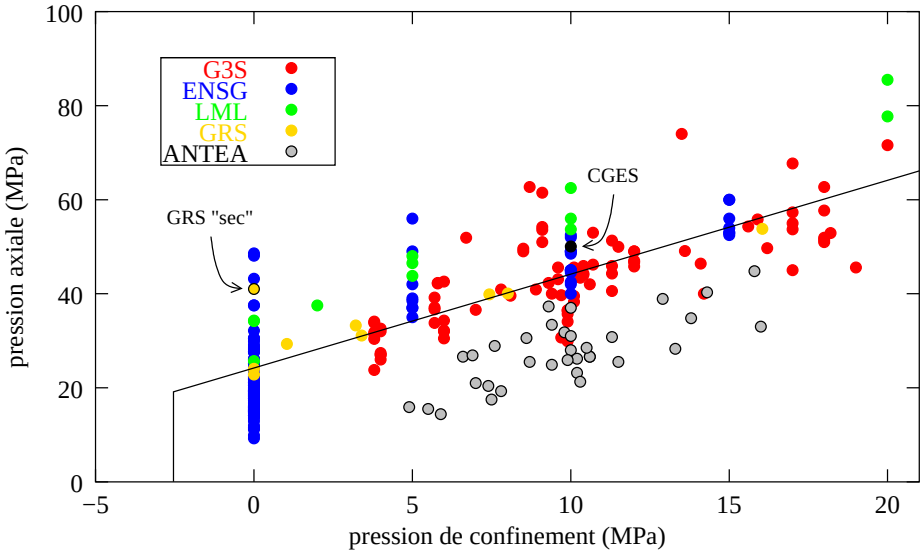

FIG. 3.7 – *Contraintes à la rupture. Le critère représenté a été calé sur les points G3S, ENSG et GRS ; il a pour caractéristiques $R_c = 25$ MPa (résistance à la compression simple), $K = 2$ (pente du critère), et il est tronqué par la résistance à la traction $R_t = 2.5$ MPa.*

Nous voyons aussi qu'il y a des tendances différentes entre les laboratoires, qui dépassent la dispersion. Nous allons les énumérer et les expliquer rapidement, avant de les analyser en détail dans les prochains paragraphes :

1. Les points Antea sont nettement en dessous des autres. Là encore, l'explication vient de la phase de resaturation que ces échantillons ont subie. Nous montrerons dans le prochain paragraphe que le couplage H-M saturé ne permet pas d'expliquer cette tendance. Ces faibles résistances traduisent une dégradation des propriétés mécaniques des argilites à cause du contact avec l'eau.

2. Les points G3S[6], ENSG et GRS montrent une bonne cohérence, ce qui n'est pas surprenant étant donné que ces 3 laboratoires ont testé des échantillons "naturels" (essais pseudo non drainés). Ces points expérimentaux ont permis de caler un critère linéaire du type Mohr-Coulomb, dont les caractéristiques sont $R_c = 25$ MPa (résistance à la compression simple) et $K = 2$ (pente du critère).
3. Enfin, les essais LML présentent des résistances plus fortes que les essais G3S, ENSG et GRS. Ceci peut sans doute s'expliquer par le fait que les échantillons LML sont probablement moins saturés que les autres.

Essais Antea : effet de pression interstitielle ou dégradation des propriétés mécaniques ?

Faisons l'hypothèse que le comportement mécanique des argilites de l'Est, en termes de déformation et de stabilité vis-à-vis de la rupture, est contrôlé exclusivement par une contrainte effective au sens des milieux poreux saturés (*i.e.* au sens de Biot).

Nous supposerons aussi que lors des essais triaxiaux les argilites présentent un comportement élastique jusqu'à la rupture. Ceci est faux du point de vue rhéologique car des déformations irréversibles apparaissent bien avant la rupture (voir le prochain chapitre, et en particulier la figure 4.3). Mais cette hypothèse est acceptable du point de vue du couplage H-M saturé, car la déformation volumique (responsable de l'effet M→H) évolue de façon quasi-linéaire jusqu'à ce que la rupture soit atteinte.

Nous allons montrer qu'il y a une incompatibilité entre les 2 propositions suivantes : 1) les essais Antea sont non drainés avec une pression de pore initiale imposée (le plus souvent égale à 4 MPa) avant la phase triaxiale, et on peut les interpréter en termes de contrainte effective ; et 2) les essais G3S, ENSG et GRS sont non drainés avec pour conditions initiales $\sigma_0 = -12$ MPa et $p_0 = 4.6$ MPa (respectivement la contrainte totale et la pression interstitielle dans le massif), et on peut également les interpréter en termes de contrainte effective.

La figure 3.8 à gauche présente les critères de rupture correspondant d'une part aux échantillons naturels (G3S, ENSG et GRS), et d'autre part aux échantillons resaturés de la série Antea pour lesquels une pression de pore initiale $p_i = 4$ MPa a été imposée sous confinement isotrope avant la phase

[6]les deux séries G3S-95 et G3S-97 présentent rigoureusement les mêmes tendances en ce qui concerne les contraintes à la rupture, c'est pourquoi nous avons regroupé toutes ces données sous une seule étiquette : G3S.

triaxiale (c'est-à-dire tous les essais Antea sauf les 6 essais de la séries Antea-97 pour lesquels différentes pressions de pore ont été imposées). Ce second critère a pour caractéristique $R_c = 4$ MPa et $K = 2,2$.

La question que l'on se pose est : étant donné le critère de rupture défini sur la figure 3.8 pour les essais non drainés Antea-96 (nous les appelerons essais de type 1), quel serait ce critère si les essais non drainés avaient été réalisés avec les conditions initiales σ_0 et p_0 (essais de type 2) ?

Considérons un essai de type 1. La rupture s'est produite pour une contrainte totale moyenne $\sigma_m^{(1)}$ et pour un déviateur $\underline{s}^{(1)} = \underline{\sigma}^{(1)} - \sigma_m^{(1)}\underline{1}$. La relation 2.20 permet de calculer l'état de contrainte effective au cours de l'évolution non drainée, en fonction des conditions initiales de pression de pore et de contrainte totale. Au moment de la rupture cet état de contrainte effective est :

$$\underline{s}' = \underline{s}^{(1)} \tag{3.1}$$

$$\sigma'_m = (1 - bB_s)\sigma_m^{(1)} + b(p_i + B_s\sigma_i) \tag{3.2}$$

Rappelons que $p_i = 4$ MPa, et que σ_i est l'opposé de la pression de confinement (σ_i est négatif car c'est une compression).

Toujours d'après la relation 2.20, cet état de contrainte effective est atteint au cours d'un essai de type 2 lorsque la contrainte totale vaut :

$$\underline{s}^{(2)} = \underline{s}' \tag{3.3}$$

$$\sigma_m^{(2)} = \frac{1}{1 - bB_s}\left[\sigma'_m - b(p_0 + B_s\sigma_0)\right] \tag{3.4}$$

avec $\sigma_0 = -12$ MPa et $p_0 = 4,6$ MPa.

Ainsi, on obtient facilement une relation permettant de passer du critère de rupture de type 1 à celui de type 2 :

$$\underline{s}^{(2)} = \underline{s}^{(1)} \tag{3.5}$$

$$\sigma_m^{(2)} - \sigma_m^{(1)} = \frac{b}{1 - bB_s}\left(p_i - p_0 + B_s\sigma_i - B_s\sigma_0\right) \tag{3.6}$$

Le critère 2 (conditions naturelles σ_0, p_0) se déduit donc du critère 1 (conditions Antea-96) par une translation des points 1 le long de l'axe des états isotropes. Cette translation n'est pas homogène car son intensité (T sur la figure 3.8 à droite) dépend de la pression de confinement $-\sigma_i$.

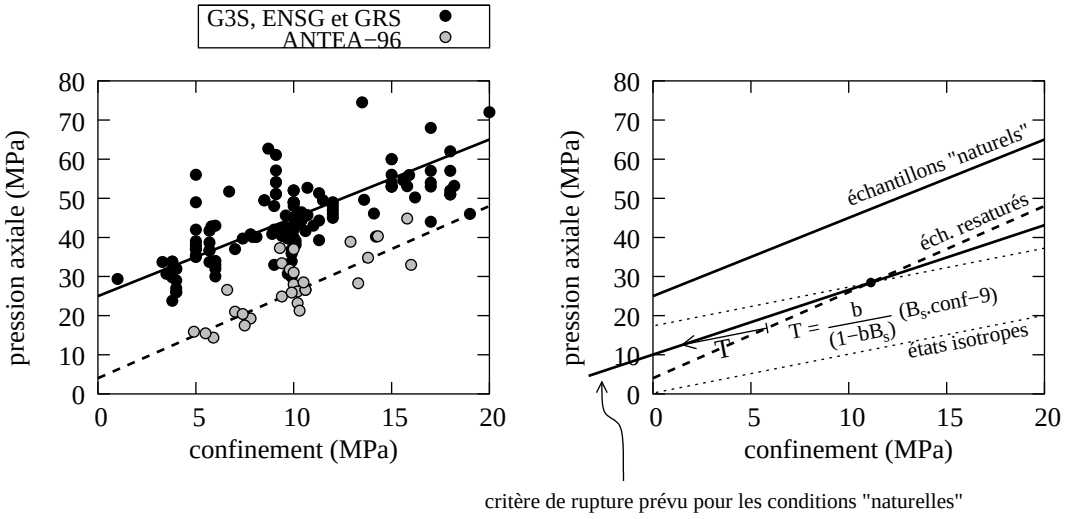

FIG. 3.8 – *Incompatibilité entre le critère de rupture Antea-96 et le critère de rupture G3S-ENSG-GRS. A gauche : contraintes à la rupture et définition des critères ; à droite : transformation du critère Antea et illustration de l'incompatibilité.*

Nous avons illustré sur la figure 3.8 cette transformation dans le cas où $b = 0,6$ et $B_s = 0,8$. Notons que si b tend vers 0 (*i.e.* matériau non poreux), alors T tend vers 0, et le critère 2 est confondu avec le critère 1 (ce qui est logique car la notion de contrainte effective n'a plus de sens). A l'inverse, si bB_s tend vers 1 (*i.e.* b et B_s tendent vers 1), alors le critère 2 devient parallèle à l'axe des états isotropes, et intersecte le critère 1 pour un confinement de 11.4 MPa (précisons que cette intersection a lieu pour un confinement égal à 11.25 MPa avec notre valeur de $B_s = 0,8$).

On observe un écart très significatif (c'est-à-dire largement supérieur à la dispersion des résultats) entre le critère de rupture prédit et le critère réel correspondant aux essais G3S, ENSG et GRS. Cela signifie qu'il y a une réelle contradiction entre les 2 propositions que nous avons énoncées au début de ce paragraphe.

Notre opinion pour expliquer ces incohérences, est que la phase de resaturation imposée par Antea a pour effet principal de dégrader les propriétés mécaniques de l'argilite de l'Est. Cet effet est prépondérant par rapport à un éventuel effet de pression de pore via le concept des contraintes effectives au sens de Biot.

Essais LML : influence du séchage

Les essais LML ont été interprétés par leurs auteurs comme des essais pseudo-drainés, car ils ont été réalisés en mode drainé et avec des vitesses de déformations assez faibles, de façon à favoriser au maximum la dispersion des surpressions interstitielles dues à la diminution de volume des échantillons.

Mais pour que de tels essais puissent être considérés drainés, il faut que le matériau soit complètement sec, sinon des ponts liquides se forment entre les grains là où le rayon de courbure est petit, ce qui crée des forces de cohésion entre les grains (voir chapitre 2). Il faut aussi qu'il n'y ait pas d'interactions entre l'eau et le squelette autres que mécanique, c'est-à-dire par l'intermédiaire de pressions, car sinon le cas sec ne peut pas être équivalent au cas saturé avec une pression de pore constante.

Il est clair que ces deux conditions ne sont pas remplies dans le cas des argilites de l'Est. C'est pourquoi nous pensons que ces essais ne peuvent pas être considérés comme des essais réellement drainés.

En revanche, la désaturation permet d'expliquer les fortes résistances à la rupture des échantillons LML. En effet, il a déjà été observé par GRS que la résistance à la compression simple augmente très nettement lorsque le matériau a séché. Comme le montre la figure 3.9, quatre essais de compression simple ont été réalisés sur 2 types d'échantillons : 2 échantillons "naturels" placés dans une jaquette étanche pendant l'essai pour éviter au maximum la désaturation, et 2 échantillons qui sont restés pendant plusieurs jours à l'air libre dans le laboratoire. Des teneurs en eau ont été déterminées pour ces deux types d'échantillons. Les valeurs sont respectivement de l'ordre de 7,2 % et 2,8 %. La résistance à la compression simple a presque doublé (de 24 MPa à 41 MPa), tandis que la première partie de l'essai semble insensible à la désaturation. En particulier, les modules d'Young (tangent ou défini sur un cycle) ne sont pas modifiés.

Notons que l'écart entre les résistances LML et les résistances G3S-ENSG-GRS n'est pas aussi grand que celui mis en évidence par GRS, ce qui peut s'expliquer par le fait que les échantillons LML sont sans doute un peu plus saturés que les échantillons séchés de GRS (figure 3.7).

Evolution de la résistance à la rupture en fonction de la profondeur

Nous avons représenté sur la figure 3.10 les écarts au critère moyen G3S-ENSG-GRS pour tous les essais en fonction de la profondeur. Ces écarts Q

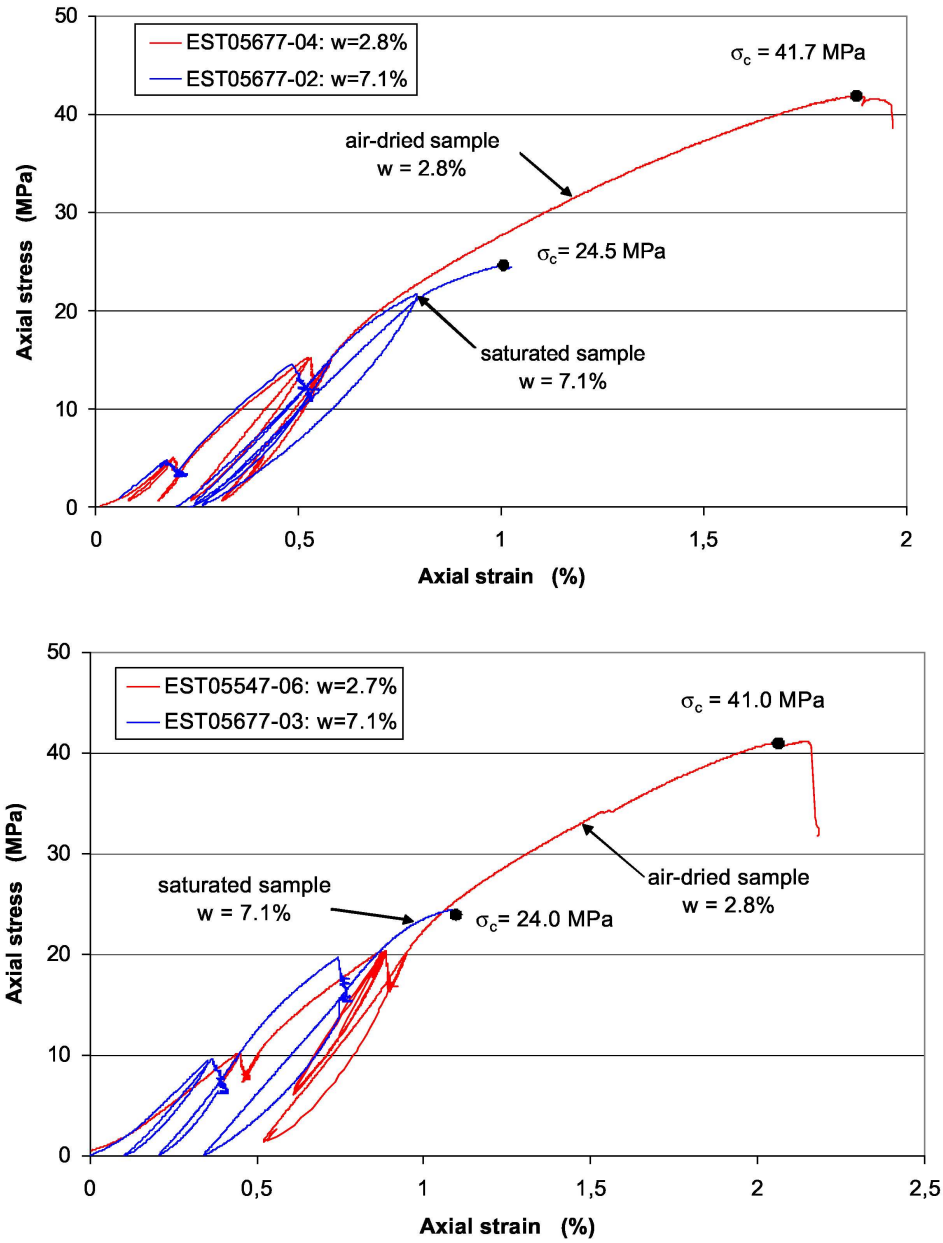

FIG. 3.9 – *Influence de la saturation sur la résistance à la compression simple (d'après GRS).*

sont définis de la façon suivante :

$$Q = |\sigma_a^{rup}| - K|\sigma_r^{rup}| - R_c \tag{3.7}$$

où σ_a^{rup} et σ_r^{rup} sont respectivement la contrainte axiale à la rupture et la contrainte radiale (confinement), et où $K = 2$ et $R_c = 25$ MPa.

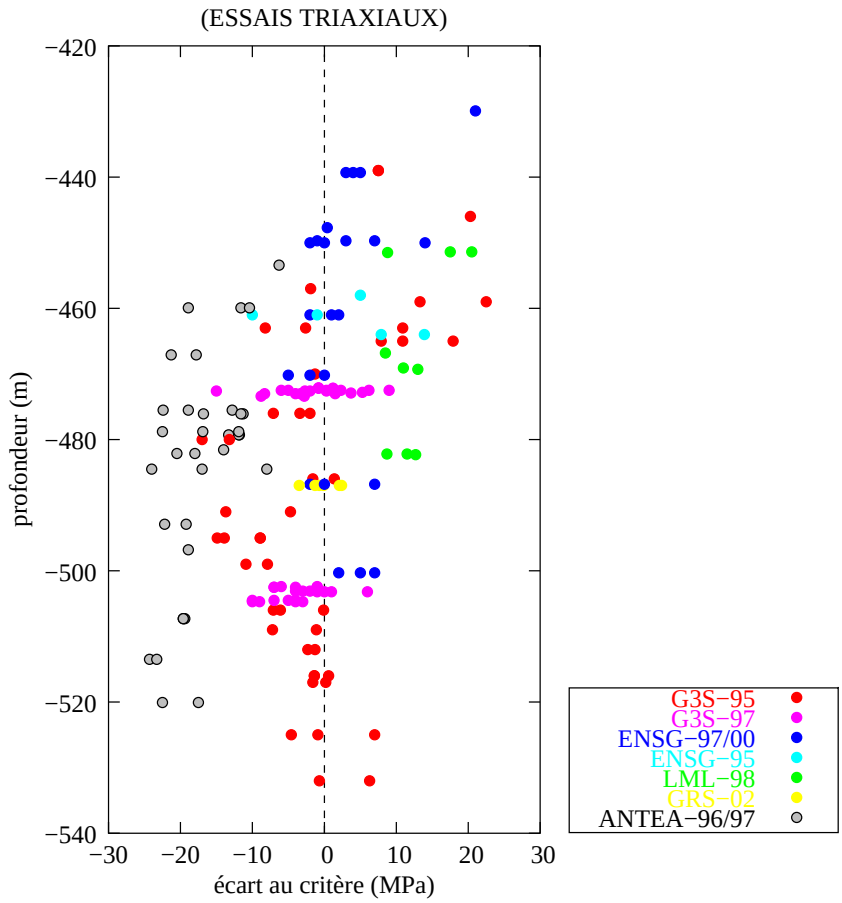

FIG. 3.10 – *Ecart au critère de rupture en fonction de la profondeur (le critère de rupture est celui qui est tracé sur la figure 3.7; il s'agit d'un critère de Mohr-Coulomb tel que $K = 2$ et $R_c = 25$ MPa).*

On retrouve les mêmes tendances que celles que nous avions décrites pour les paramètres élastiques : la dispersion est forte ; la série G3S-95 traduit une zone plus faible mécaniquement vers 480-490 m de profondeur ; les autres séries ne montrent pas d'évolution bien nette. Insistons sur le fait que les écarts au critère peuvent être importants. En particulier, vers 490 m de

profondeur, c'est-à-dire là où est prévue la construction du futur laboratoire souterrain, la résistance mécanique semble nettement plus faible que le critère moyen.

Ce résultat traduit une corrélation bien connue entre le module d'Young et la résistance mécanique. Nous avons représenté cette corrélation sur la figure 3.11.

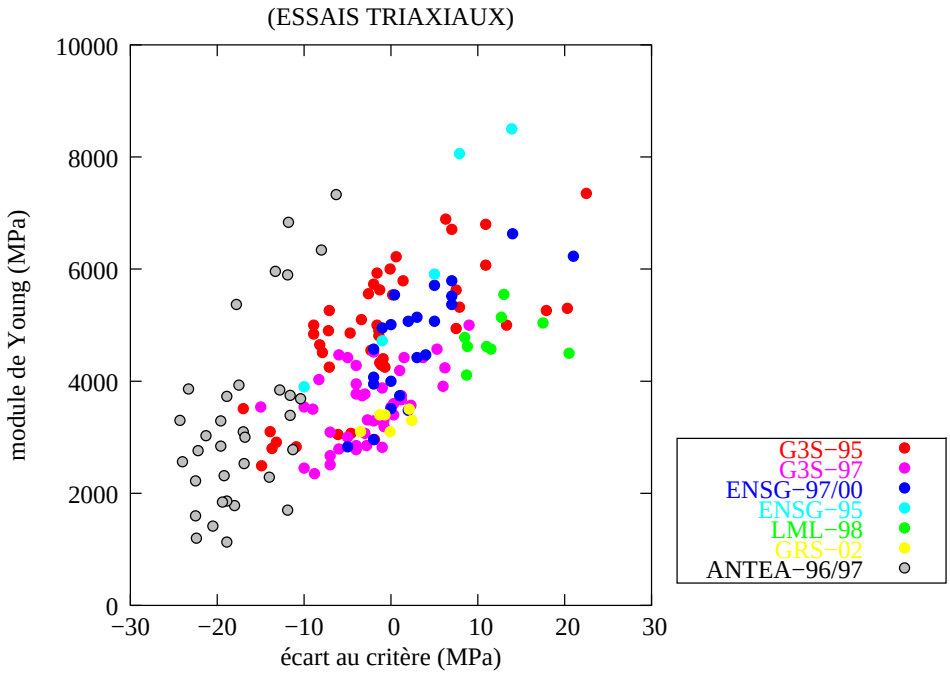

FIG. 3.11 – *Corrélation entre le module d'Young et l'écart au critère de rupture*

Conclusion : quel est le critère de rupture le plus pertinent ?

Parmi le nuage de points qui représente les contraintes à la rupture (figures 3.7, 3.10 et 3.11) nous avons distingué 3 ensembles différents : les essais Antea, les essais G3S-ENSG-GRS, et les essais LML.

Nous avons privilégié les essais G3S-ENSG-GRS pour caler le critère de rupture final, car ils ont été effectués sur échantillons "naturels". En effet, ces échantillons sont plus représentatifs du massif que les échantillons resaturés d'Antea (car la resaturation a dégradé leurs propriétés mécaniques), et que les échantillons LML (car la désaturation a augmenté leur résistance mécanique).

On remarque qu'un critère linéaire de pente $K = 2$ et de résistance à la compression simple $R_c = 25$ MPa est suffisant pour décrire les points de rup-

ture dans le diagramme pression de confinement - pression axiale (figure 3.7). Nous reviendrons sur ce critère dans le prochain chapitre, car nous définirons complètement une loi de plasticité pour modéliser la rupture des argilites de l'Est.

3.2 Interprétation des essais de fluage

Pour cette section, nous avons analysé près de 40 essais de fluage provenant de 2 laboratoires différents (G3S et GRS). Les 4 séries d'essais G3S (95, 97, 98 et 2001) ont été réalisées avec des pressions de confinement de 10 et 12 MPa, tandis que la série GRS (2001) correspond à des essais de fluage sans confinement. Ces essais ont duré quelques mois (jusqu'à un an pour l'essai monopalier G3S-01 5697-2). Il existe une dernière série d'essais réalisée par G3S à la demande de ENSG (2000). Il s'agit d'essais mono-paliers (confinement = 10 MPa, déviateur = 10 MPa), d'une durée de quelques semaines.

Tous ces essais ont été effectués en conditions "pseudo-non-drainées" sur des échantillons "naturels", sauf ceux de la série G3S-2001 : en effet une pression d'eau a été imposée sur les faces supérieures et inférieures des échantillons, sous chargement isotrope, pendant environ 50 jours, dans le but de les resaturer ; ils ont ensuite subi un essai de fluage en mode drainé.

Nous avons décidé d'interpréter ces essais de fluage en ajustant la loi visco-plastique de Lemaitre, qui est classiquement utilisée pour décrire le comportement différé du sel gemme (Vouille et al., 1981 [49]).

Précisons que seules les déformations axiales ont été mesurées au cours des essais, et que ces mesures sont globales (par capteurs LVDT).

3.2.1 Calage de la loi de Lemaître sur les essais de fluage

La loi de Lemaitre s'écrit à l'aide de 3 paramètres à déterminer (a, m, n) :

$$\underline{\dot{\varepsilon}}^{vp} = a.(\varepsilon_{eq}^{vp})^{-m}.Q^n \frac{\partial Q}{\partial \underline{\sigma}} \tag{3.8}$$

où $Q = \sqrt{\frac{1}{2}[(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_1 - \sigma_3)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2]}$ (déviateur physique du tenseur des contraintes), et où ε_{eq}^{vp} est la déformation visco-plastique équivalente (définie par : $\dot{\varepsilon}_{eq}^{vp} = \sqrt{\frac{2}{3}}\,\|\underline{\dot{\varepsilon}}^{vp}\|$).

La loi de Lemaitre est une loi à écrouissage positif (à cause du terme $(\varepsilon_{eq}^{vp})^{-m}$). Cet écrouissage permet de rendre compte de la propriété suivante : un

matériau qui a déjà connu une déformation visco-plastique flue plus lentement qu'un matériau vierge. Il suffit pour cela que le coefficient m soit positif.

Par ailleurs, la loi de Lemaitre est basée sur l'hypothèse que la contrainte moyenne n'intervient pas dans le comportement visco-plastique.

Enfin, elle admet que la déformation viscoplastique volumique est nulle, ce que les essais de fluage réalisés à ce jour sur l'argilite de l'Est ne nous permettent pas de vérifier.

Pour un essai de fluage triaxial cylindrique, la loi de Lemaitre s'écrit :

$$\dot{\varepsilon}_a^{vp} = a.Q^n.(\varepsilon_a^{vp})^{-m} \qquad \text{où : } Q = |\sigma_a - \sigma_r| \tag{3.9}$$

Cette équation différentielle s'intègre facilement. La déformation visco-plastique axiale à la date t est alors (sachant que $\varepsilon_a^{vp}(0) = 0$) :

$$\varepsilon_a^{vp}(t) = A.\left[\int_{\tau=0}^{t} Q(\tau)^{\frac{\beta}{\alpha}} d\tau\right]^{\alpha} \tag{3.10}$$

avec : $\alpha = \frac{1}{1+m}$, $\beta = \frac{n}{1+m}$, et $A = [a(1+m)]^{\alpha}$.

Pour un essai monopalier, la solution devient : $\varepsilon_a^{vp}(t) = A.Q^{\beta}.t^{\alpha}$.

La déformation totale axiale est donc : $\varepsilon_a(t) = B.Q(t) + \varepsilon_a^{vp}(t)$, avec $B = \frac{1}{E}$ (E : module d'Young).

Alors, pour chaque essai nous déterminons un jeu de paramètres (α, β, A, B) par la méthode des moindres carrés. Cela signifie que nous cherchons (α, β, A, B) qui minimise la quantité S définie par :

$$S = \sum_i \left[\varepsilon_a^{mesure}(t_i) - \varepsilon_a^{theo}(t_i)\right]^2$$

où $\varepsilon_a^{mesure}(t_i)$ est la déformation totale axiale mesurée à la date t_i, et où la déformation axiale théorique $\varepsilon_a^{theo}(t_i)$ est telle que :

$$\varepsilon_a^{theo}(t_i) = B.Q(t_i) + A\left[\sum_{k=1}^{i} Q(t_k)^{\frac{\beta}{\alpha}}.(t_k - t_{k-1})\right]^{\alpha}$$

3.2.2 Analyse et interpretation des paramètres ajustés

Quatre exemples d'essais de fluage sont présentés sur la figure 3.12 (un pour chaque série d'essais du laboratoire G3S), ainsi que leurs ajustements par la loi de Lemaitre.

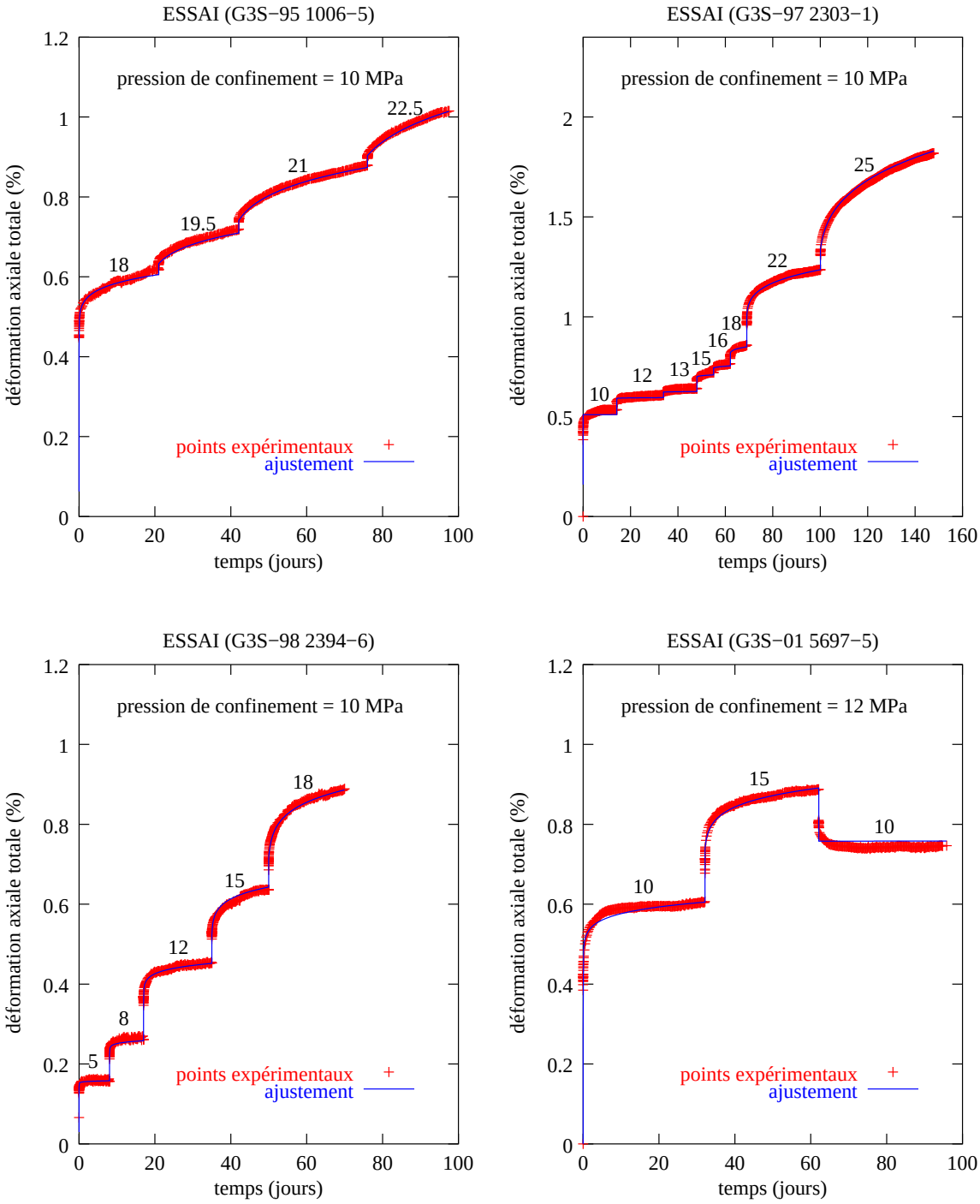

FIG. 3.12 – *Calage de la loi de Lemaitre sur les essais de fluage G3S (4 séries différentes : 95, 97, 98 et 2001)*

On observe que les courbes théoriques représentent assez bien les essais réels, ce qui signifie que la loi de Lemaitre est pertinente pour décrire le fluage des argilites. Le problème est maintenant d'analyser les paramètres ajustés (voir le tableau 3.1). Cette tâche est difficile car les 3 paramètres (α, β, A) n'ont pas de signification physique simple.

Regardons d'abord les modules d'Young obtenus lors du calage de la loi de Lemaitre (figure 3.13). Les valeurs sont en bon accord avec celles qui ont été déterminées sur les essais court terme (figures 3.2 à 3.5). Cela signifie que notre méthode d'ajustement a bien su faire la différence entre la partie élastique des déformations et la partie visco-plastique.

Pour comparer les jeux de paramètres (α, β, A) et pour évaluer l'influence de chaque paramètre sur le comportement visco-plastique, nous avons décidé de simuler avec chaque jeu de paramètres un essai de fluage multi-palier (5, 10, 15 et 20 MPa pour une durée totale d'un an). La figure 3.14 montre les évolutions de la déformation visco-plastique au cours de ces essais théoriques. Il en ressort que les réponses sont cohérentes pour une même série, mais qu'elles sont très différentes d'une série à l'autre. Il semble que ces différences ne soient pas dues au matériau lui-même (car pour une même série les échantillons proviennent de différentes profondeurs, voir le tableau 3.1), mais aux conditions dans lesquelles les essais ont été réalisés. Précisons-les :

- **G3S-01 :** on observe pour tous ces essais une forte déformation différée dans les quelques heures qui succèdent l'application d'un nouveau palier de déviateur (voir l'essai G3S-01 5697-5 fig 3.12, et les essais théoriques fig 3.14). Précisons que ce phénomène, qu'on ne retrouve que pour cette série, n'est pas un artéfact dû à l'échantillonnage temporel.

  Rappelons la spécificité de cette série : phase de resaturation, puis essai en mode drainé. Cette déformation précoce est donc la somme d'une déformation due à l'eau, et de la déformation de fluage. S'agit-il d'un phénomène de consolidation (diffusion des pressions interstitielles), ou d'une dégradation des propriétés mécaniques là où le matériau a été en contact avec l'eau ? Compte tenu des observations qui ont été faites sur les essais court terme d'Antea, nous optons plutôt pour la seconde proposition.
- **G3S-98 :** ces essais ont été réalisés sous une plage assez large de déviateurs, allant des petits déviateurs (5 MPa) jusqu'à des déviateurs moyens (18 MPa). Les ajustements sont bons aussi bien pour les premiers paliers que pour les derniers. Ils prouvent donc la capacité de la loi de Lemaitre à décrire le fluage des argilites de l'Est, pour ces valeurs

série	*échantillon*	*carotte*	*profondeur*	α	β	A ($MPa^{-\beta}.j^{-\alpha}$)	E (MPa)
G3S-01	5697-2	EST205	491,7 m	0,113	1 (imposé)	1,76 10^{-4}	3970
	5697-5			0,080	1,004	2,47 10^{-4}	3532
	5697-6			0,139	1,028	1,55 10^{-4}	3637
	5698-3		492,0 m	0,106	1,237	1,15 10^{-4}	4020
	5721-3		497,8 m	0,074	0,960	2,80 10^{-4}	7410
G3S-98	2394-5	EST104	489,7 m	0,082	2,189	5,86 10^{-6}	5360
	2394-6			0,106	2,607	1,68 10^{-6}	4430
G3S-97	2302-1	EST104	473,5 m	0,204	4,646	2,43 10^{-9}	3210
	2302-7			0,300	4,168	4,40 10^{-9}	6620
	2303-1		473,9 m	0,240	6,707	1,30 10^{-12}	2840
G3S-95	792-7	HTM102	354,8 m	0,131	4,460	1,36 10^{-9}	5940
	922-2		385,6 m	0,138	3,214	1,06 10^{-7}	5290
	1006-5		406,8 m	0,159	4,230	5,76 10^{-9}	5110
	1025-3		411,4 m	0,251	3,670	4,27 10^{-9}	40000 !

TAB. 3.1 – *Valeurs des paramètres de la loi de Lemaitre qui ont été ajustés sur les essais de fluage.*

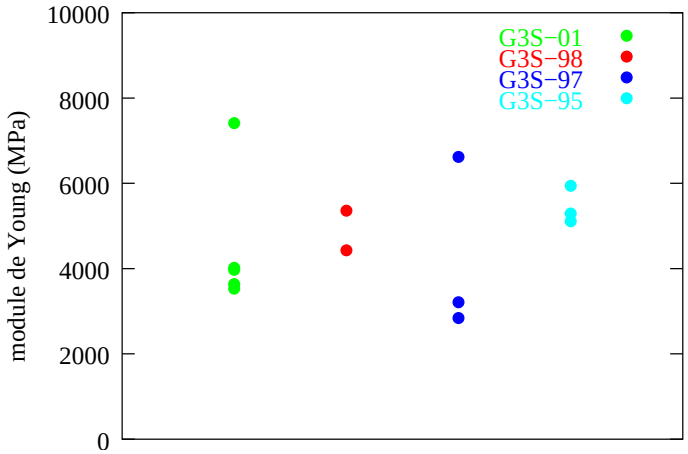

FIG. 3.13 – *Modules d'Young déterminés lors du calage de la loi de Lemaitre*

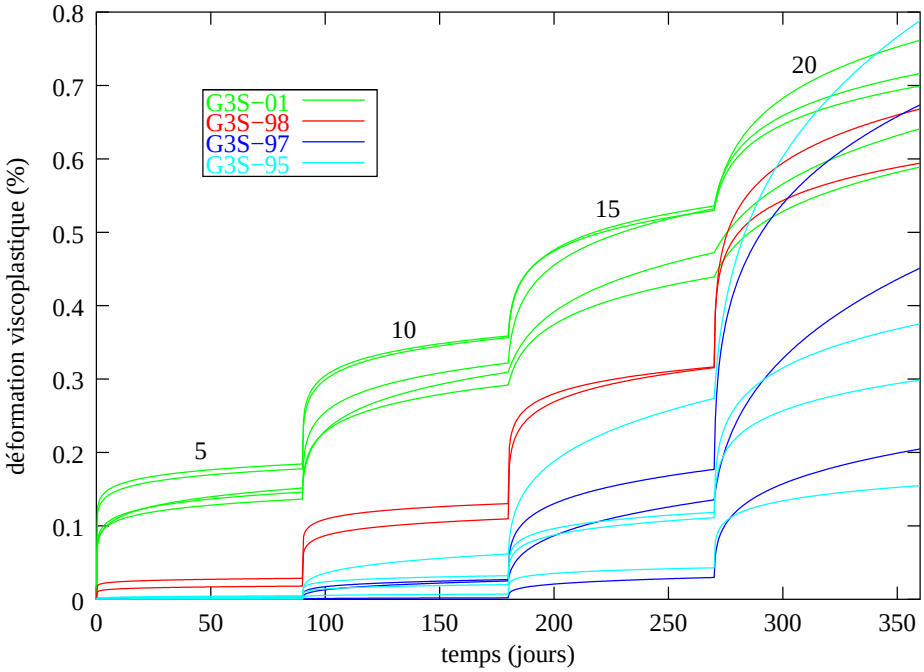

FIG. 3.14 – *Simulations d'un essai de fluage multi-palier (5, 10, 15 et 20 MPa) avec chaque jeu de paramètres*

de déviateurs (petites et moyennes).

- **G3S-95 et G3S-97 :** les simulations avec ces paramètres prédisent de très faibles déformations pour les petits déviateurs (5 et 10 MPa), et des déformations très importantes pour les déviateurs plus grands (15 et 20 MPa). Précisons que ces essais ont été réalisés sous forts déviateurs (jusqu'à 25 MPa). De tels états de contraintes sont proches de la rupture des argilites. C'est pourquoi on obtient des vitesses de fluage aussi grandes, qui auraient probablement conduit à la rupture (fluage tertiaire) si ces paliers avaient été maintenus plus longtemps (précisons que la rupture s'est produite lors du palier de déviateur suivant, qui n'est pas représenté sur la figure).

  Remarquons par exemple que l'ajustement de l'essai G3S-97 2303-1 (fig 3.12) n'est pas bon pour les premiers paliers de déviateur (10 et 12 MPa), alors qu'il est excellent pour les grands déviateurs (22 et 25 MPa). Il en est de même pour les 2 autres essais de cette série. Quant aux 4 essais de la série G3S-95, ils commencent directement par des paliers sous forts déviateurs (à l'image de l'exemple qui est montré sur la figure 3.12).

Deux conclusions ressortent donc de cette comparaison entre les séries : 1) la phase de resaturation a encore une fois probablement dégradé les propriétés mécaniques des argilites ; 2) la loi de Lemaitre ne permet pas de décrire le comportement différé à la fois pour les petits et moyens déviateurs (matériau "intact"), et pour les grands déviateurs (matériau "endommagé" car l'état de contrainte est proche de la rupture). Précisons que ce dernier résultat a déjà été remarqué par Bauer (G3S, 1997 [65]).

Décrivons rapidement les deux autres séries d'essais, pour lesquelles nous n'avons pas représenté de simulation de l'essai de fluage théorique :

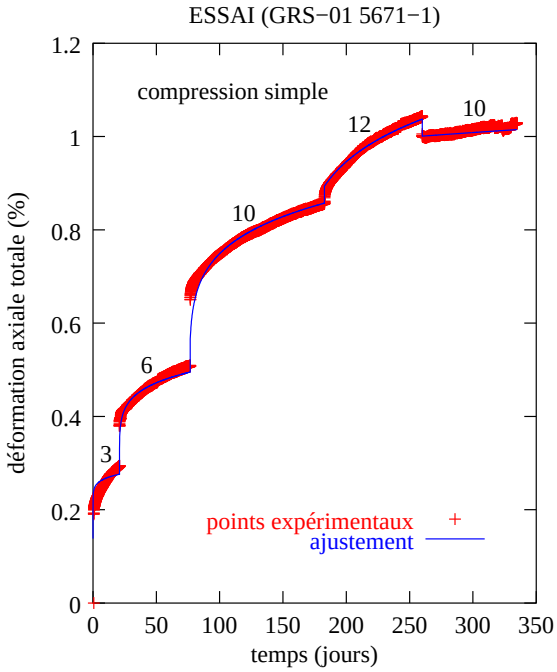

FIG. 3.15 – *Exemple d'ajustement d'un essai de fluage GRS-01*

- **GRS-01 :** ce sont des essais de fluage en compression simple. La figure 3.15 montre que l'ajustement n'est pas très bon, aussi bien pour les petits déviateurs (3 MPa) que pour les grands déviateurs (12 MPa). Les vitesses de fluage paraissent très fortes dans les deux cas. En revanche, l'ajustement est satisfaisant pour les déviateurs moyens (6 et 10 MPa). Ce résultat est caractéristique des essais GRS. Ceci s'explique sans doute par le fait qu'ils sont sans confinement : les grandes vitesses de fluage

du premier palier correspondent vraisemblablement à une phase de fermeture des fissures (précisons aussi que cet état de contraintes n'est pas du tout réaliste par rapport aux états de contraintes qui existeront dans le massif après le creusement du puits) ; quant à l'accélération du fluage pour les grands déviateurs, elle est probablement due au fait que l'état de contraintes est proche de la rupture en compression simple.

- **ENSG-00 :** il n'est pas possible de déterminer les 3 paramètres de la loi de Lemaitre sur de tels essais mono-paliers (10 MPa de déviateur). Cependant, on peut vérifier que les ordres de grandeur de la déformation viscoplastique sont globalement les mêmes que ceux de la série G3S-98 lorsque le déviateur est de 10 MPa.

3.2.3 Contradiction

Les essais de fluage semblent indiquer qu'il n'y a pas de seuil de déviateur pour créer des déformations visco-plastiques. Mais ceci est en contradiction avec le fait que les contraintes naturelles dans le massif sont anisotropes (voir la retro-analyse des convergences à -95 m au chapitre 6) : en effet, à cause de ce déviateur naturel, le massif devrait être en train de fluer depuis très longtemps (des millions d'années peut-être) ; par conséquent, si le matériau est visco-plastique du type Lemaitre, alors les vitesses de déformations actuelles dans le massif sont quasi-nulles ; mais dans ce cas les essais de fluage devraient également montrer des vitesses de déformation quasi-nulles pour les déviateurs inférieurs à celui du massif (à cause de l'écrouissage) ; or ce n'est pas le cas.

Nous sommes tentés, pour expliquer cette contradiction, d'invoquer le fait que les conditions physico-chimiques des échantillons ne sont probablement pas les mêmes que celles du massif. Ainsi, il se peut que, lorsque les échantillons sont remis sous contrainte, des phénomènes transitoires qui n'ont rien à voir avec la viscoplasticité apparaissent, pouvant occasionner des déformations macroscopiques (diffusion de pression interstitielle, mais aussi toutes sortes de rééquilibrages physico-chimiques à l'échelle microscopique).

On peut aussi imaginer une autre cause possible : le matériau peut ne pas être isotrope vis-à-vis du seuil de fluage. Rappelons qu'au cours de la plupart des essais, la compression maximale (et donc le déviateur) est appliqué perpendiculairement à la stratification, puisque la plupart des échantillons ont été prélevés perpendiculairement à la stratification. Or, le déviateur dont nous parlons pour le massif se situe dans le plan horizontal (voir le chapitre 6). Il se peut donc qu'il existe un seuil au fluage lorsque le déviateur est appliqué dans le plan de stratification, mais pas lorsque le déviateur est perpendiculaire à la

stratification [7]. Ainsi, la contradiction disparait.

Cependant, les déformations différées observées sur les essais sont relativement faibles lorsque les déviateurs sont petits (inférieurs à 5 MPa), sauf pour la série G3S-01 mais nous avons déjà expliqué ce phénomène. Par conséquent, il est possible de résoudre la contradiction en imposant un seuil *a priori* (par exemple égal à 5 MPa), lorsqu'on ajuste les essais de fluage. On obtiendra alors de nouveau paramètres (α, β, A) assez proches de ceux que nous avons présentés. De même les prédictions de l'essai multipalier théorique que nous avons choisi seront sensiblement les mêmes que celles de la figure 3.14.

3.3 Conclusion

Un certain nombre de tendances générales ressortent de la confrontation des différentes séries d'essais mécaniques, que ce soit en termes de paramètres élastiques, de contraintes à la rupture ou de capacité au fluage. Le premier constat est que la dispersion des résultats est toujours importante (les argilites sont un matériau naturel !). Nous avons cherché à caractériser des variations de ces grandeurs avec la profondeur ainsi qu'avec les différents forages d'où proviennent les échantillons.

Il ressort de l'analyse des paramètres mécaniques court terme, qu'on ne distingue pas de différences très nettes entre les forages. En revanche, les 2 séries pour lesquelles l'échantillonage spatial est le meilleur (ENSG-95 et G3S-95) montrent qu'il existe une zone plus faible d'un point de vue mécanique entre 480 et 500 m de profondeur (échelle des profondeurs de référence : EST104). Ceci est cohérent avec les analyses sédimentologiques puisqu'à ces profondeurs la proportion des minéraux argileux est maximum.

Nous avons aussi remarqué que chaque série d'essais a sa propre cohérence, et que des différences très nettes apparaissent entre les séries (ceci est vrai quelque soit le phénomène observé : élasticité, rupture, fluage). Nous avons montré que ces différences ne peuvent pas être expliquées par le matériau, car pour une même série, les essais ont le plus souvent été effectués sur des échantillons provenant de différentes profondeurs, voire de différents forages. Nous les avons alors expliquées par les spécificités des protocoles

[7] Bien entendu, s'il existe un déviateur dans le plan horizontal, alors il y a aussi des déviateurs dans les plans verticaux. Mais ils sont nettement plus faibles que le déviateur horizontal, si la contrainte verticale est intermédiaire entre les deux contraintes principales horizontales

expérimentaux. Rappelons les principales conclusions auxquelles nous arrivons :

- Nous retrouvons certaines influences qui sont classiques et bien connues en mécanique des roches, comme par exemple la méthode de mesure des déformations (qui conditionne les valeurs des paramètres élastiques), ou la gamme des déviateurs appliqués lors d'un essai de fluage.
- Nous confirmons un résultat qui avait déjà été observé pour les argilites de l'Est : la résistance mécanique de ce matériau (en termes de contraintes totales) augmente nettement avec la désaturation.
- Enfin, cette comparaison entre les séries d'essais a permis de mettre en évidence le fait que la phase de resaturation imposée par certains laboratoires (Antea pour des essais triaxiaux, et G3S-01 pour des essais de fluage) a pour principal effet de dégrader les propriétés mécaniques des argilites, alors que le but était simplement d'instaurer une pression interstitielle dans les échantillons.

Ce dernier résultat nous rend donc sceptiques quant à la possibilité d'effectuer en laboratoire des essais H-M en conditions saturées (c'est-à-dire en imposant et/ou contrôlant la pression de pore), et donc quant à la possibilité de mettre en évidence l'existence d'une contrainte effective au sens de Biot, et de mesurer les coefficients de couplage [8].

[8] Des essais H-M ont été réalisés par plusieurs laboratoires pour déterminer les paramètres poro-élastiques des argilites de l'Est, en particulier le coefficient de Biot b (IFP, 1997 [72] ; Vincké et al., 1998 [48] ; G3S, 1999 [69] ; ANTEA, 1999 [60] ; Escoffier, 2002 [20]). La technique consiste à soumettre l'échantillon à deux phases de sollicitation : la première est une variation de contrainte totale à pression de pore constante, et la seconde est une variation de la pression de pore à contrainte totale constante. En comparant les déformations (supposées élastiques) mesurées dans les deux cas on peut en déduire b. Notons qu'il n'est pas possible de mesurer expérimentalement les volumes d'eau qui entrent ou qui sortent de l'échantillon au cours d'un essai drainé, car ces volumes sont trop petits. Il n'est donc pas possible de déterminer le coefficient de Biot en utilisant la relation A.15 (voir annexe A page 184).

Chapitre 4

Proposition d'une loi de comportement court terme

L'objet de ce chapitre est de formuler une loi de comportement mécanique pertinente dans le but de simuler la zone endommagée due au creusement du puits de Bure. Pour être pertinente, cette loi de comportement doit tenir compte des différents phénomènes que l'on peut observer sur les essais mécaniques, et qui sont susceptibles de contrôler l'extension de la zone endommagée ainsi que l'intensité de l'endommagement.

Dans le chapitre précédent, nous avons analysé les grandes tendances qui apparaissent entre les différentes séries d'essais en considérant les deux propriétés les plus marquantes en mécanique des roches : l'élasticité et la rupture. Mais on peut aussi observer d'autres phénomènes sur les courbes effort-déformation, comme par exemple l'apparition de déformations irréversibles bien avant la rupture.

Nous analyserons d'abord chaque phénomène séparément, puis nous proposerons une loi de comportement élasto-plastique pour décrire le comportement mécanique des argilites pour les états de contraintes qui seront ceux du massif pendant le creusement du puits.

4.1 Caractérisation de la rupture

4.1.1 Généralités sur le comportement post-rupture

Pour des essais de compression triaxiale, la rupture correspond au pic du déviateur des contraintes. Pour la plupart des roches, la rupture se traduit

par l'apparition d'une ou plusieurs fractures macroscopiques qui traversent l'échantillon (avec un angle par rapport à la direction axiale qui dépend directement du critère de rupture du matériau). Si l'essai est piloté en déformation (et si les déformations sont mesurées de façon globale), on peut poursuivre l'essai dans le domaine post-rupture. On observe alors que la résistance du matériau chute, puis se stabilise à une valeur qui est la résistance résiduelle (voir figure 3.1).

Dans le cas où la rupture n'est pas localisée, c'est-à-dire lorsqu'il y a rupture par foisonnement, on peut considérer que le matériau reste continu et que les champs de contrainte et de déformation restent uniformes dans l'échantillon. On peut alors représenter le comportement du matériau en introduisant un écrouissage négatif pour la phase post-rupture et une plasticité parfaite pour la phase résiduelle. Généralement, on extrapole ce résultat au cas où la rupture est localisée (quelques fractures majeures), ce qui en théorie n'est pas exact car les champs de contrainte et de déformation ne sont alors plus uniformes dans la phase post-rupture.

4.1.2 Proposition d'une loi de plasticité post-rupture

Nous avons déjà analysé les contraintes à la rupture au chapitre 3 (fig 3.7). Eliminons les essais LML (qui correspondent à des échantillons ayant quelque peu séché) et les essais Antea (pour lesquels il y a eu dégradation des propriétés mécaniques par contact avec de l'eau), et ne gardons que les essais G3S et ENSG qui correspondent à des échantillons "naturels". Un critère linéaire parait suffisant pour décrire la limite de rupture pour ces essais cylindriques de compression (états de contrainte en régime d'arète).

Que se passe-t-il en régime de face ? Nous disposons de seulement deux essais d'extension triaxiale pour lesquels la rupture a été atteinte, ce qui est trop peu pour déterminer l'influence de la contrainte intermédiaire sur le critère de rupture. Si nous admettons que le critère de rupture des argilites de l'Est est convexe, et ne disposant que des arêtes de compression, on démontre alors que le critère le plus pessimiste est celui de Mohr-Coulomb que nous adopterons.

La loi de plasticité que nous proposons pour décrire les déformations de rupture est une loi classique, qui a été implanté dans le code VIPLEF. Elle est basée sur le critère de Mohr-Coulomb, avec un écrouissage qui porte sur le terme de résistance, et avec un potentiel de Mohr-Coulomb pas forcément associé.

Le critère et le potentiel s'écrivent (avec la convention : $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$,

compressions négatives) :

$$F_3(\underline{\sigma}, \xi_3) = max[K_3\sigma_1 - \sigma_3 - R_3(\xi_3)\,;\, \sigma_1 - R_t] \tag{4.1}$$

$$P_3(\underline{\sigma}) = \beta_3\sigma_1 - \sigma_3 \tag{4.2}$$

L'indice (3) de F_3, P_3, K_3, $R_3(\xi_3)$, β_3 et $\underline{\varepsilon}^{p_3}$ provient du fait que nous allons définir 3 mécanismes différents de plasticité : les 2 premiers précèdent la rupture (nous les définissons plus loin) ; et le troisième est celui dont nous parlons actuellement (la rupture et le comportement post-rupture).

Le critère est tronqué par la résistance à la traction R_t ; en pratique, nous verrons que les modélisations du creusement du puits (chapitres 5 et 6) ne prévoient jamais de rupture par traction.

L'écrouissage est isotrope et la variable d'écrouissage ξ_3 est telle que :

$$\dot{\xi}_3 = \frac{|\dot{\varepsilon}_1^{p_3}| + |\dot{\varepsilon}_2^{p_3}| + |\dot{\varepsilon}_3^{p_3}|}{\beta_3 + 1}$$

où les $\dot{\varepsilon}_i^p$ sont les valeurs propres du tenseur vitesse de déformation plastique $\dot{\underline{\varepsilon}}^{p_3}$. Ainsi en régimes de face et d'arête de compression on a : $\dot{\xi}_3 = -\dot{\varepsilon}_3^{p_3}$.

Enfin, le terme de résistance $R_3(\xi_3)$ s'écrit :

$$R_3(\xi_3) = R_c - (R_c - R_r)\frac{\xi_3}{\xi_3^{max}} \qquad \text{si : } \xi_3 \leq \xi_3^{max}$$

$$R_3(\xi_3) = R_r \qquad \text{si : } \xi_3 > \xi_3^{max}$$

où R_c est la résistance à la compression simple, et R_r la résistance résiduelle.

Cette loi de plasticité comporte 6 paramètres : 3 résistances (R_c, R_r, R_t), la pente du critère K_3, la pente du potentiel β_3, et la valeur de ξ_3 pour laquelle la phase résiduelle est atteinte ξ_3^{max}.

4.1.3 Détermination des paramètres

On détermine R_c et K_3 directement sur la figure 3.7 ; R_r est déterminé sur la figure 4.1 ; R_t est la valeur moyenne des résistances à la traction déterminées par des essais brésiliens ; β_3 est la valeur moyenne des quantités $\beta_3 = -\frac{2\delta\varepsilon_1}{\delta\varepsilon_3}$ déterminées sur la phase résiduelle pour chaque essai ; enfin, ξ_3^{max} est la moyenne des $\xi_3^{max} = -(\varepsilon_3^{res} - \frac{\sigma_3^{res} - \sigma_1}{E_t})$ déterminés pour chaque essai. Le tableau 4.1 présente les valeurs que nous avons déterminées sur les essais.

paramètres du critère	$K_3 = 2,0$ $R_c = 22$ MPa $R_r = 10$ MPa $R_t = 2,5$ MPa
écrouissage	$\xi_3^{max} = 0,5$ %
potentiel	$\beta_3 = 1,2$

TAB. 4.1 – *Valeurs des 6 paramètres de la loi de rupture*

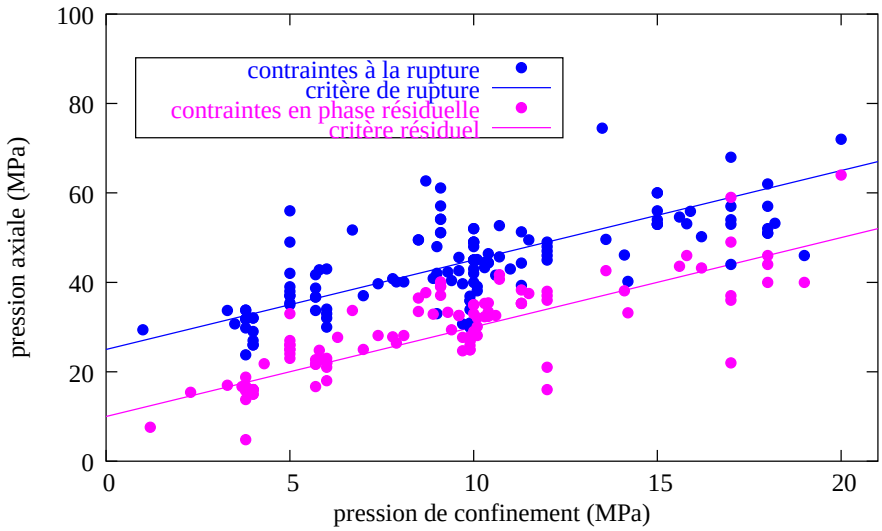

FIG. 4.1 – *Critère de rupture et critère résiduel*

Nous avons représenté sur la figure 4.1 les contraintes à la rupture et les contraintes en phase résiduelle pour tous les essais G3S et pour seulement quelques essais ENSG (ceux qui ont été pilotés en déformation). Cette figure montre que l'hypothèse d'un critère résiduel parallèle au critère de rupture n'est pas absurde.

Comme pour la plupart des roches, les essais de compression simple réalisés sur les argilites de l'Est dans le domaine post-rupture montrent que la résistance résiduelle est nulle. En effet, lorsqu'aucun confinement n'est appliqué, les fractures qui apparaissent au moment de la rupture conduisent à une décohésion du matériau. Ainsi, le matériau n'a plus de rigidité pour s'opposer à l'augmentation de la déformation axiale, car le déplacement est quasi-libre le long de ces fractures. En revanche, dès que le confinement atteint quelques MPa, les fractures agissent comme des joints qui ont leur rigidité propre. C'est pourquoi le matériau fracturé a une résistance résiduelle non

négligeable lorsqu'il est soumis à un confinement. Le modèle proposé (critère résiduel parallèle au critère de rupture) conduit à une résistance résiduelle en compression simple $R_r = 10$ MPa. Nous gardons cette valeur car nous pensons que lorsque la contrainte intermédiaire σ_2 est non nulle (ce qui est le cas pour les états de contraintes près de la paroi du puits), la résistance résiduelle du massif n'est pas nulle même si la contrainte radiale est nulle.

Pour illustrer cette loi de plasticité post-rupture, nous avons simulé des essais triaxiaux de compression cylindrique pour différents confinements, avec les paramètres qui ont été proposés (figure 4.2). Précisons que nous avons utilisé comme paramètres élastiques les valeurs moyennes des paramètres tangents ($E_t = 4400$ MPa et $\nu_t = 0,16$; voir chapitre 3).

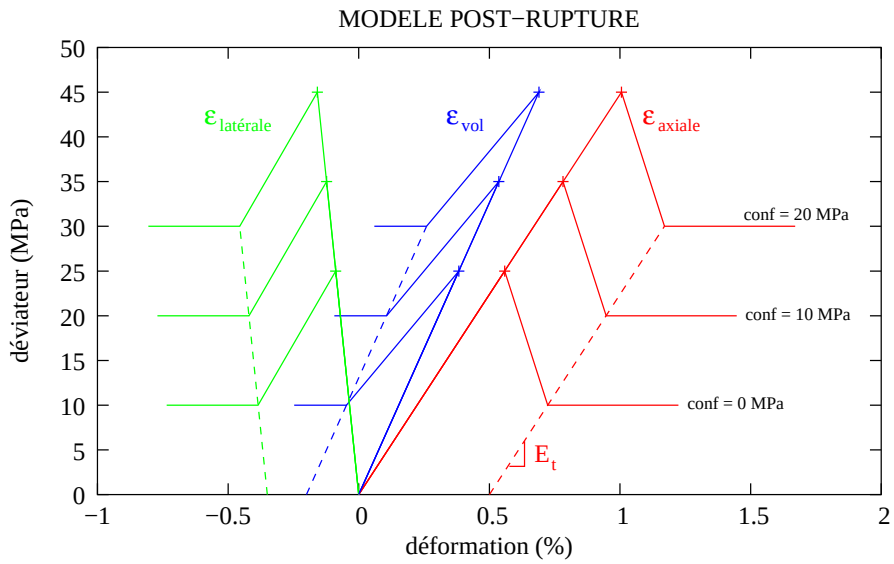

FIG. 4.2 – *Simulation d'essais triaxiaux de compression cylindrique avec le modèle élastique post-rupture*

4.1.4 Le modèle post-rupture n'est pas suffisant

Il est classique en mécanique des roches de définir des lois de comportement élastiques post-rupture, c'est-à-dire pour lesquelles le comportement est élastique jusqu'à la rupture. Ces lois de comportement sont très utilisées pour faire des calculs de stabilité, car elles s'écrivent avec peu de paramètres et décrivent bien le phénomène que l'on cherche à prédire : le risque de rupture.

Mais nous avons rappelé dans l'introduction de cette thèse que notre problématique n'était pas celle d'une étude de stabilité. Notre objectif est de prédire la réponse mécanique du massif au creusement du puits de Bure le plus finement possible, en particulier pour essayer d'en déduire les modifications de perméabilité. Il s'agit donc de décrire le comportement mécanique des argilites de l'Est en tenant compte de tous les phénomènes susceptibles de provoquer des augmentations de perméabilité.

En effet, l'endommagement ne se réduit pas seulement au phénomène de rupture.

4.1.5 Observation de déformations irréversibles avant la rupture

Observons les courbes effort-déformation des essais pour lesquels des cycles décharge-recharge ont été imposés, et pour lesquels on dispose de mesures locales des déformations (par jauges). Nous privilégions ces essais pour décrire le comportement du matériau dans la phase avant rupture, car ils permettent d'identifier réellement les propriétés élastiques (en contrôlant la réversibilité des déformations grâce aux cycles), et car il est admis que les mesures locales sont plus pertinentes que les mesures globales.

Seuls les essais LML sont dans ce cas, plus un essai que nous avons réalisé au CGES. Ils présentent tous exactement les mêmes caractéristiques que celles qui apparaissent sur la figure 4.3 (essai CGES, où les déformations sont celles mesurées par jauges).

On observe en particulier deux phénomènes irréversibles se produisant avant la rupture, et que la loi de comportement élastique post-rupture ne prend par conséquent pas en compte :

1. la première partie des courbes effort-déformation est certes linéaire, mais elle n'est pas réversible. En réalité, une plasticité très précoce apparait, et cette plasticité est contractante. Nous appelerons ce phénomène "compaction".
2. lorsque les déviateurs augmentent et deviennent proches de la rupture, les courbes déviateur-déformation axiale et déviateur-déformation latérale s'applatissent. Elles s'applatissent d'ailleurs d'autant plus que le confinement est grand (*i.e.* les argilites deviennent plus ductiles). Nous appelerons ce phénomène "pré-rupture".

Nous allons développer un modèle rhéologique qui tient compte de ces deux phénomènes, en plus du comportement post-rupture. Nous avons volontaire-

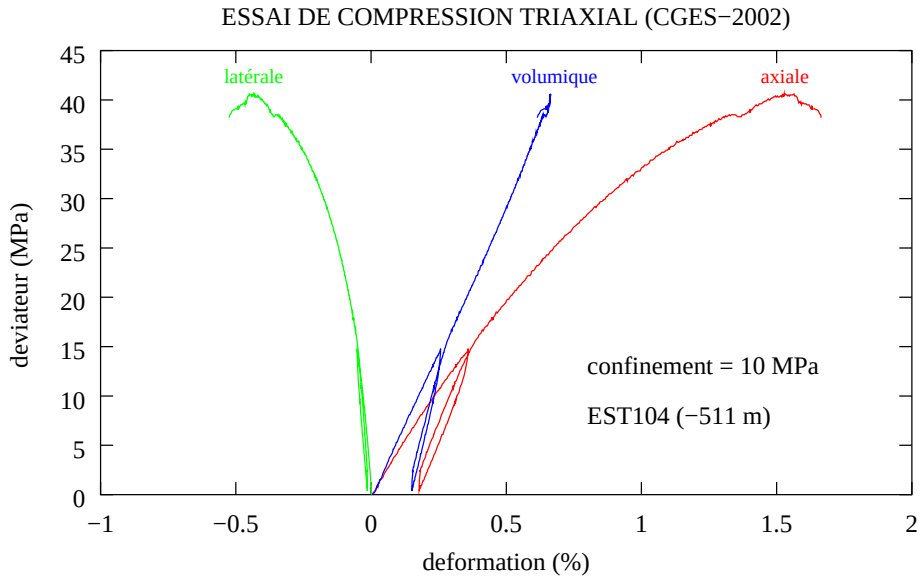

FIG. 4.3 – *Il existe des déformations irréversibles avant la rupture.*

ment choisi de "séparer" ces phénomènes, car nous pensons qu'ils se traduisent par des modifications très différentes de la perméabilité des argilites.

On aboutira alors à un modèle rhéologique comportant un plus grand nombre de paramètres, mais on comptera sur les mesures *in situ* pour valider cette démarche et recaler les paramètres.

4.2 Caractérisation de la compaction

4.2.1 Le phénomène de compaction

La compaction est un phénomène caractéristique des sols et des roches tendres. Pour les sols, ce phénomène est souvent appelé tassement : il correspond à un réarrangement des grains sous l'effet d'un chargement isotrope, qui conduit à une diminution du volume poreux, et donc du volume total. Pour les roches tendres et très poreuses comme la craie, on parle d'effondrement de pores, ce qui illustre bien la nature du phénomène à l'échelle de la micro-structure.

Il existe un modèle rhéologique très souvent utilisé pour rendre compte de ce phénomène de compaction : le modèle de Cam-Clay. Ce modèle est basé sur un critère de plasticité fermé (de forme éllipsoïdale le long de l'axe isotrope dans l'espace des contraintes, voir figure 4.4). Le potentiel est associé au critère,

et l'écrouissage est non linéaire. Ce modèle permet de simuler une transition entre des déformations plastiques contractantes (pour des états de contrainte compressifs plutôt isotropes) et des déformations plastiques dilatantes (pour des états de contrainte plutôt déviatoriques).

Mais ce modèle prédirait pour les argilites des courbes déviateur-déformation volumique et déviateur-déformation axiale fortement non linéaires pour des essais de compression triaxiale, ce qui contredirait nos observations dans le cas des argilites de l'Est.

4.2.2 Proposition d'une loi de plasticité

La loi que nous proposons pour décrire ce phénomène de compaction est caractérisée par : un critère de Drücker-Prager (avec un domaine élastique initial très petit), un potentiel plastique du même type, et un écrouissage positif et linéaire ; ce critère et potentiel pouvant d'ailleurs être considéré comme tangent au potentiel de Cam-Clay (figure 4.4).

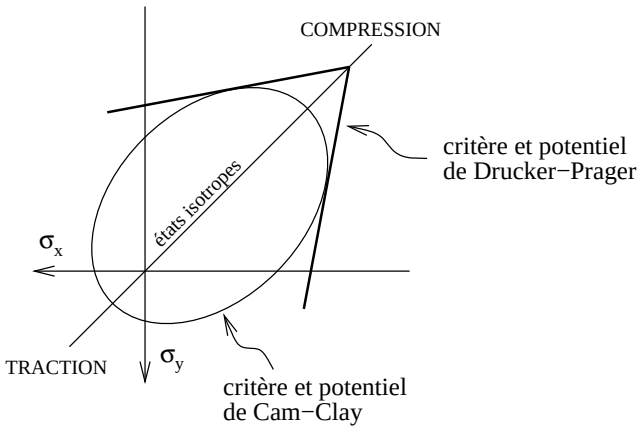

FIG. 4.4 – *Critère et potentiel de Drücker-Prager simulant des déformations plastiques contractantes (tangent au critère de Cam-Clay)*

Le critère de Drücker-prager s'écrit :

$$F_1(\underline{\sigma}, \xi_1) = J + AI - B(\xi_1) \tag{4.3}$$

$$\text{avec } J = \sqrt{\frac{1}{2}\left[(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_1 - \sigma_3)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2\right]}$$
$$\text{et } I = tr\underline{\sigma}$$

ξ_1 est la variable d'écrouissage que l'on choisit de définir à partir de la norme de la déformation plastique : $\dot{\xi} = \|\dot{\underline{\varepsilon}}^p\|$. Nous avons choisi un écrouissage qui ne porte que sur la résistance du matériau (écrouissage isotrope). Cet écrouissage est linéaire, donc :

$$B(\xi_1) = B_1 + k_1\xi_1$$

B_1 représente la résistance initiale, et k_1 est une constante ($k_1 > 0$).

Le potentiel non associé du type Drücker-Prager s'écrit :

$$P_1(\underline{\sigma}) = J + aI \tag{4.4}$$

Les vitesses des déformations plastiques dans les trois directions principales sont donc :

$$\dot{\varepsilon}_i^{p_1} = \left(\frac{3\sigma_i^*}{2J} + a\right)\dot{\lambda} \tag{4.5}$$

où σ_i^* est la partie déviatorique de la contrainte principale σ_i ($\sigma_i^* = \sigma_i - \frac{1}{3}tr\underline{\sigma}$), et où $\dot{\lambda}$ est le multiplicateur plastique (strictement positif).

Pour que la plasticité soit contractante, il faut donc $a < 0$ (car $tr\dot{\underline{\varepsilon}}^{p_1} = 3a\dot{\lambda}$).

4.2.3 Restrictions thermodynamiques

Il est fréquent en mécanique des roches d'utiliser un critère et un potentiel de Drücker-Prager pour caractériser la rupture. Mais dans ce cas les deux constantes A et a sont positives (*i.e.* matériau frottant et plasticité dilatante). La thermodynamique impose alors : $0 \leq a \leq A$. Mais que devient cette condition dans le cas où $a < 0$?

Le second principe de la thermodynamique impose la positivité de la puissance plastique dissipée. Cela s'écrit :

$$\underline{\sigma} : \dot{\underline{\varepsilon}}^{p_1} \geq 0 \qquad \forall \underline{\sigma} \ / \ F_1(\underline{\sigma}, \xi_1) = 0 \tag{4.6}$$

En utilisant les relations 4.5 et 4.3, on réécrit la condition 4.6 :

$$(a - A).tr\underline{\sigma} + B(\xi_1) \geq 0 \qquad \forall \underline{\sigma} \ / \ F_1(\underline{\sigma}, \xi_1) = 0$$

Cette condition doit être vérifiée pour tous les états de contrainte admisibles, donc en particulier au sommet ($tr\underline{\sigma} = \frac{B_1}{A}$). Ceci impose que a et A soit de même signe (car $\frac{a}{A} \geq 0$). Elle doit aussi être vérifiée pour $tr\underline{\sigma} \to +\infty$ si $A < 0$, et pour $tr\underline{\sigma} \to -\infty$ si $A > 0$.

Par conséquent, la condition 4.6 équivaut à :

$$\begin{cases} 0 \leq a \leq A & \text{si la plasticité est dilatante} \\ A \leq a \leq 0 & \text{si la plasticité est contractante} \end{cases} \tag{4.7}$$

4.2.4 Calage des paramètres sur les essais triaxiaux

La figure 4.5 présente une simulation d'essais triaxiaux de compression cylindrique sous différents confinements, avec les valeurs moyennes des paramètres déterminés sur les essais. Une phase élastique est visible sur l'essai de compression simple, mais lorsque le confinement est supérieur à $|\frac{B_1}{3A}|$ (= 3.9 MPa avec nos valeurs), alors toutes les courbes effort-déformation se superposent. Ceci est dû au fait que cette représentation considère des déformations nulles au début de la phase déviatorique, alors que des déformations plastiques ont été créées pendant la phase de chargement isotrope.

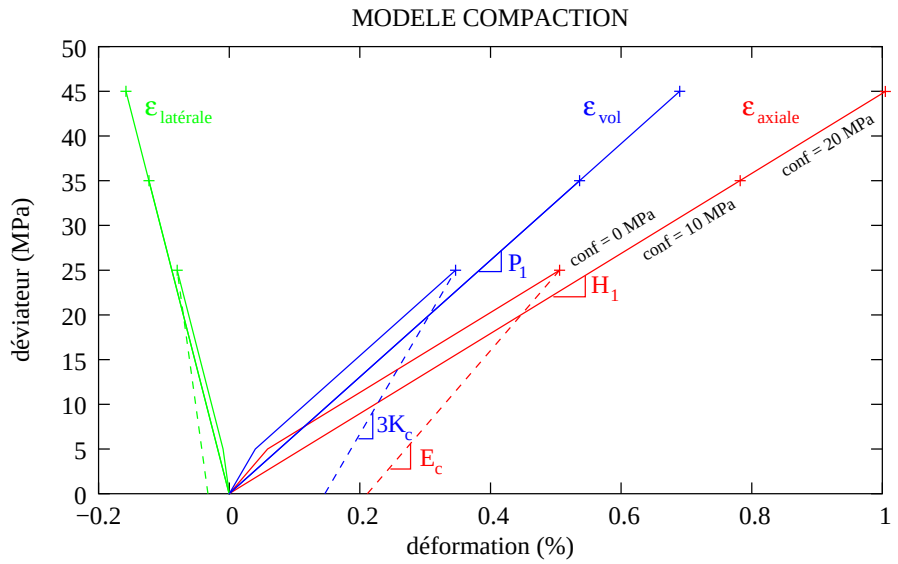

FIG. 4.5 – *Simulation d'essais triaxiaux de compression cylindrique avec le modèle caractérisant le phénomène de compaction (les croix représentent les contraintes à la rupture ; on considère 3 valurs de confinement).*

On a représenté sur ces essais théoriques les 4 pentes $(E_c, 3K_c, H_1, P_1)$ à partir desquelles on détermine la plupart des paramètres de la loi de comportement. Ces pentes, qui s'observent très bien sur les courbes effort-déformation

des essais réels, ont pour expression :

$$E_c \ : \ \text{module d'Young (élasticité réversible)}$$

$$3K_c \ : \ \text{où } K_c \text{ est le module d'incompressibilité : } K_c = \frac{E_c}{3(1-2\nu_c)}$$

$$\frac{1}{H_1} = \frac{1}{E_c} + (1-a)\left[\frac{1-A}{k\sqrt{\frac{3}{2}+3a^2}}\right]$$

$$\frac{1}{P_1} = \frac{1}{3K_c} - 3a\left[\frac{1-A}{k\sqrt{\frac{3}{2}+3a^2}}\right]$$

On détermine donc les paramètres élastiques E_c et K_c à partir des cycles décharge-recharge (l'indice c signifie "cycle").

Les pentes H_1 et P_1 permettent de déterminer les valeurs de a et de $\frac{1-A}{k}$. Précisons que lorsque le confinement est supérieur à quelques MPa (ce qui est le cas pour tous les essais LML sauf un), on ne distingue pas de phase purement élastique ; les pentes H_1 et P_1 sont alors directement égales aux paramètres élastiques tangents E_t et K_t (l'indice t signifie "tangent").

Les essais ne permettent pas de préciser les valeurs des paramètres A et B_1 du critère car la limite élastique est très floue sur les essais réels. Il est même probable que la compaction ait commencé pendant la phase de chargement isotrope, mais aucun essai ne permet de s'en assurer car ces chargements isotropes ont été appliqués de façon monotone. On peut donc juste dire que B_1 doit être très petit. Quant à A nous le choisirons égal à a (matériau standard) ; ceci permet alors de calculer k.

On présente les valeurs des paramètres correspondant à chaque essai dans le tableau 4.2. Nous avons choisi de donner les valeurs de ν_t plutôt que celles de P_1, sachant que $\nu_t = \frac{1}{2}(1 - \frac{H_1}{P_1})$.

4.2.5 Contradiction

Il existe une contradiction entre les observations faites sur les essais et les conditions naturelles dans le massif : on observe que la compaction apparait pour des contraintes bien inférieures aux contraintes naturelles dans le massif. Les déformations irréversibles observées sur les essais pour les faibles contraintes auraient dues déjà être créées au sein du massif, et ne devraient donc pas apparaitre sur les essais. Notons que cette contradiction est du même

échant.	*prof. (m)*	E_c *(MPa)*	ν_c	E_t *(MPa)*	ν_t	a	k *(MPa)*
2172-22	451,4	8900	0,13	4800	0,14	−0,31	13430
2172-32	451,5	8900	0,13	4610	0,12	−0,34	12740
2262-11	466,8	7300	0,16	4000	0,17	−0,26	10830
2277-32	469,1	8800	0,17	4630	0,12	−0,38	13360
2277-23	469,3	9100	0,16	4860	0,19	−0,22	12170
2354-12	482,2	7000	0,17	3890	0,18	−0,27	10750
2354-13	482,2	8500	0,19	4000	0,14	−0,36	10200
2354-21	482,3	9300	0,20	4480	0,18	−0,29	10850
CGES	511	7830	0,21	4200	0,17	−0,34	13900
modèle		8400	0,17	4400	0,16	−0,305	11803,5

TAB. 4.2 – *Valeurs des paramètres de la loi de compaction*

type que celle que nous avons soulevée au chapitre 3 concernant l'absence de seuil de viscoplasticité. De la même manière, on retiendra deux explications possibles :

- les argilites de l'Est peuvent ne pas être isotropes vis-à-vis du phénomène de compaction ; rappelons que les échantillons ont été prélevés perpendiculairement à la stratification (donc le déviateur au cours des essais est perpendiculaire à la stratification), alors que le déviateur le plus important dans le massif est sans doute dans le plan horizontal. Si la résistance à la compaction était plus forte dans le plan de stratification que dans la direction perpendiculaire, la contradiction pourrait disparaitre. Pour confirmer cette hypothèse, il est nécessaire d'effectuer de nouveaux essais, en prélevant des échantillons parallèlement à la stratification.

- les conditions physico-chimiques des échantillons au moment de l'essai peuvent être différentes de celles du massif. En particulier, les échantillons ont vraisemblablement séché par rapport aux conditions du massif (rappelons-nous ce que nous avons dit au chapitre précédent concernant les essais LML). Le seuil très bas d'initiation de la compaction n'est donc probablement pas repésentatif des argilites de l'Est en place.

Pour résoudre la contradiction, et pour pouvoir effectuer des modélisations dont l'état initial est stable, on imposera une résistance telle que le critère soit juste atteint pour l'état de contrainte initial. Ainsi, des déformations plastiques (considérées nulles initialement) seront créées dès que le chargement commencera à être appliqué.

4.2.6 Conclusion

Les essais triaxiaux avec des cycles décharge-recharge montrent qu'il existe un phénomène très marqué de compaction. Nous avons choisi de le simuler à l'aide d'une loi de plasticité très simple (critère et potentiel de Drücker-Prager, écrouissage linéaire), mais qui décrit très bien les observations.

Mais la loi de comportement proposée n'est valable que pour la partie linéaire de l'enveloppe des courbes déviateur-déformation, c'est-à-dire pour les petits et moyens déviateurs. Pour les grands déviateurs, un autre type de déformation irréversible apparait : des déformations de pré-rupture.

4.3 Caractérisation de la pré-rupture

4.3.1 Analyse du phénomène

Nous avons remarqué dans la section 4.1.5 que les courbes déviateur-déformation axiale et déviateur-déformation radiale s'applatissent pour les plus grands déviateurs (fig 4.3). Ce phénomène est plus évident encore (*i.e.* les courbes s'applatissent encore plus) lorsque les mesures de déformation sont globales (par des capteurs LVDT). C'est le cas de tous les essais G3S, par exemple.

Nous pensons qu'un autre phénomène irréversible apparait alors : des déformations de pré-rupture. En effet, il est probable que la rupture des argilites soit précédée par l'apparition d'une micro-fissuration, responsable d'une déformation macroscopique irréversible (que certains auteurs appellent endommagement ; voir section 1.2).

Cette déformation irréversible est donc d'une nature différente de celle qui correpsond à la compaction. En particulier, elle devrait induire des modifications de perméabilité qui n'ont rien à voir avec celles causées par la compaction. C'est pour cette raison que nous avons tenu à séparer ces deux phénomènes.

Il y a eu plusieurs tentatives pour essayer de caractériser expérimentalement les phénomènes qui affectent la micro-structure lorsque l'argilite est soumise à des états de contrainte proches de la rupture. Vincké et al. (IFP, 1997 [72]) a essayé de visualiser des micro-fissures sur des lames minces provenant d'échantillons "endommagés". Gasc-Barbier (2002, [22]) a réalisé des essais de porosimétrie au mercure sur des échantillons ayant subi différentes sollicitations. Mais force est de constater que l'on connait toujours mal la micro-structure des argilites, et en particulier ses modifications sous l'effet d'un chargement mécanique.

Il y a eu aussi des tentatives pour mesurer les évolutions de perméabilité dues au chargement mécanique (G3S, 1999 [69] ; ANTEA, 1999 [60]). Mais là encore, les espoirs ont été déçus. En effet, il est déjà très difficile de mesurer la perméabilité de matériaux aussi peu perméables que les argilites (Escoffier, 2002 [20]). Quant à mesurer des évolutions de cette perméabilité avec le chargement mécanique, on comprendra aisément que c'est encore plus difficile.

4.3.2 Proposition d'une loi de plasticité

Dans cette section nous considérons que la partie linéaire des courbes déviateur-déformation axiale et déviateur-déformation radiale correspond à la phase élastique (ce qui n'est pas vrai puisque ces déformations ne sont pas réversibles). Les paramètres élastiques sont donc les paramètres tangents.

Plusieurs équipes de recherche ont proposé des lois de comportement pour les argilites de l'Est en adoptant cette hypothèse. Il l'ont fait soit explicitement (LML), soit implicitement en ne s'intéressant qu'à des essais monotones. Or nous verrons au chapitre 5 que le trajet de chargement correspondant au creusement d'un puits est tel que cette hypothèse change de façon importante les résultats (*i.e.* les contraintes et les déformations dans le massif).

Dans la section suivante nous proposerons une loi de comportement unifiée, qui tient compte de tous les phénomènes que nous avons observés (élasticité correspondant aux déformations réellement réversibles, compaction, pré-rupture, et post-rupture).

On peut rendre compte de la perte de linéarité des courbes effort-déformation par une loi de plasticité à écrouissage positif. L'initiation de ce phénomène est difficile à évaluer, ce qui rend impossible la définition précise d'un critère de plasticité. Nous choisirons donc de façon assez arbitraire un critère et un potentiel de Mohr-Coulomb, avec des paramètres K et R inférieurs à ceux du critère de rupture :

$$F_2(\underline{\sigma}, \xi_2) = K_2\sigma_1 - \sigma_3 - R_2(\xi_2)$$
$$P_2(\underline{\sigma}) = \beta_2\sigma_1 - \sigma_3$$

On considère un écrouissage linéaire :

$$R_2(\xi_2) = R_p + k_2\xi_2$$

où R_p est la résistance à la pré-rupture, et k_2 une constante positive (écrouisage positif et isotrope). La variable d'écrouissage ξ_2 est telle que :

$$\dot{\xi}_2 = \frac{|\dot{\varepsilon}_1^{p_2}| + |\dot{\varepsilon}_2^{p_2}| + |\dot{\varepsilon}_3^{p_2}|}{\beta_2 + 1}$$

Arbitrairement, nous choisissons K_2 et R_p tels que :

$$K_2 = 1 + \frac{1}{2}(K_3 - 1)$$
$$R_p = \frac{R_c}{2}$$

où K_3 et R_c sont les paramètres de Mohr-Coulomb du critère de rupture.

La figure 4.6 représente le critère de rupture et le critère de pré-rupture dans l'espace des contraintes. Ces conditions sur K_2 et R_p signifient que, lors d'essais de compression triaxiale, la pré-rupture apparaitra pour des déviateurs deux fois plus faibles que la rupture (voir figure 4.7).

Ceci conduit à des courbes déviateur-déformation (axiale et radiale) linéaires par morceaux (phase élastique, phase plastique ; voir la simulation des essais triaxiaux sur la figure 4.7).

Nous pourrions très facilement reproduire l'arrondi que l'on observe sur les courbes réelles en introduisant un écrouissage non linéaire, mais nous préférons ne pas compliquer le modèle rhéologique, d'autant plus qu'il est très mal contraint par les essais. Ce qui nous semble important c'est de prendre en compte les "bons phénomènes", même si les modèles que nous proposons pour les décrire paraissent simplistes.

4.3.3 Détermination des paramètres

Nous avons indiqué dans le paragraphe précédent comment les paramètres K_2 et R_p du critère se déduisent directement du critère de rupture.

Il reste alors à déterminer les paramètres k_2 et β_2. Pour cela on utilise les pentes H_2 et P_2, qui pour un essai de compression triaxiale s'écrivent :

$$\frac{1}{H_2} = \frac{1}{E_t} + \frac{1}{k_2}$$
$$\frac{1}{P_2} = \frac{1}{3K_t} + \frac{1-\beta_2}{k_2}$$

Nous avons déjà expliqué que ces déformations irréversibles de pré-rupture sont probablement liées à l'apparition de micro-fissures au sein du matériau. Par conséquent, il n'est pas choquant que le phénomène soit plus marqué (*i.e.* les courbes déviateur-déformation axiale et latérale s'applatissent plus) lorsque les déformations sont mesurées de façon globale. Il se peut en effet que les

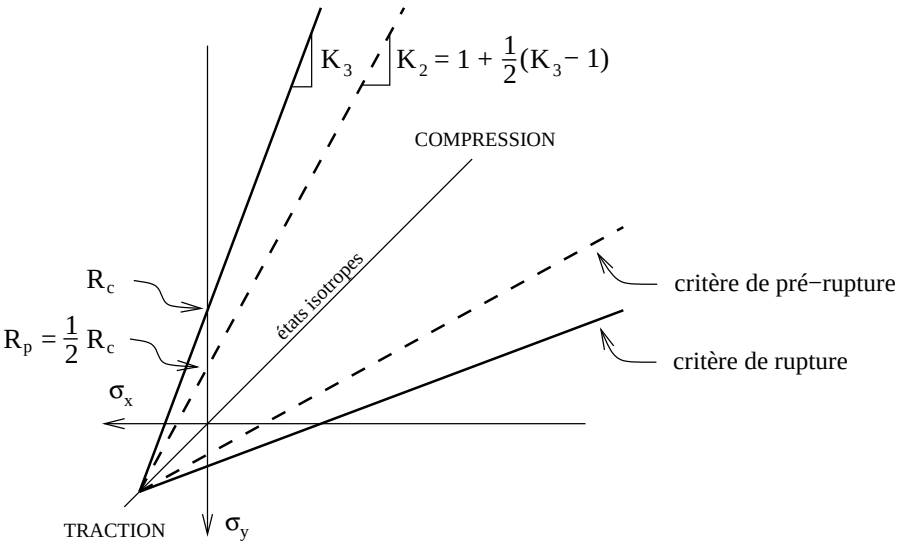

FIG. 4.6 – *Critère de pré-rupture et critère de rupture.*

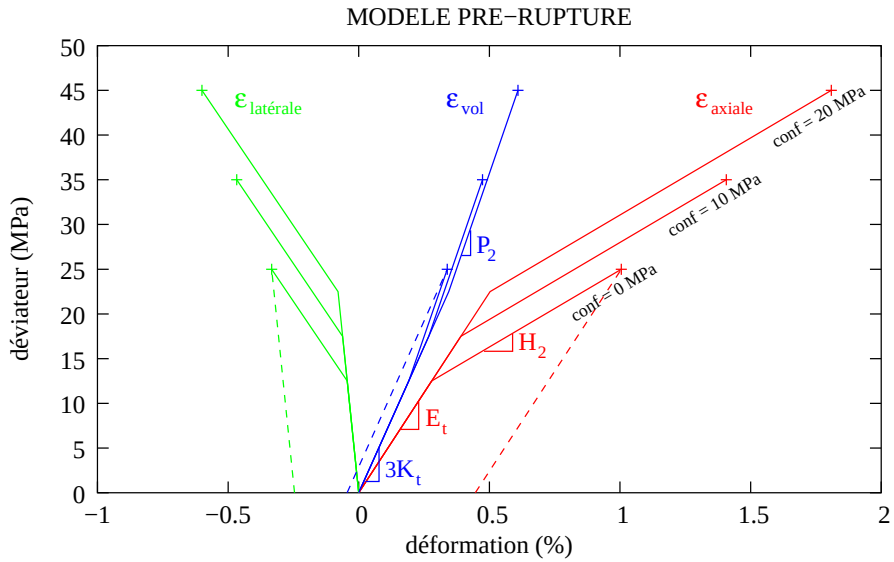

FIG. 4.7 – *Simulation d'essais triaxiaux de compression cylindrique avec le modèle caractérisant la pré-rupture.*

mesures locales (par jauges) sous-estiment ce phénomène. C'est pourquoi nous avons volontairement choisi une valeur assez faible pour H_2 ($H_2 = 1720$ MPa).

En revanche, on observe que la courbe déviateur-déformation volumique reste quasiment linéaire jusqu'à la rupture (c'est-à-dire $P_2 \approx P_1 = 3K_t$). Par conséquent, $\beta_2 \approx 1$ (voir la relation ci-dessus). Nous avons légèrement sur-estimé β_2 en lui donnant la valeur $\beta_2 = 1,1$, car nous voulons illustrer la loi de comportement dans un cas plus général que celui où $\beta_2 = 1$.

On indique dans le tableau 4.3 les valeurs des paramètres retenues pour simuler le phénomène de pré-rupture.

paramètres élastiques	$E_t = 4400$ MPa $\nu_t = 0,16$
paramètres du critère	$K_2 = 1,5$ $R_p = 12,5$ MPa
écrouissage	$k_2 = 2800$ MPa
potentiel	$\beta_2 = 1,1$

TAB. 4.3 – *Valeurs des paramètres de la loi de comportement simulant la pré-rupture*

4.4 Proposition d'une loi de comportement unifiée

Nous verrons au chapitre suivant que chacun des phénomènes que nous avons représentés séparément dans la section précédente exerce une influence importante sur les champs de contrainte et de déformation dans le massif après le creusement d'un puits.

Nous allons maintenant englober ces différents phénomènes dans une seule et même loi de comportement, pour pouvoir évaluer leurs influences lorsqu'ils ont lieu simultanément.

Rappelons d'abord quels sont ces phénomènes :

- l'élasticité ; celle qui correspond aux déformations qui sont non seulement linéaires par rapport aux contraintes, mais aussi et surtout qui sont réversibles.
- la compaction (plasticité contractante très précoce à écrouissage positif)
- la pré-rupture (plasticité faiblement dilatante à écrouissage positif)

- la rupture (plasticité dilatante à écrouissage négatif puis nul)

4.4.1 Loi de comportement à trois mécanismes de plasticité

La loi de comportement unifiée sera donc une loi à trois mécanismes de plasticité simultanés, c'est-à-dire une loi à trois critères et trois potentiels. Ce formalisme est souvent utilisé pour décrire le comportement de roches très poreuses comme la craie, qui présentent deux types de déformations irréversibles : un effondrement de pores sous l'effet d'une pression moyenne élevée, et une déformation dilatante sous l'effet de déviateurs importants.

La loi de comportement unifiée est donc basée sur l'hypothèse de partition des déformations :

$$\underline{\varepsilon}^{tot} = \underline{\varepsilon}^{el} + \underline{\varepsilon}^{p_1} + \underline{\varepsilon}^{p_2} + \underline{\varepsilon}^{p_3} \tag{4.8}$$

où $\underline{\varepsilon}^{p_i}$ est la déformation plastique relative à la i^{eme} loi de plasticité ($i = 1$: compaction ; $i = 2$: pré-rupture ; $i = 3$: post-rupture).

La cohérence d'une telle loi vis-à-vis de la thermodynamique est assurée si chaque loi de plasticité satisfait la relation :

$$\underline{\sigma} : \dot{\underline{\varepsilon}}^{p_i} \geq 0 \qquad \forall \underline{\sigma} \,/\, F_i(\underline{\sigma}, \xi_i) = 0$$

La loi d'écoulement plastique est définie de la façon suivante :

$$\begin{cases} \dot{\underline{\varepsilon}}^{p_i} \in \partial_{\underline{\sigma}} P_i & \text{si } (F_i = 0 \text{ et } \dot{F}_i = 0) \\ \dot{\underline{\varepsilon}}^{p_i} = \underline{0} & \text{si } (F_i < 0 \text{ ou } \dot{F}_i \leq 0) \end{cases} \tag{4.9}$$

4.4.2 Rappel des 3 lois de plasticité

Plasticité 1 : loi de compaction

$$\begin{aligned} \text{Critère :} \qquad & F_1(\underline{\sigma}, \xi_1) = J + AI - (B_1 + k_1.\xi_1) \\ \text{Variable d'écrouissage :} \qquad & \dot{\xi}_1 = \|\dot{\underline{\varepsilon}}^{p_1}\| \\ \text{Potentiel :} \qquad & P_1(\underline{\sigma}) = J + a.I \end{aligned}$$

La loi comporte donc 4 paramètres (A, B_1, k_1, a).

Plasticité 2 : loi de pré-rupture

$$\begin{aligned}
\text{Critère :} \quad & F_2(\underline{\sigma}, \xi_2) = K_2\sigma_1 - \sigma_3 - (R_p + k_2.\xi_2) \\
\text{Variable d'écrouissage :} \quad & \dot{\xi}_2 = \frac{|\dot{\varepsilon}_1^{p_2}| + |\dot{\varepsilon}_2^{p_2}| + |\dot{\varepsilon}_3^{p_2}|}{\beta_2 + 1} \\
\text{Potentiel :} \quad & P_2(\underline{\sigma}) = \beta_2\sigma_1 - \sigma_3
\end{aligned}$$

La loi comporte donc 4 paramètres (K_2, R_p, k_2, β_2).

Plasticité 3 : loi post-rupture

$$\begin{aligned}
\text{Critère :} \quad & F_3(\underline{\sigma}, \xi_3) = K_3\sigma_1 - \sigma_3 - R_3(\xi_3) \\
\text{Ecrouissage :} \quad & R_3(\xi_3) = R_c - (R_c - R_r)\frac{\xi_3}{\xi_3^{max}} \quad \text{si : } \xi_3 \leq \xi_3^{max} \\
& R_3(\xi_3) = R_r \quad \text{si : } \xi_3 > \xi_3^{max} \\
\text{Variable d'écrouissage :} \quad & \dot{\xi}_3 = \frac{|\dot{\varepsilon}_1^{p_3}| + |\dot{\varepsilon}_2^{p_3}| + |\dot{\varepsilon}_3^{p_3}|}{\beta_3 + 1} \\
\text{Potentiel :} \quad & P_3(\underline{\sigma}) = \beta_3\sigma_1 - \sigma_3
\end{aligned}$$

La loi comporte donc 5 paramètres $(K_3, R_c, R_r, \xi_3^{max}, \beta_3)$.

4.4.3 détermination des paramètres

Les figures 4.8 et 4.9 présentent une simulation de deux essais triaxiaux pour deux confinements différents avec ce modèle rhéologique unifié. Les courbes déviateur-déformation sont linéaires par morceaux, ce qui définit 6

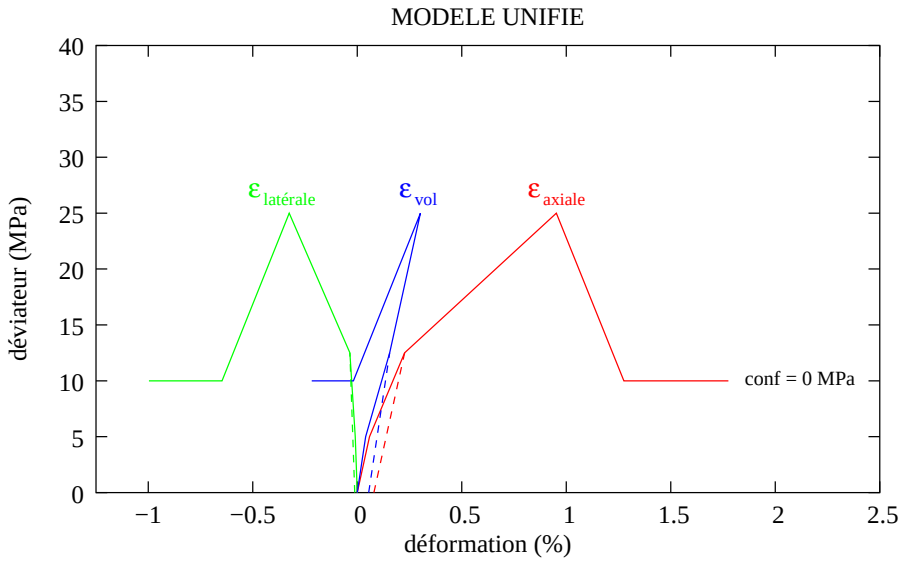

FIG. 4.8 – *Simulation d'un essai de compression simple avec la loi de comportement unifiée.*

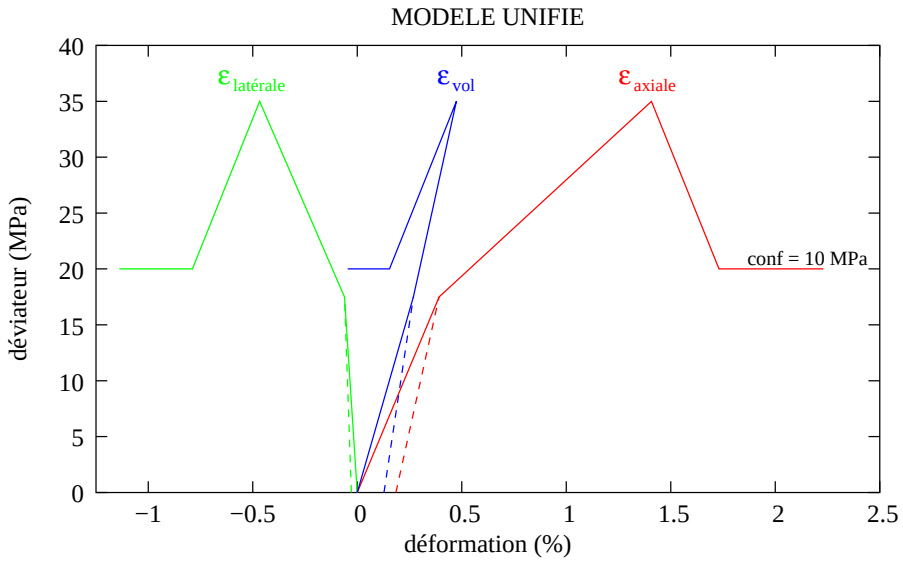

FIG. 4.9 – *Simulation d'un essai de compression sous 10 MPa de confinement avec la loi de comportement unifiée.*

pentes $(E_c, 3K_c, H_1, P_1, H_2, P_2)$ dont les expressions sont :

$$
\begin{aligned}
E_c &: \text{ module d'Young} \\
3K_c &= \frac{E_c}{1-2\nu_c}\,;\ K_c : \text{module d'incompressibilité} \\
\frac{1}{H_1} &= \frac{1}{E_c} + (1-a)\left[\frac{1-A}{k_1\sqrt{\frac{3}{2}+3(a)^2}}\right] \\
\frac{1}{P_1} &= \frac{1}{3K_c} - 3a\left[\frac{1-A}{k_1\sqrt{\frac{3}{2}+3(a)^2}}\right] \\
\frac{1}{H_2} &= \frac{1}{H_1} + \frac{1}{k_2} \\
\frac{1}{P_2} &= \frac{1}{P_1} + \frac{1-\beta_2}{k_2}
\end{aligned}
$$

Résumons comment l'on détermine chaque paramètre :

0. L'élasticité : E_c et ν_c sont déterminés à partir des pentes des courbes déviateur-déformation pendant les cycles décharge-recharge.
1. La compaction : les pentes H_1 et P_1 permettent de déterminer les paramètres a et $\frac{1-A}{k_1}$. Rappelons que $H_1 = E_t$ (module d'Young tangent) et que $P_1 = 3K_t$ (module d'incompressibilité tangent). Le paramètre A du critère est choisi égal à a, ce qui permet de calculer le paramètre d'écrouissage k_1. Enfin, le paramètre de résistance B_1 est choisi de façon à ce que la résistance à la compression simple vis-à-vis de la compaction soit égale à 5 MPa ; ceci impose $B_1 = \frac{5}{1+A} = 3,5$ MPa.
2. La pré-rupture : le paramètre d'écrouissage k_2 ainsi que le paramètre du potentiel β_2 sont déterminés grâce aux pentes H_2 et P_2. Rappelons que les paramètres du critère K_2 et R_p ont été fixés arbitrairement, car l'initiation de cette plasticité n'est pas nette.
3. La rupture : les paramètres K_3, R_c et R_r du critère de rupture ont été déterminés en analysant les contraintes à la rupture et en phase résiduelle. Quant au paramètre d'écrouissage ξ_3^{max} et au paramètre du potentiel β_3, ils sont déterminés comme indiqué sur la figure.

Au total, la loi de comportement contient 15 paramètres indépendants, dont les valeurs sont données dans le tableau 4.4. Notons que seuls 4 paramètres ont des valeurs différentes de celles qui ont été données dans les 3 sections

précédentes (lois de comportement à un seul mécanisme de plasticité) : β_2, k_2, β_3 et ξ_3^{max}. Ceci s'explique par le fait que la plasticité n'était pas définie de la même façon (ici l'élasticité correspond aux cycles décharge-recharge).

paramètres élastiques		$E_c = 8400$ MPa $\nu_c = 0,17$
compaction (plasticité 1)	paramètres du critère	$A = -0,3$ $B_1 = 3,5$ MPa
	écrouissage	$k_1 = 12000$ MPa
	potentiel	$a = -0,3$
pré-rupture (plasticité 2)	paramètres du critère	$K_2 = 1,5$ $R_p = 12,5$ MPa
	écrouissage	$k_2 = 2800$ MPa
	potentiel	$\beta_2 = 1,05$
rupture (plasticité 3)	paramètres du critère	$K_3 = 2,0$ $R_c = 25$ MPa $R_r = 10$ MPa
	écrouissage	$\xi_3^{max} = 0,5$ %
	potentiel	$\beta_3 = 1,4$

TAB. 4.4 – *Valeurs des paramètres de la loi de comportement unifiée*

4.4.4 Aspects pratiques

Remarquons qu'au cours d'un trajet de chargement certains mécanismes de plasticité peuvent commencer à être sollicités, alors que d'autres au contraire peuvent cesser de l'être. C'est pourquoi, lors d'une modélisation avec une telle loi de comportement, il est nécessaire d'appliquer le chargement par pas très petits pour ne pas manquer ces changements de "régime de plasticité".

En revanche, si on sait à l'avance que le régime de plasticité restera le même pour tout le trajet de chargement, alors on peut appliquer ce chargement par pas plus grands.

Les chemins de contraintes correspondant au creusement d'un puits se traduisent par une augmentation des déviateurs et une diminution en valeur absolue de la contrainte moyenne (par rapport à l'état naturel). Il est alors impossible d'avoir simultanément des déformations post-rupture et pré-rupture, de même que des déformations post-rupture et compaction. En revanche, il y aura une zone dans laquelle on aura simultanément les

phénomènes de pré-rupture et de compaction.

Enfin, nous n'avons imposé aucun couplage entre ces 3 mécanismes de plasticité (c'est-à-dire aucune dépendance des paramètres de la loi de plasticité i par rapport à ceux de la loi j).

4.5 Conclusion

Nous avons identifié sur les essais de compression triaxiale trois mécanismes de déformation irréversible : la rupture, la compaction, et la pré-rupture. Nous les avons décrits par trois lois de plasticité très simples (basées sur les critères et potentiels de Mohr-Coulomb et de Drücker-Prager, avec des écrouissages linéaires). Enfin, nous avons proposé une loi de comportement unifiée qui tient compte de ces trois mécanismes de plasticité simultanément.

Au total cela fait 15 paramètres à déterminer, ce qui n'est pas négligeable. Mais insistons sur deux points : 1) on détermine facilement tous ces paramètres sur des essais classiques de compression triaxiale comportant des cycles décharge-recharge ; et 2) chacun des trois mécanismes de plasticité correspond à un phénomène qui, non seulement est visible de façon incontestable sur les essais réalisés, mais en plus exerce une influence non négligeable sur la zone endommagée prédite par la modélisation (voir le prochain chapitre). C'est pourquoi cette loi de comportement, malgré le grand nombre de paramètres, nous parait pertinente.

Enfin, précisons que la loi de comportement unifiée n'a pas encore été introduite dans le code de calcul VIPLEF. Cela ne nous est pas apparu nécessaire, car nous avons pu effectuer un calcul 1D analytique qui tient compte simultanément des déformations de pré-rupture et de compaction.

Troisième partie

Modélisation de la zone endommagée autour du puits : influence des propriétés intrinsèques aux argilites et effets de structure

Chapitre 5

Hiérarchisation des phénomènes intrinsèques aux argilites

L'objet de ce chapitre est d'évaluer l'influence des différentes propriétés physiques intrinsèques aux argilites de l'Est quant à leur capacité à provoquer une zone endommagée suite au creusement du puits de Bure. Ces propriétés, que nous avons abordées au chapitre 1, et pour lesquelles nous avons proposé des lois de comportement aux chapitres 3 et 4, sont :

1. la rhéologie ; nous avons en effet mis en évidence plusieurs phénomènes différents :
   - la rupture
   - la compaction
   - la pré-rupture
   - la visco-plasticité
2. le couplage hydro-mécanique en conditions saturées (qui est stimulé par la diffusion des pressions interstitielles)

Nous simulerons donc chacun de ces phénomènes séparément sur une configuration simple de creusement de puits (un puits cylindrique 1D), afin de comprendre leurs influences et de les hiérarchiser.

5.1 Influence de la rhéologie

Considérons un puits cylindrique de rayon $a = 3$ m creusé dans un massif infini initialement soumis à une contrainte isotrope $\sigma_0 = -12$ MPa. La phase de creusement sera simulée par une diminution de la pression totale à la paroi du puits, de $|\sigma_0|$ jusqu'à 0 (puits non soutenu). Le problème est donc un problème 1D (axisymétrie et déformation plane).

Les résultats qui sont présentés dans cette section ont été calculés grâce au code de calcul aux éléments finis VIPLEF.

5.1.1 Loi de comportement élastique post-rupture

Etudions d'abord l'influence de la rupture. Pour cela nous avons utilisé la loi de comportement élastique post-rupture qui a été définie dans la section 4.1. Mais nous avons imposé une résistance à la compression simple plus faible que la valeur moyenne que nous avions retenue (R_c = 15 MPa au lieu de R_c = 25 MPa). En effet, un calcul purement élastique prédit une contrainte orthoradiale σ_θ à la paroi égale à 24 MPa en valeur absolue, ce qui ne dépasse pas la résistance à la compression R_c = 25 MPa. Il n'y aurait donc pas de zone plastique.

La figure 5.1 présente les résultats obtenus en termes de contraintes, de déformations totales et plastiques, de déplacement vers l'axe du puits, et de norme de la déformation plastique. Les tendances que nous allons décrire sont très classiques, et bien connus des mécaniciens des roches qui étudient la stabilité des ouvrages souterrains :

- une zone plastique apparait près de la paroi du puits (sur une profondeur de 0,7 m) ; dans cette zone sont créées des fractures macroscopiques (zone fracturée).
- l'intensité de la déformation plastique est maximale à la paroi, ce qui est normal car c'est là que les conditions sont les plus défavorables ($\sigma_r = 0$). De même le déplacement est maximal à la paroi, où il atteint la valeur de 12,5 mm.
- enfin, le reste du massif est en phase élastique.

Précisons que le régime des contraintes est resté en régime de face partout et pendant tout le chargement (la contrainte orthoradiale σ_θ n'a pas "rattrapé" la contrainte axiale σ_z près de la paroi). Ceci explique que la déformation plastique axiale ε_z^p soit nulle.

Notons aussi que la phase résiduelle n'est pas atteinte.

Les paramètres les plus sensibles sont K_3 et R_c (ce sont eux qui influencent le plus fortement la profondeur de la zone plastique ainsi que l'intensité de la déformation plastique).

En revanche, β_3 n'a qu'une très petite influence sur la zone plastique.

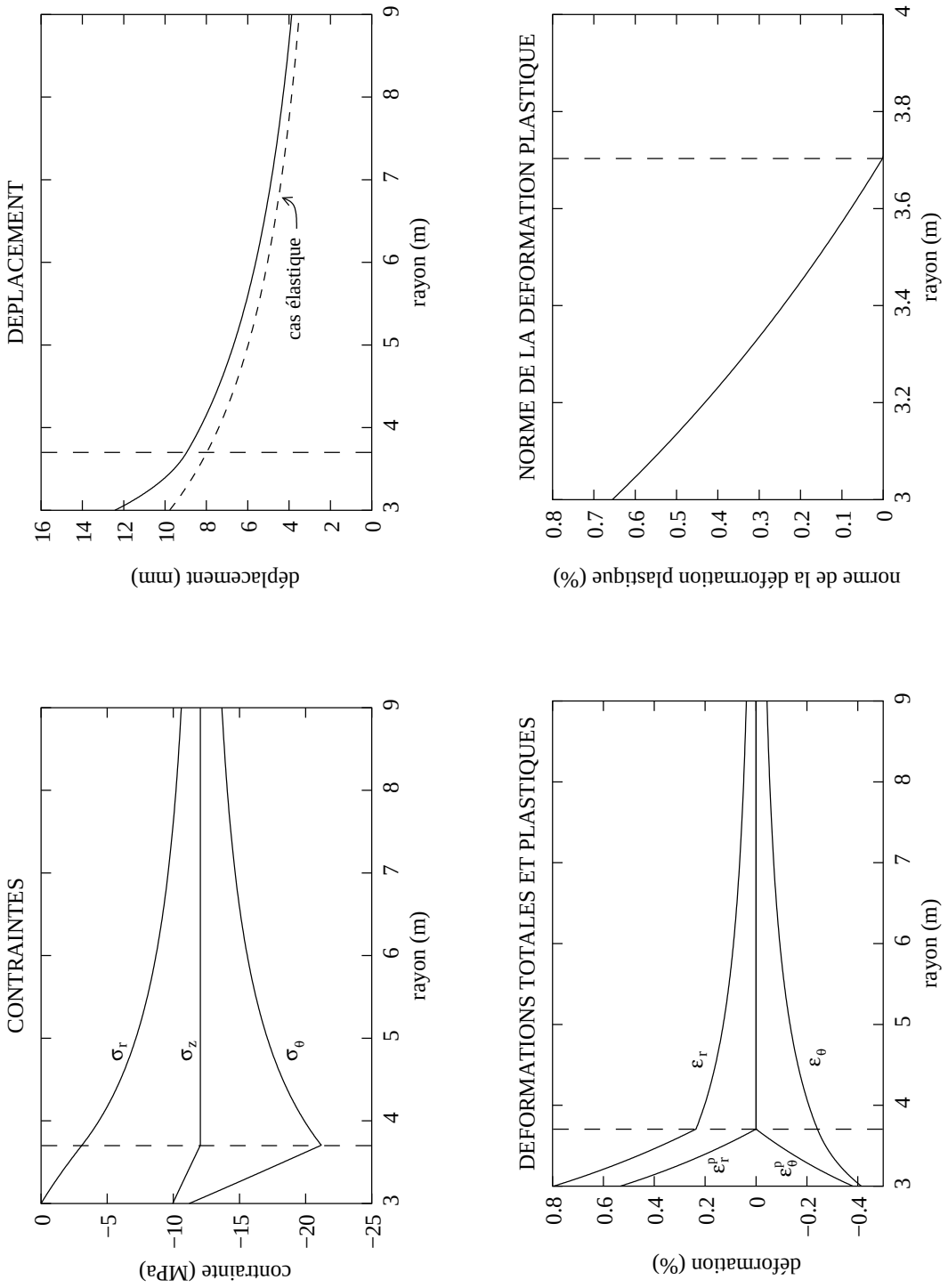

FIG. 5.1 – *Modélisation du creusement du puits avec la loi de comportement élastique post-rupture.*

Enfin, nous savons que cette zone en rupture est très défavorable en termes d'évolution de la perméabilité, mais nous ne savons pas caractériser et quantifier ce phénomène.

5.1.2 Loi de comportement simulant la pré-rupture

Nous avons indiqué dans le paragraphe précédent qu'un calcul élastique prédisait une contrainte orthoradiale à la paroi égale à 24 MPa en valeur absolue. Cet état de contrainte dépasse le critère de rupture, et nous venons de déterminer les déformations plastiques que la loi post-rupture prévoyait dans ce cas.

L'objectif est maintenant de calculer les états de contraintes dans le massif lorsque le comportement n'est pas simplement élastique, mais lorsqu'on tient compte des déformations de pré-rupture que nous avons caractérisées à la section 4.3. La loi de comportement est donc celle qui a été présentée, mais avec une résistance plus faible ($R_p = \frac{R_c}{2} = 7,5$ MPa, et non $R_p = 11$ MPa).

Les résultats sont présentés sur la figure 5.2. Nous avons utilisé les mêmes échelles que sur la figure précédente pour les contraintes, les déformations et le déplacement, afin de pouvoir facilement comparer les profils. Seule la norme de la déformation plastique est à une échelle différente. Analysons ces graphiques :

- une zone plastique apparait près de la paroi du puits, exactement comme avec le modèle post-rupture. Cette zone plastique est plus profonde (2 m), et surtout elle est d'une nature différente (nous avons déjà discuté des différences entre les déformations de rupture et celles de pré-rupture sur la structure des argilites).
- on observe des différences très nettes avec le cas purement élastique : la contrainte orthoradiale à la paroi a fortement diminué (16,2 MPa, et non pas 24 MPa), ce qui signifie que la zone en rupture sera beaucoup moins profonde que dans le cas précédent ; la convergence a la paroi est aussi plus grande (13,7 mm) que dans le cas élastique (9,5 mm).

Finalement, les déformations irréversibles de pré-rupture ont une grande influence vis-à-vis de la prédiction du phénomène de rupture. En effet, on prévoit encore une zone en rupture près de la paroi (car le critère de rupture est dépassé), mais elle sera nettement moins profonde (et l'intensité de la rupture sera également moins forte) que dans le cas d'un comportement élastique jusqu'à la rupture. En contrepartie, la zone endommagée sera plus profonde puisqu'elle comportera une zone en rupture (très fine), et une zone en pré-rupture (sur environ 2 m d'épaisseur). Bien entendu, du point de vue sûreté la

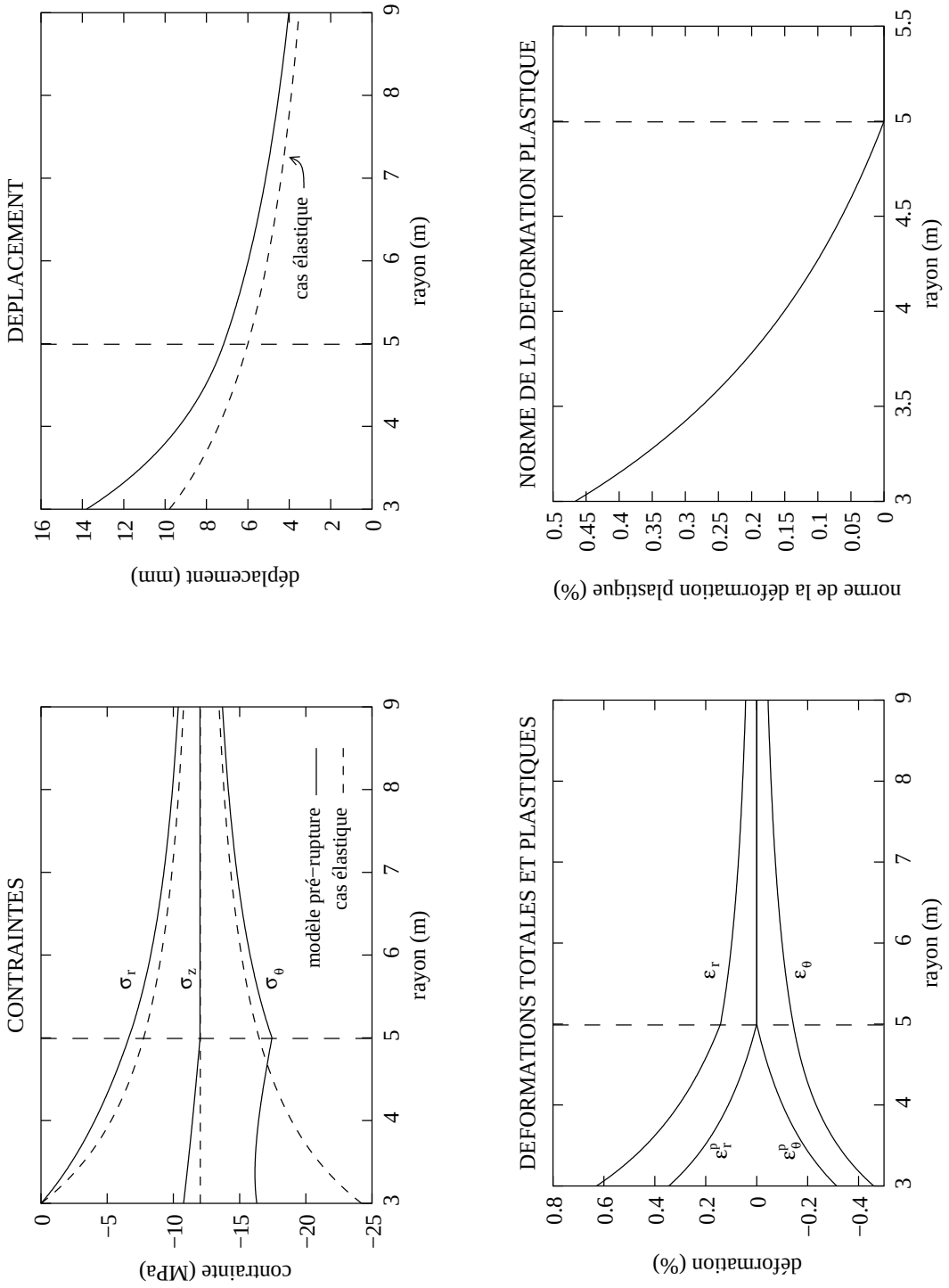

FIG. 5.2 – *Modélisation du creusement du puits avec la loi de plasticité simulant la pré-rupture.*

pré-rupture est moins néfaste que la rupture, même si la zone en pré-rupture est épaisse. De plus, la pré-rupture induit des phénomènes irréversibles au sein des argilites de façon beaucoup plus progressive que la rupture. C'est pourquoi lorsque l'intensité de la pré-rupture est faible (ce qui est le cas lorsqu'on s'éloigne de la paroi), son incidence sur la perméabilité est faible également.

5.1.3 Loi de comportement simulant la compaction

Rappelons l'hypothèse que nous avons adopté au chapitre précédent concernant le critère d'initiation de la compaction : on impose que le critère soit juste atteint pour l'état de contrainte initial σ_0. Cela consiste donc à imposer $B_1 = -3A.\sigma_0$.

L'objectif est maintenant de calculer les contraintes dans le cas où l'on tient compte des déformations irréversibles très précoces dues au phénomène de compaction. Le modèle que l'on utilise ici est celui que nous avons présenté dans la section 4.3.

Les résultats sont exposés sur la figure 5.3, encore une fois aux mêmes échelles que les résultats précédents. Analysons-les :

- cette fois la plasticité affecte tout le massif, ce qui est logique puisque le critère était juste atteint pour l'état initial. Mais cette déformation irréversible, qui s'accompagne d'une diminution de la porosité, ne détériore pas la perméabilité du massif.
- les déplacements et les déformations sont nettement plus petits que pour les deux modélisations précédentes ; ceci est dû à la différence entre le module d'Young tangent ($E_t = 4400$ MPa) et celui correspondant aux cycles ($E_c = 8400$ MPa). Ce calcul prévoit une convergence à la paroi de 8,1 mm, alors qu'elle ne serait que de 5,0 mm dans le cas élastique.
- la contrainte orthoradiale à la paroi est plus faible que dans le cas élastiques (21,4 MPa contre 24 MPa).

La déformation irréversible contractante qui apparait très tôt lors des essais mécaniques a donc tendance à augmenter la stabilité du massif vis-à-vis du critère de rupture. Cette tendance est moins marquée que celle qui est due à la pré-rupture, mais comme ces deux phénomènes ont lieu simultanément au cours des essais, on peut penser que leurs effets vont s'ajouter dans le cas du creusement du puits. C'est ce que nous allons vérifier dans la section suivante (section 5.1.4) en effectuant un calcul qui tient compte des deux lois de plasticité simultanément.

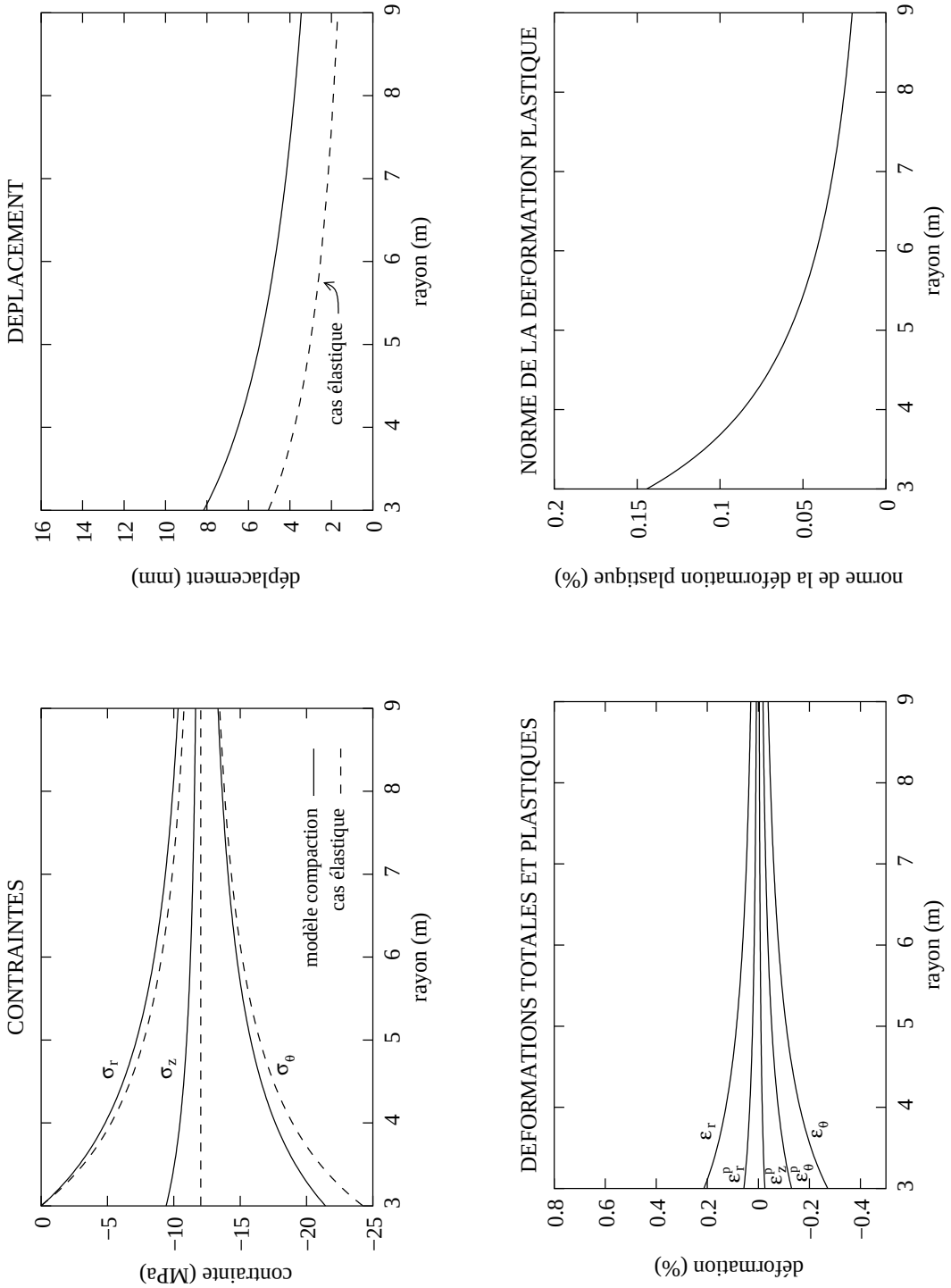

FIG. 5.3 – *Modélisation du creusement du puits avec la loi de plasticité simulant la compaction.*

Influence des paramètres A et k_1 du critère de Drücker-Prager

L'objectif est ici d'évaluer l'influence des paramètres A et k_1 du critère de Drücker-Prager qui sert à simuler la compaction. En effet, l'initiation de la compaction n'est pas évidente sur les essais triaxiaux, et les pentes des courbes effort-déformation permettent seulement de déterminer le rapport $\frac{1-A}{k_1}$ (en plus du paramètre a du potentiel). La seule contrainte imposée sur A est due à la thermodynamique : $A \leq a \leq 0$. C'est donc tout à fait arbitrairement que nous avons choisi $A = a$. (Voir le chapitre précédent pour plus de détails).

Mais que se passera-t-il si nous choisissons une autre valeur de A et une autre valeur de k_1 telles que le rapport $\frac{1-A}{k_1}$ soit inchangé ? Les réponses à des essais triaxiaux cylindriques seront quasiment les mêmes, mais qu'en sera-t-il de la réponse mécanique du massif au creusement du puits ?

Pour répondre à cette question nous présentons sur la figure 5.5 les résultats de deux calculs effectués avec des paramètres A et k_1 différents : $A = a = -0,305$ et $k_1 = 11803$ MPa pour le premier (qui sont les valeurs que nous avons données dans le chapitre précédent, et qui ont été utilisé pour le calcul effectué au paragraphe précédent) ; $A = -1$ et $k_1 = 18083$ MPa pour le second. La figure 5.4 montre les allures des deux critères de plasticité correspondant à ces deux valeurs de A.

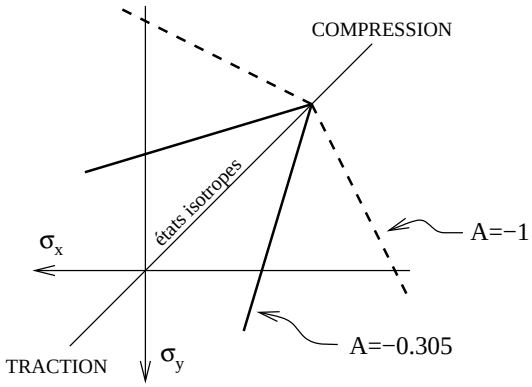

FIG. 5.4 – *Illustration du critère de Drücker-Prager pour deux valeurs de A ($A = a = -0,305$ et $A = -1$).*

Les pentes des deux critères sont radicalement différentes, et pourtant les réponses au creusement du puits sont très proches, surtout en termes de contraintes. Les déformations plastiques sont plus intenses dans le premier cas car l'écrouissage positif est moins fort.

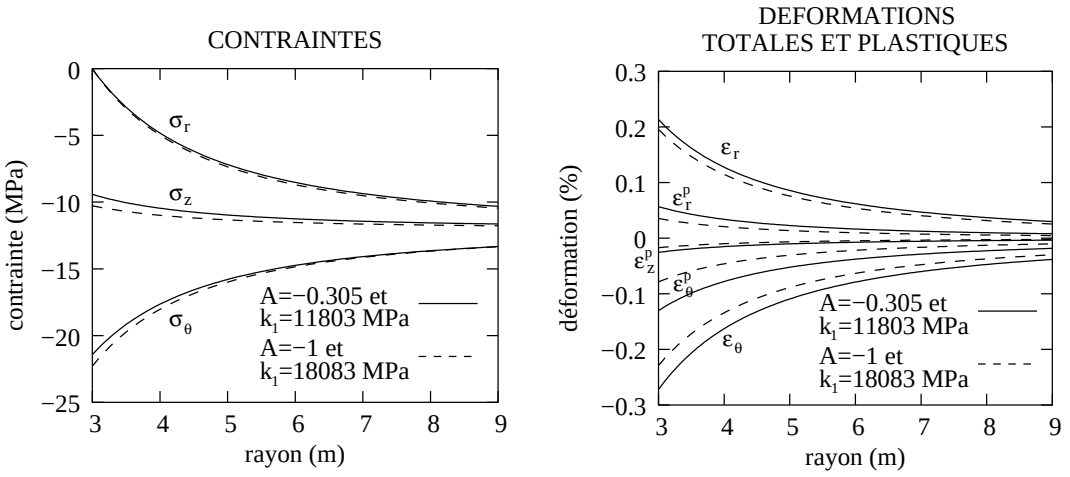

FIG. 5.5 – *Influences des paramètres A et k_1 sur la réponse au creusement du puits, le rapport $\frac{1-A}{k_1}$ étant constant.*

Par conséquent, le paramètre A qui caractérise la pente du critère n'est pas un paramètre prépondérant. Heureusement, car il est très mal connu !

Et si on choisissait un critère et un potentiel de Mohr-Coulomb ?

Au chapitre précédent, nous avons opté pour un critère et un potentiel de Drücker-Prager pour simuler la compaction, car il est de la même famille que le critère de Cam-Clay qui est très souvent utilisé pour représenter un tel phénomène. Mais nous aurions aussi pu choisir un critère de Mohr-Coulomb puisque nous ne disposions que d'essais triaxiaux cylindriques de compression. Les simulations d'essais triaxiaux seraient bien évidemment équivalentes, mais qu'en serait-il de la réponse au creusement du puits ?

Nous présentons sur la figure 5.6 les réponses mécaniques dans le cas du critère et du potentiel de Drücker-Prager, et dans le cas du critère et potentiel de Mohr-Coulomb.

Les résultats sont très semblables. Les contraintes radiales et orthoradiales sont quasiment identiques ; seule la contrainte axiale est différente. Les déformations totales sont elles aussi quasi-identiques. Quant aux déformations plastiques, on note une différence, qui est due aux potentiels : la déformation axiale plastique est nulle dans le cas Mohr-Coulomb, alors qu'elle ne l'est pas dans le cas Drücker-Prager. Cela explique d'ailleurs la différence entre les modèles en ce qui concerne la contrainte axiale.

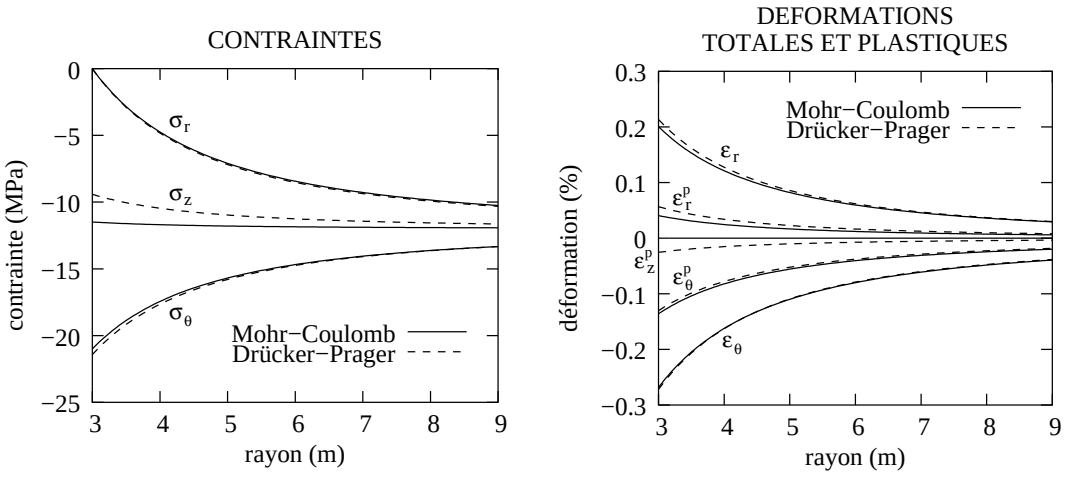

FIG. 5.6 – *Comparaison entre les critères et potentiels de Mohr-Coulomb et de Drücker-Prager pour représenter le phénomène de compaction (réponse au creusement du puits).*

Cette quasi-équivalence entre les cas Mohr-Coulomb et Drücker-Prager surprendra peut-être les mécaniciens des roches habitués aux calculs de stabilité, car il est bien connu que pour ce type de problèmes le cas Mohr-Coulomb en régime de face est beaucoup plus défavorable que le cas Drücker-Prager. Mais nous sommes ici dans une situation différente car on a imposé que les deux critères soient juste atteints pour l'état de contrainte initial qui est isotrope.

5.1.4 Loi de comportement à 2 mécanismes de plasticité : compaction + pré-rupture

Considérons maintenant la loi de comportement où les deux mécanismes de plasticité (compaction et pré-rupture) peuvent avoir lieu simultanément. Le résultat précédent (quasi-équivalence entre les cas Mohr-Coulomb et Drücker-Prager) va nous être très utile. En effet, il est possible de trouver la solution analytique du puits 1D dans le cas où les deux lois de plasticité sont du type Mohr-Coulomb (voir l'annexe C), alors que si l'une des deux est du type Drücker-Prager, le problème se complique et ne peut être résolu que numériquement, ce qui impose d'implanter cette loi de comportement à deux mécanismes dans un code de calcul.

La figure 5.7 présente les résultats dans le cas où la compaction et la pré-rupture ont la possibilité de co-exister. On observe les mêmes tendances que

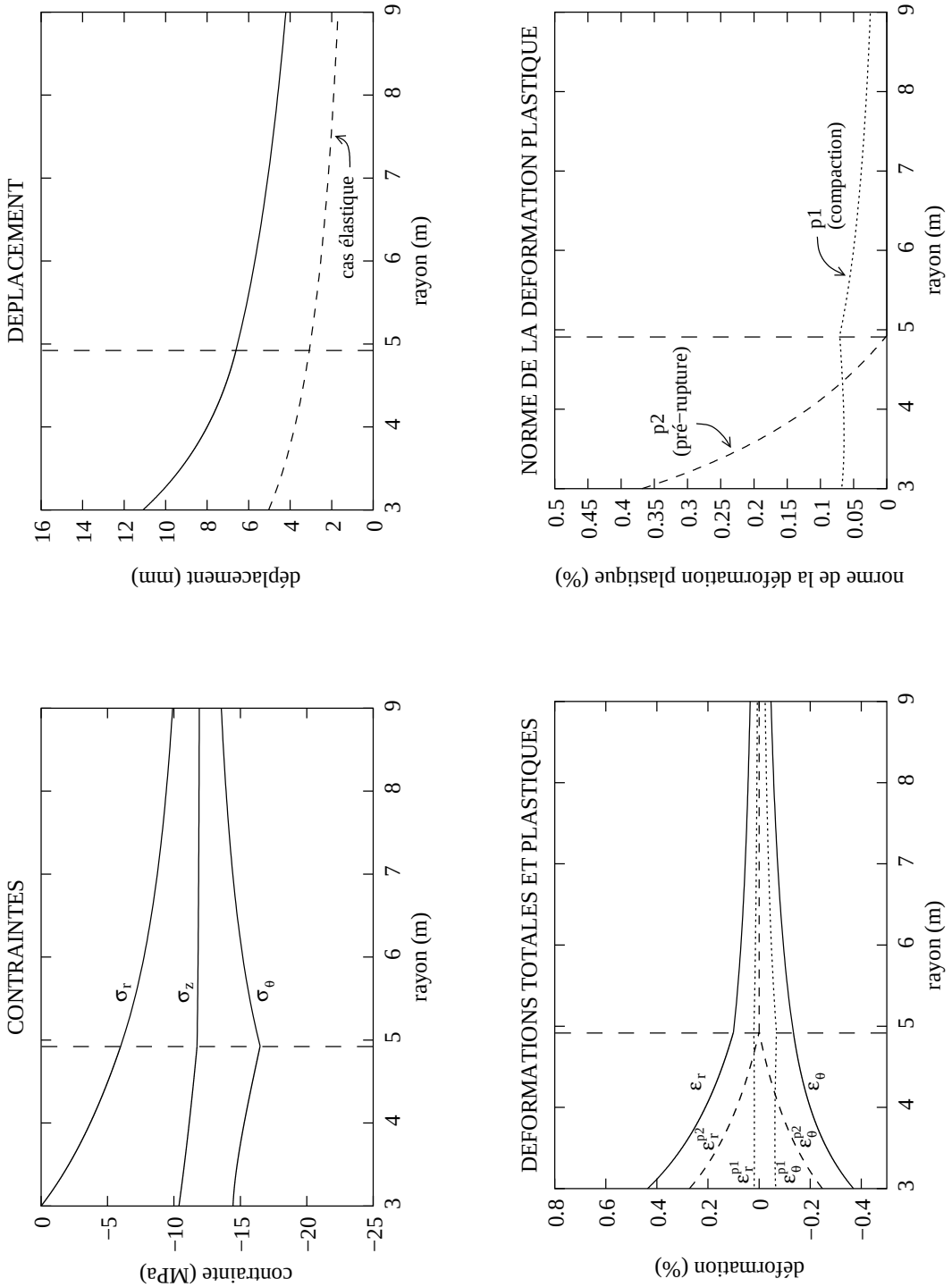

FIG. 5.7 – *Modélisation du creusement du puits avec la loi de comportement à 2 mécanismes de plasticité (compaction + pré-rupture).*

dans les cas à un seul mécanisme de plasticité : apparition d'une zone plastique correspondant au phénomène de pré-rupture sur une profondeur de 2 m, alors que la compaction concerne tout le massif ; la convergence est supérieure à celle du cas élastique ; et la contrainte orthoradiale à la paroi a diminué en valeur absolue.

En ce qui concerne les déplacements et les contraintes, les effets des deux mécanismes de plasticité se sont additionnés. La convergence à la paroi vaut 10,8 mm, alors qu'elle n'était que de ,.0 mm dans le cas de la compaction seule (et 5,0 mm dans le cas élastique). Et la contrainte orthoradiale à la paroi est égale à 14,5 MPa, alors qu'elle valait 16,2 MPa dans le cas de la pré-rupture seule, et 21,4 MPa dans le cas de la compaction seule. Ceci est d'ailleurs le résultat le plus important, car il signifie que le critère de rupture n'est pas dépassé ! Notons aussi que la norme de la déformation plastique correspondant à la pré-rupture est plus faible que dans le cas pré-rupture seule (les valeurs maximales sont respectivement 0,47% et 0,37%).

On comprend donc l'importance de bien prendre en compte dans la loi de comportement les déformations irréversibles qui apparaissent avant la rupture.

5.1.5 Visco-plasticité

Nous nous intéressons maintenant à l'influence de la viscosité sur la réponse mécanique du massif. Pour cela nous avons considéré un puits 1D creusé instantanément dans un massif élasto-viscoplastique. La loi viscoplastique est la loi de Lemaitre, avec pour paramètres les valeurs qui ont été ajustées sur les essais de fluage de la série G3S-98 (chapitre 3). Quant aux paramètres élastiques, nous avons choisi les valeurs "tangentes" ($E = 4400$ MPa et $\nu = 0,16$).

La figure 5.8 présente les profils des principales grandeurs mécaniques (contraintes, déplacement radial, déformations totales et déformations viscoplastiques) pour plusieurs dates. Précisons que la réponse instantanée est purement élastique. Les conclusions que l'on peut tirer de ces graphiques sont les suivantes :

- Les contraintes diminuent (en valeur absolue) avec le temps (phénomène de relaxation). Cette tendance est plus marquée pour la contrainte orthoradiale que pour la contrainte axiale, et pour la contrainte axiale que pour la contrainte radiale. Ainsi, les déviateurs diminuent avec le temps. Par conséquent, la viscoplasticité joue dans le sens de la stabilité vis-à-vis du critère de rupture. Mais il est probable que la résistance du matériau

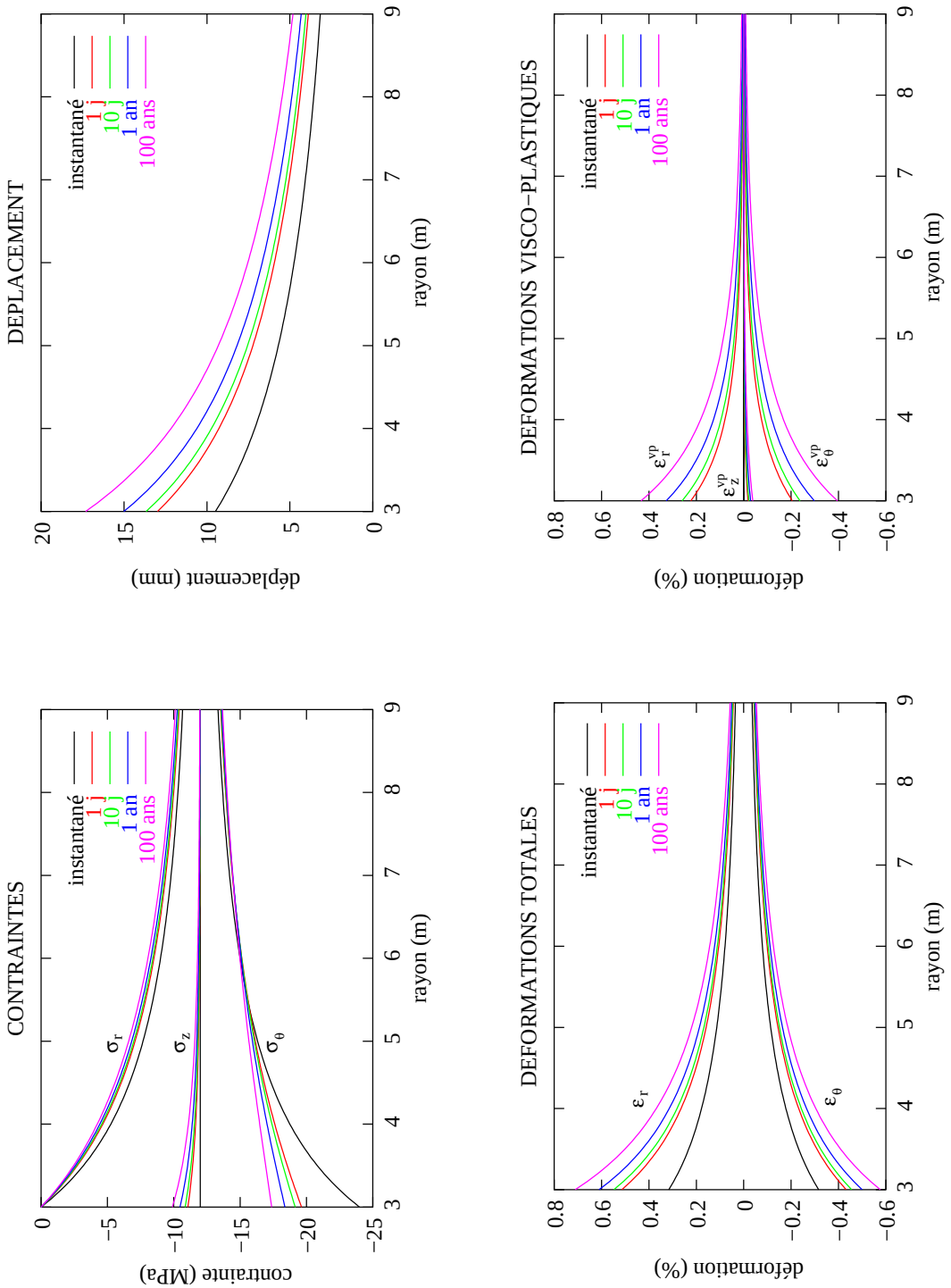

FIG. 5.8 – *Modélisation du creusement du puits avec la loi visco-plastique de Lemaitre (la réponse instantanée correspond au cas purement élastique).*

diminue au cours du temps (précisons que nous ne savons pas quantifier ce phénomène). La stabilité dépendra donc de la compétition entre ces deux phénomènes.

- La convergence de la paroi augmente avec le temps. Par conséquent, le soutènement sera sollicité de façon différée.

Il est important de remarquer que ces évolutions sont très rapides au début (entre 0 et 1 jour), et très lentes par la suite (par exemple entre 10 jours et 1 an). Par ailleurs, n'oublions pas que nous avons calé cette loi de Lemaitre sur des essais de fluage qui ont duré quelques dizaines de jours. C'est pourquoi l'extrapolation à 100 ans peut ne pas être réaliste.

5.1.6 Conclusion sur l'influence de la rhéologie

La rhéologie dans la phase qui précède la rupture est déterminante pour caractériser la réponse mécanique du massif au creusement d'un puits. Ainsi, la prise en compte des déformations irréversibles qui apparaissent avant la rupture diminue très fortement l'extension de la zone en rupture autour du puits, au point que l'on peut même obtenir un équilibre sans que le critère de rupture soit dépassé.

Or, il est clair que la présence ou l'absence d'une zone en rupture se traduira de façon radicalement différente en termes de modification de la perméabilité.

5.2 Influence de la diffusion hydraulique

L'objet de cette section est de comprendre et d'évaluer les effets du couplage hydro-mécanique en conditions saturées sur la réponse du massif au creusement du puits (au moins pour la configuration simple et unidimensionnelle que nous avons présentée dans la section précédente). On effectuera donc des simulations H-M pour chacune des trois lois de comportement mécanique (post-rupture, pré-rupture, et compaction), en supposant que le comportement mécanique des argilites de l'Est ne dépend que de la contrainte effective $\underline{\sigma}' = \underline{\sigma} + b.p\underline{I}$ (où b sera supposé constant).

Comportement du squelette

Si l'on suppose que les essais à partir desquels nous avons calé nos trois lois de comportement sont non drainés, on peut, en adoptant des valeurs pour les coefficients de couplage (par exemple $b = 0,6$ et $B_s = 0,8$), calculer les

lois de comportement correspondant au squelette comme cela a été indiqué au chapitre 2. Dans ce cas les modélisations purement mécaniques effectuées dans la section précédente correspondent à la réponse non drainée du massif (c'est-à-dire à un creusement instantané). Il est donc possible (et pertinent) de les comparer aux modélisations H-M.

Mais avec ces valeurs de coefficients de couplage on obtient des coefficients de Poisson négatifs pour le squelette : $\nu_0 = -0.04$ pour la loi post-rupture et la loi pré-rupture, et $\nu_0 = -0.03$ pour la compaction ! De plus, il est absurde d'imaginer que le comportement post-rupture tel qu'on l'observe sur les essais (écrouissage négatif, puis phase résiduelle en plasticité parfaite) correspond à une situation où le matériau est non drainé et saturé. En effet, cela reviendrait à supposer que la pression de pore est fortement négative dans la phase post-rupture, et cela introduirait un très fort écrouissage négatif dans la loi post-rupture du squelette.

C'est pourquoi nous adopterons une autre hypothèse : nous supposerons que nos trois lois de comportement décrivent directement le comportement du squelette (ce qui revient à supposer que les essais sont des essais drainés). Cette hypothèse est probablement fausse, mais cela n'est pas grave. En effet, ce qui nous intéresse c'est d'évaluer l'influence du couplage H-M (rappelons qu'il existe beaucoup d'incertitudes sur les valeurs des paramètres de couplage, et sur l'existence même de ce phénomène pour des roches comme les argilites). Or, en faisant l'hypothèse d'une contrainte effective au sens de Biot, on peut vérifier que les tendances générales propres à chacune des trois lois de comportement (plasticité contractante et écrouissage positif pour la compaction, plasticité faiblement dilatante et écrouissage positif pour la pré-rupture, plasticité dilatante et écrouissage négatif pour la rupture) sont conservées lorsqu'on effectue une transformation comportement non drainé $\longleftrightarrow$ comportement drainé (sauf si certaines hypothèses de départ sont aberrantes). Seules les valeurs des paramètres sont modifiées. Mais nous allons voir dans ce qui suit que les conclusions que l'on tire des simulations H-M sont tout à fait générales, et ne sont pas liées à des valeurs particulières des paramètres mécaniques ou hydro-mécaniques.

En revanche, la comparaison des modélisations H-M avec les modélisations purement mécaniques de la section précédente est moins évidente. En effet, celles-ci correspondent maintenant au creusement du puits lorsque le massif est complètement sec (et soumis au même état de contrainte totale que le massif saturé).

Etat initial et valeurs des paramètres mécaniques, hydrauliques et hydro-mécaniques

La contrainte initiale $\sigma_0 = -12$ MPa est maintenant une contrainte totale. Soit $p_0 = 4,6$ MPa la pression interstitielle dans les argilites à 460 mètres de profondeur. Adoptons les valeurs suivantes pour les coefficients de couplage : $b = 0,6$ et $B_s = 0,8$. La contrainte effective initiale dans le massif est donc $\sigma'_0 = \sigma_0 + bp_0 = -9,24$ MPa.

Les coefficients poro-élastiques ont été fixés de la façon suivante : nous avons fixé $b = 0,6$ et $B_s = 0,8$ pour les trois lois; on calcule donc le module d'incompressibilité non drainé K_u et le module de Biot M par les relations $K_u = \frac{K_0}{1-bB_s}$ et $M = \frac{B_s}{b}\frac{K_0}{1-bB_s}$ (voir l'annexe A pour les relations entre les paramètres poro-élastiques). On obtiendra donc des valeurs différentes pour les lois post-rupture et pré-rupture d'une part, et compaction d'autre part, puisque l'élasticité n'est pas définie de la même façon. Le tableau 5.1 donne les valeurs des paramètres K_u et M.

Enfin, nous supposerons que le coefficient de Biot b et le module de Biot M restent constants quelque soit l'état du matériau. De même, la perméabilité restera constante : $k = 10^{-12}$ m/s.

	post-rupture	*pré-rupture*	*compaction*
K_0	2157 MPa	2157 MPa	4242 MPa
K_u	4148 MPa	4148 MPa	8159 MPa
M	5530 MPa	5530 MPa	10878 MPa

TAB. 5.1 – *Valeurs des paramètres K_0, K_u et M (rappel : l'élasticité n'est pas définie de la même façon pour la compaction d'une part, et la pré-rupture et la post-rupture d'autre part).*

Configuration pour la simulation H-M du creusement du puits

La phase de creusement sera simulée par une diminution de la pression totale à la paroi (déchargement mécanique), ainsi que par une diminution de la pression interstitielle à la paroi (déchargement hydraulique). Ces deux diminutions seront imposées linéaires dans le temps depuis les valeurs initiales au temps $t = 0$ jusqu'à zéro au temps t_f. Ce temps t_f sera donc appelé "durée du creusement". Il correspond pratiquement au temps nécessaire pour que le front avance d'environ 3 à 4 fois le rayon du puits ($a = 3$ m).

Quant aux conditions à la limite du côté de l'"infini", c'est-à-dire au rayon externe $c = 100a = 300$ m, nous imposerons une pression interstitielle

constante $p = p_0$ ainsi qu'une contrainte radiale constante $\sigma_r = \sigma_0$.

Nous analyserons d'abord l'évolution dans le temps des grandeurs H-M qui nous intéressent (pression de pore, contraintes, déplacement, norme de la déformation plastique) suite à un creusement d'une durée donnée (t_f), puis nous comparerons les réponses au temps "infini" pour plusieurs durées de creusement. Nous parlons de temps "infini" pour $t = 10^4$ Ms $\approx$ 300 ans. Nous ne dépasserons pas cette date, car au-delà, la baisse des pressions de pore se fait sentir jusqu'à la limite extérieure $c = 300$ m, ce qui induit un effet de bord (mais nous y reviendrons par la suite).

Notons que, dans tout ce qui suit, l'échelle des temps n'a de signification que rapportée à la valeur de la perméabilité que nous avons donnée ($k = 10^{-12}$ m/s). En effet, toute la cinétique du problème est contrôlée par cet unique paramètre, la perméabilité.

5.2.1 Evolution H-M du massif après le creusement

Rappelons que l'on décharge la structure entre la date $t = 0$ et la date $t_f = 1$ Ms ($\approx$ 12 jours). Nous ne nous intéresserons pas à la réponse H-M au cours de cet intervalle de temps, car la simulation de cette phase de creusement n'est pas très réaliste. Ce qui nous intéresse ici, c'est l'évolution de la réponse H-M du massif après la phase de creusement. Le seul moteur de cette évolution est donc la diffusion des pressions interstitielles. L'évolution des grandeurs mécaniques est alors uniquement due au couplage H-M, car le matériau est purement élasto-plastique (pas de viscosité).

loi de plasticité post-rupture

Nous avons représenté sur la figure 5.9 les profils de la pression interstitielle, des contraintes effectives, du déplacement, et de la norme de la déformation plastique, pour 5 dates différentes : juste à la fin du creusement ($t = 1$ Ms $\approx$ 12 jours), à la date $t = 2$ Ms $\approx$ 23 jours, à la date $t = 10$ Ms $\approx$ 4 mois, à la date $t = 100$ Ms $\approx$ 3 ans, et pour un temps "infini".

Analysons la façon dont les grandeurs H-M évoluent avec le temps, sous l'effet de la diffusion hydraulique. Les profils de la norme de la déformation plastique montrent qu'il y a 2 phases pendant lesquelles des déformations plastiques sont créées :

1. le déchargement mécanique (de 0 à 1 Ms) : c'est la principale cause de la plastification. En effet, c'est au cours de cette phase que la majeure partie

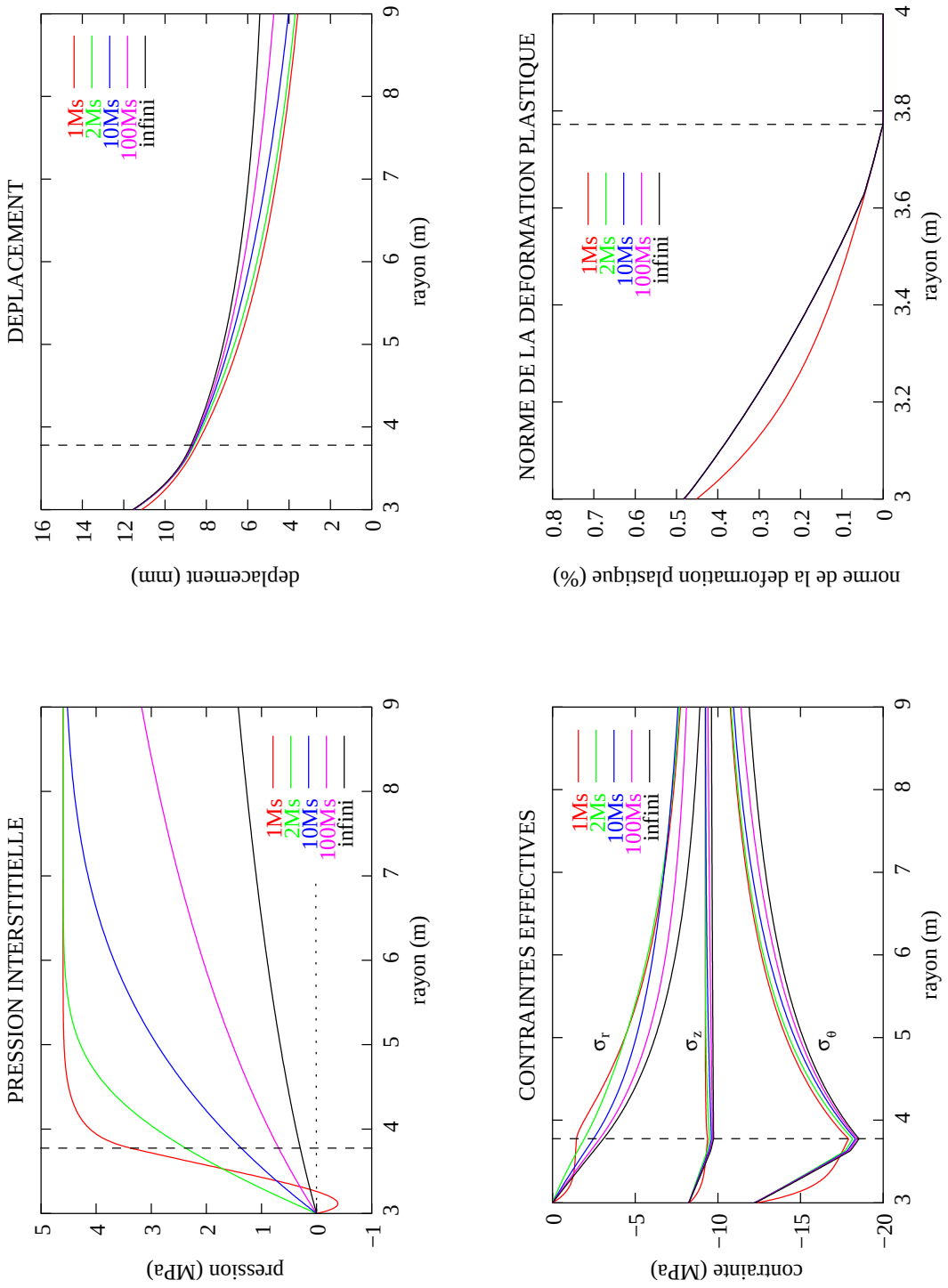

FIG. 5.9 – *Modélisation H-M du creusement du puits avec la loi élastique post-rupture ; durée du creusement = 1 Ms (12 jours).*

des déformations plastiques se forme (voir la courbe rouge correspondant à $t = 1$ Ms).

Notons que la pression interstitielle à la date $t = 1$ Ms est négative près de la paroi. Cette chute de la pression est due à la dilatance des déformations plastiques (c'est un effet M→H : lorsque le volume total du matériau augmente, la pression de pore diminue). Ce phénomène a tendance à s'opposer à la création de nouvelles déformations plastiques, car lorsque la pression diminue, la contrainte effective moyenne augmente en valeur absolue (effet H→M), ce qui joue dans le sens de la stabilité.

2. la remontée des pressions dans la zone plastique (de 1 à 2 Ms) : en effet, les très faibles pressions de pore (pouvant même être négatives) qui sont causées par la dilatance plastique disparaissent très rapidement. Cette remontée des pressions donne donc lieu a une deuxième phase de plastification (par effet H→M).

Précisons tout de suite que les pressions de pore négatives qui sont observées juste après le creusement ($t = 1$ Ms) ne sont pas physiques : en réalité, une troisième phase apparait, gazeuze, constituée à la fois de vapeur d'eau provenant de l'évaporation de l'eau interstitielle, et d'air ayant pu circuler le long des fractures qui ont été créées. En outre, les notions de pression interstitielle et de contrainte effective n'ont probablement plus de signification dans le domaine post-rupture. Par conséquent, la deuxième phase de plastification est artificielle, tandis que la première est probablement sous-estimée.

Après cette deuxième phase plastique, plus aucune plastification n'est créée. Au contraire, la diffusion hydraulique joue alors dans le sens de la stabilité. Pour le comprendre, il faut rappeler deux points :

- la pression de pore diminue de façon monotone avec le temps dans tout le massif ;
- la contrainte totale évolue assez peu dans le temps ; ceci est logique puiqu'elle est contrôlée par la loi d'équilibre et que les conditions aux limites sont constantes ;

Ainsi, au cours de la diffusion hydraulique, la contrainte effective moyenne augmente en valeur absolue, alors que les déviateurs changent peu. C'est pourquoi la diffusion hydraulique renforce la stabilité du massif (nous reparlerons de ce phénomène dans la prochaine section lorsque nous étudierons l'influence de la durée du creusement ; figure 5.12).

Remarque concernant le temps "infini" : si on le choisit plus grand (c'est-à-dire si la perturbation hydraulique atteint la limite extérieure c), alors on observe une reprise très tardive de la plastification à la paroi du puits (sur les premiers décimètres du massif). Cette troisième phase de plastification, qui cependant est minime, est un artéfact (effet de bord). En effet, les contraintes effectives au niveau de la limite externe sont modifiées par rapport à leur valeur naturelle σ'_0 à cause de la perturbation hydraulique : si la condition sur cette limite est du type pression de pore constante (c'est ce que nous avons imposé), alors il apparait un gradient hydraulique en $r = c$, et donc aussi un gradient de contrainte effective ; et si elle est du type débit nul, alors la contrainte radiale effective augmente en valeur absolue en $r = c$ car la contrainte radiale totale est imposée constante. Dans les deux cas, cela provoque un écrasement du massif. Ainsi, si l'on veut caractériser la réponse du massif pour des temps plus grands que $t_\infty = 10^4$ Ms, alors il faut éloigner la limite extérieure $c = 300$ m. Mais pour des perturbations d'une aussi grande longueur d'onde, la structure ne peut plus être considérée unidimensionnelle, car la surface est à prendre en compte, de même que la pesanteur.

Finalement, la diffusion hydraulique exerce peu d'influence sur la réponse mécanique du massif : la convergence à la paroi reste quasiment constante ($\approx$ 11.5 mm) ; les contraintes effectives dans la zone plastique sont elles aussi quasi-constantes ; enfin l'intensité de la déformation plastique augmente légèrement lors de la dissipation des pressions négatives (mais nous avons discuté le caractère artificiel de cette seconde phase de plastification), puis reste constante pendant toute la diffusion hydraulique.

On remarquera aussi que les profils de toutes les grandeurs mécaniques sont assez proches de ceux qui ont été obtenus par le calcul purement mécanique (qui correspondrait au cas d'un massif complètement sec ; figure 5.1).

Enfin, nous pouvons préciser que les tendances que nous avons décrites sont tout à fait générales : on les retrouve lorsqu'on choisit d'autres durées du creusement (t_f), et aussi lorsqu'on modifie les valeurs des paramètres mécaniques et hydro-mécaniques. Nous allons voir dans les deux prochains paragraphes, que les deux autres lois de comportement donnent également les mêmes tendances.

loi de plasticité simulant la pré-rupture

Analysons les résultats qui se trouvent sur la figure 5.10. Les tendances sont les mêmes que celles que nous avons décrites au paragraphe précédent, à savoir :

- la plastification est exclusivement due au déchargement mécanique (ce que nous avions appelé la première phase de pastification ; voir la réponse à $t = 1$ Ms). En effet, en tout point du massif, la pression ne fait que diminuer avec le temps [1]. Pourtant la déformation plastique est dilatante. Mais elle est peu dilatante ($\beta = 1,1$) par rapport au cas post-rupture ($\beta = 1,4$).

  On observe une baisse de la pression interstitielle sur une profondeur de 2 m dans le massif (épaisseur de la zone plastique) au temps $t = 1$ Ms. Elle est due à la dilatance plastique et non pas à la diffusion hydraulique, qui n'a pu affecter qu'une zone très proche de la paroi (quelques décimètres).
- les grandeurs mécaniques évoluent peu au cours de la diffusion hydraulique : la norme de la déformation plastique est constante, et la convergence est quasi-constante (14 mm). De plus elles sont tout à fait cohérentes avec celles obtenues par le calcul purement mécanique.

Là encore, la diffusion hydraulique ne provoque aucune plastification différée dans le massif.

loi de plasticité simulant la compaction

Analysons les résultats exposés sur la figure 5.11. Cette fois encore les résultats sont très proches de ceux obtenus dans le cas purement mécanique : la plasticité affecte tout le massif (puisque nous avons supposé le critère juste atteint pour l'état initial) ; les contraintes à la paroi sont quasi-équivalentes, de même que la convergence et que la norme de la déformation plastique.

Comme pour les deux modélisations H-M précédentes, on observe que la première phase de plastification (due au déchargement) est de loin la plus importante. Mais on observe une évolution différente de la plastification au cours de la diffusion. En effet, la plasticité est ici contractante. C'est pourquoi la pression de pore a d'abord tendance à augmenter dans la zone plastique (c'est-à-dire dans tout le massif). Elle diminue par la suite à cause de la diffusion, ce qui a pour effet d'augmenter la contrainte effective moyenne en valeur absolue et donc de favoriser la création de déformation plastique. C'est la raison pour laquelle l'intensité de la plasticité augmente régulièrement jusqu'au temps infini.

[1] Si le creusement est plus rapide, alors une deuxième phase de plastification apparait (de faible intensité) car la chute des pressions de pore liée à la dilatance plastique a le temps d'exister.

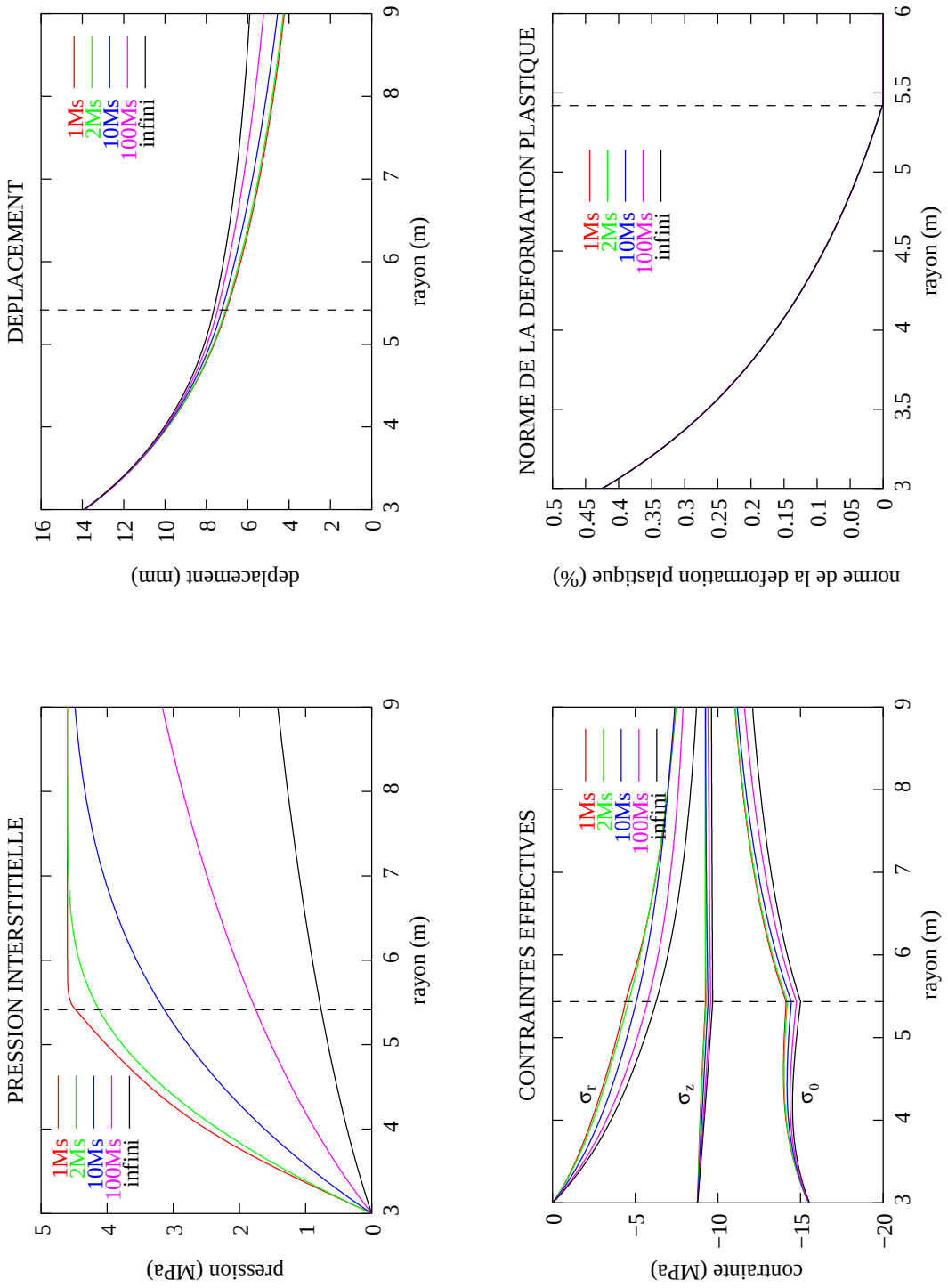

FIG. 5.10 – *Modélisation H-M du creusement du puits avec la loi de plasticité simulant la pré-rupture ; durée du creusement = 1 Ms (12 jours).*

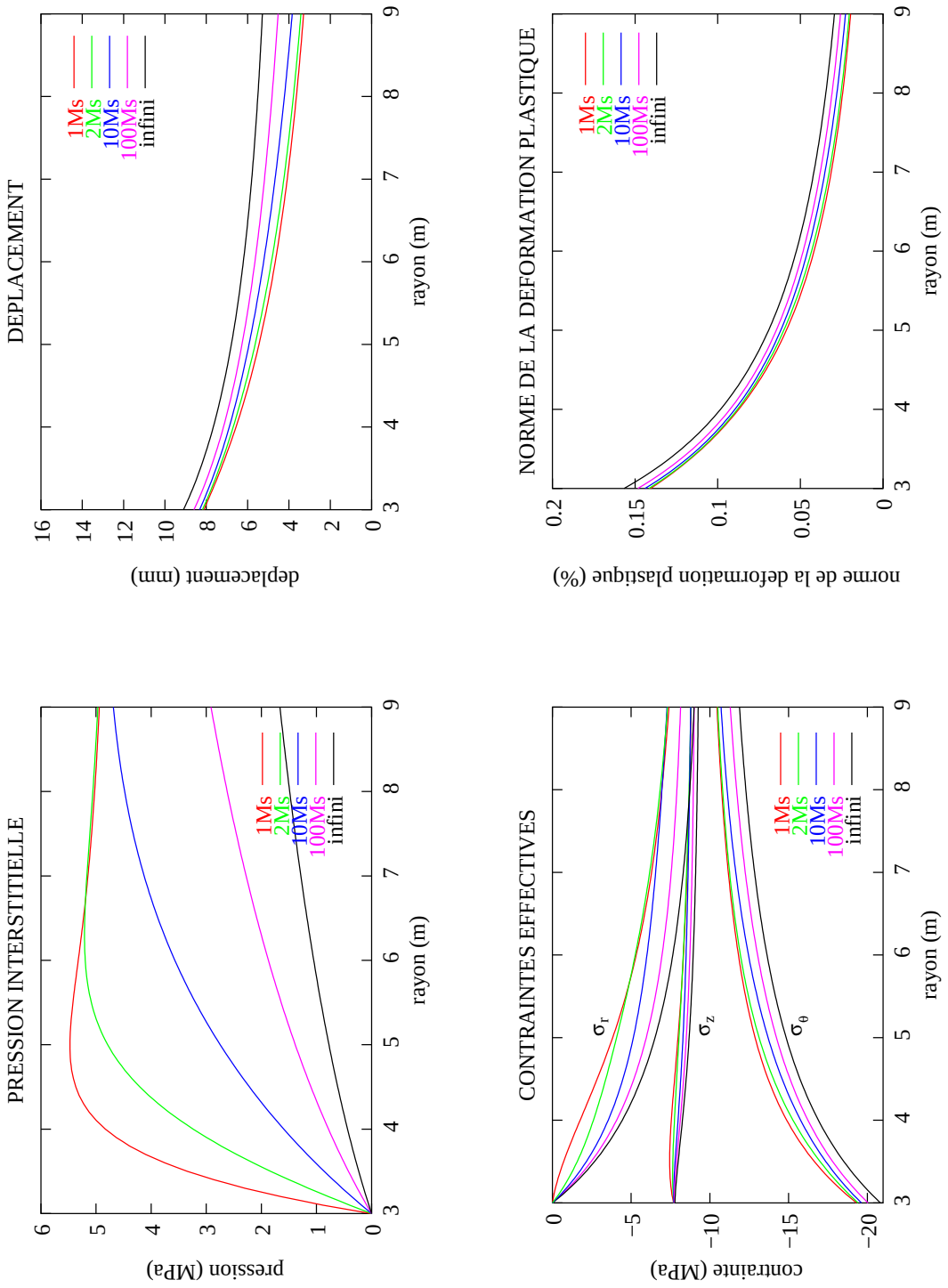

FIG. 5.11 – *Modélisation H-M du creusement du puits avec la loi de plasticité simulant la compaction ; durée du creusement = 1 Ms (12 jours).*

5.2.2 Influence de la vitesse de creusement

Nous nous intéressons maintenant à l'influence de la durée du creusement. Pour cela nous avons refait les modélisations précédentes avec d'autres valeurs de t_f. Nous ne montrons pas les réponses hydro-mécaniques du massif pour les différentes valeurs de t_f , mais on peut noter que les tendances sont les mêmes que celles que nous avons décrites pour $t_f = 1$ Ms. Dans cette section nous nous intéresserons à l'influence de la vitesse de creusement sur l'intensité de l'"endommagement" longtemps après le creusement du puits.

Loi de plasticité post-rupture, et loi de plasticité pré-rupture

Nous analysons ensemble ces deux cas différents car les phénomènes et les tendances sont exactement les mêmes. Nous avons représenté les profils du déplacement et de la norme de la déformation plastique aux temps infinis, pour plusieurs durées de creusement (sur la figure 5.12 pour le cas post-rupture, et sur la figure 5.13 pour le cas pré-rupture). Dans les deux cas les résultats sont les suivants :

- les profils de pressions interstitielles sont équivalents[2] (ils ne sont pas montrés sur les figures).
- encore une fois, les convergences à la paroi sont pratiquement les mêmes.
- en revanche, on observe sur les profils de la norme de la déformation plastique que plus le creusement est rapide, plus on aura une zone plastique épaisse au final (ainsi qu'une intensité de la plasticité forte). Ceci est logique, puisque plus la pression interstitielle est élevée (ce qui est le cas pour les temps très petits), plus l'instabilité vis-à-vis de ces critères de plasticité est grande près de la paroi.

  Cependant, les différences ne sont pas énormes, surtout si l'on pense que les cas instantané et infini sont des cas limites purement théoriques. De même, la durée de creusement $t_f = 0,1$ Ms ≈ 1 jour ne semble pas réaliste.

Ainsi, la durée du creusement influence l'extension des zones plastiques, mais cette influence est faible.

[2]pour le creusement "infiniment" lent, nous avons choisi $t_\infty = t_f = 4 \times 10^4$ Ms, soit un temps 4 fois plus grand que pour les autres calculs, de façon à avoir un profil de pression de pore à peu près équivalent à celui des autres calculs

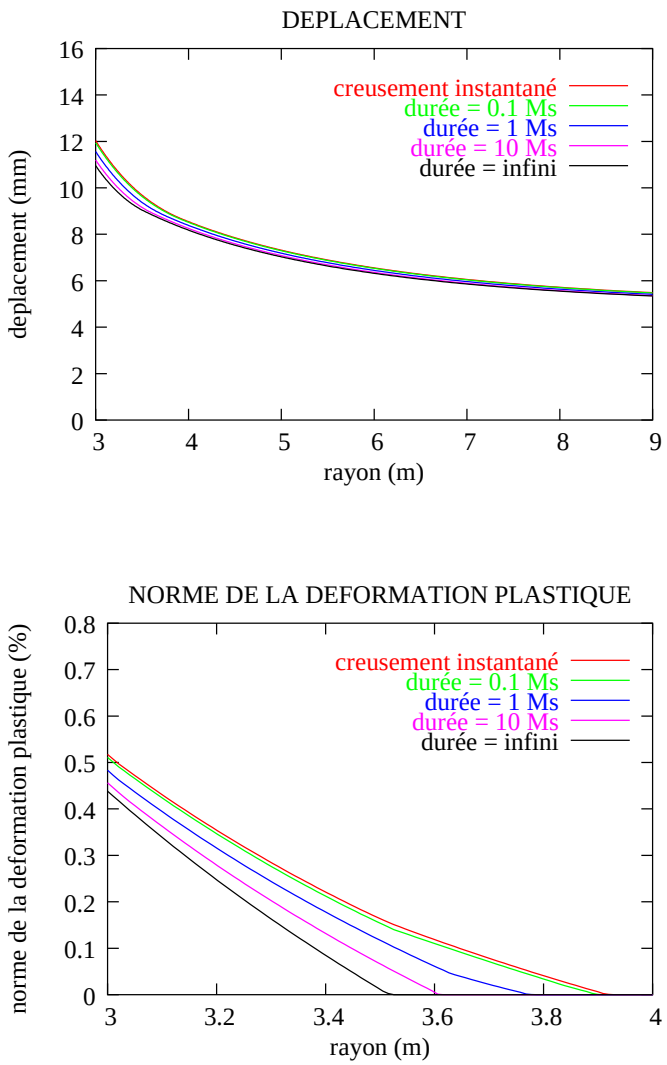

FIG. 5.12 – *Réponses H-M à $t = \infty$ pour plusieurs durées de creusement (loi élastique post-rupture).*

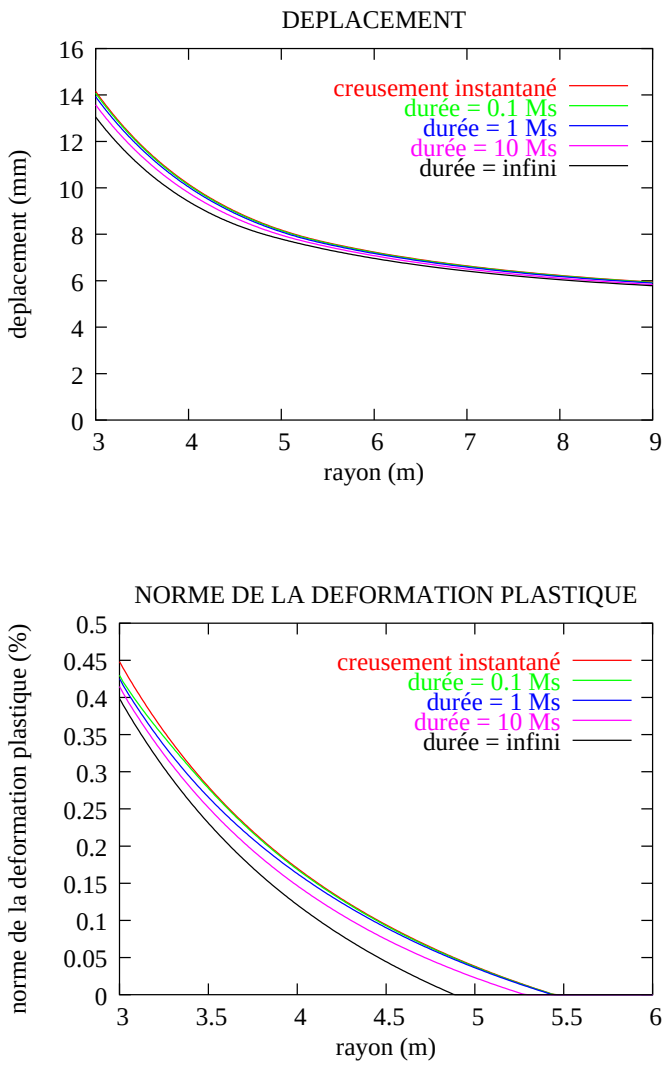

FIG. 5.13 – *Réponses H-M à $t = \infty$ pour plusieurs durées de creusement (loi de plasticité de pré-rupture).*

Loi de plasticité simulant la compaction

Cette fois, les profils au temps infini sont identiques quelque soit la durée du creusement (figure 5.14). En effet, on peut observer sur la figure 5.11 qu'en tout point du massif chacune des contraintes subit une évolution monotone dans le temps (en fait cette évolution n'est pas rigoureusement monotone pour certains points). Tout le massif a commencé à se plastifier dès l'état initial (donnée du problème), et la plastification s'est poursuivie de façon ininterrompue durant et après le creusement. Or une des caractéristiques de l'élasto-plasticité est que pour un trajet monotone les déformations ne dépendent que des états initial et final.

5.2.3 Conclusion sur l'influence du couplage H-M

Dans le cas du creusement d'un puits dans un matériau poreux et perméable, la réponse mécanique du massif est contrôlée dans un premier temps par le déchargement mécanique (excavation du puits), puis dans un deuxième temps par la diffusion des pressions interstitielles (via le couplage H-M).

Les modélisations que nous avons effectuées dans le cas simple d'un puits 1D permettent de faire le constat suivant :

- la diffusion hydraulique ne crée pas de déformations plastiques "différées" (ni de rupture, ni de pré-rupture).
- les convergences à la paroi restent quasi-constantes dans tous les cas (rappelons que dans le cas poro-élastique la convergence est rigoureusement constante au cours de la diffusion hydraulique). Ce résultat est intéressant pour deux raisons : 1) il indique qu'il est impossible de caractériser ce phénomène de couplage H-M en mesurant les convergences *in situ* ; 2) si un soutènement perméable est posé à la paroi, aucune sur-contrainte différée due au couplage H-M n'est à craindre dans le soutènement.
- enfin, le couplage H-M joue un petit rôle par l'intermédiaire de la durée du creusement : la zone endommagée sera d'autant plus petite (et d'intensité d'autant plus faible) que le creusement est lent.

Nous verrons dans le chapitre suivant que les tendances générales qui ont été décrites dans le cas du puits 1D se retrouvent également dans le cas de configurations plus réalistes (configurations 2D).

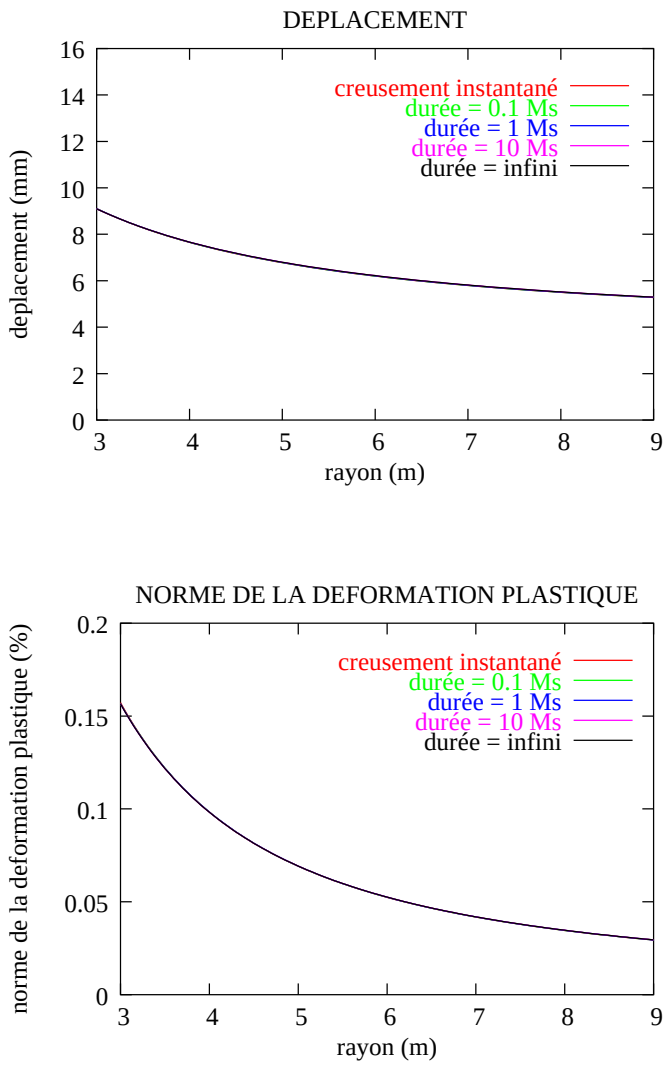

FIG. 5.14 – *Réponses H-M à $t = \infty$ pour plusieurs durées de creusement (loi de plasticité de compaction).*

5.3 Conclusion

L'apparition d'une zone en rupture suite au creusement du puits d'accès constitue le principal danger en ce qui concerne la sûreté d'un stockage souterrain de déchets radioactifs (du point de vue de la géomécanique). C'est en effet dans cette zone fracturée que les propriétés de confinement du matériau risquent d'être les plus dégradées. La propriété fondamentale qui contrôle l'apparition de cette rupture est bien entendu le critère de rupture.

La rhéologie dans la phase qui précède la rupture joue un rôle essentiel dans la prédiction de la zone en rupture. En effet, la prise en compte des déformations irréversibles qui apparaissent avant la rupture (phénomène de compaction, et phénomène de pré-rupture) conduit à prédire une zone en rupture beaucoup plus petite que si le comportement est simplement élastique jusqu'à la rupture. Cette tendance est surtout marquée dans le cas de la loi de plasticité simulant la pré-rupture (la contrainte orthoradiale diminue nettement en valeur absolue par rapport au cas élastique).

En tenant compte simultanément des déformations de compaction et de pré-rupture (loi de comportement à deux mécanismes de plasticité), les effets s'additionnent, et on obtient même un équilibre sans que le critère de rupture ne soit dépassé.

Les modélisations H-M effectuées pour ce chapitre montrent que la rupture est quasi-exclusivement due au déchargement mécanique causé par l'excavation. En effet, la diffusion des pressions interstitielles modifie les contraintes effectives, mais cette évolution ne tend pas à créer de nouvelles déformations de rupture. Elle va au contraire renforcer la stabilité du massif vis-à-vis du critère de rupture.

Par conséquent, le couplage H-M joue un rôle mineur dans le contrôle des phénomènes irréversibles susceptibles d'induire des augmentations de la perméabilité. Ceci pour deux raisons : 1) on n'est pas sûr de l'existence même de la notion de contrainte effective au sens des milieux poreux saturés, pour les roches du type argilites de l'Est ; 2) même si une telle contrainte effective existe, les modélisations montrent que la diffusion hydraulique n'induit pas de reprise de la plastification.

La seconde raison est liée au type de sollicitation : le couplage H-M saturé est un phénomène très important pour les problèmes de subsidence au-dessus des champs pétroliers ou pour les problèmes de mécanique des sols, car la sollicitation est réellement hydraulique (extraction de pétrole ou de gaz, variation du niveau de la nappe). Mais ce qui nous intéresse est la réponse mécanique

en champ proche d'un massif rocheux au creusement d'un puits. Le couplage H-M a alors peu d'influence sur cette réponse, en particulier en termes de plastification.

Précisons qu'après la fermeture du stockage et le comblement du puits, la pression interstitielle va remonter dans le massif, ce qui induira probablement une reprise de la plastification. Vis-à-vis d'une telle sollicitation, le couplage H-M en conditions saturées redeviendrait pertinent. Mais il est nécessaire d'effectuer de nouveaux essais pour caractériser l'effet d'une remontée de la pression interstitielle sur des argilites endommagées et désaturées.

Enfin, il est possible que des ruptures différées se produisent longtemps après le creusement, sans rapport avec le couplage H-M. En fait la stabilité à long terme dépendra de la compétition entre la baisse des déviateurs dans le massif à cause des déformations visco-plastiques, et la diminution de la résistance mécanique au cours du temps. Mais ce phénomène de rupture différé n'a pas été abordé dans cette thèse car il est très mal connu.

Chapitre 6

Effets de structure (modélisations 2D)

Dans le chapitre précédent nous avons simulé le creusement du puits de façon très simple (configuration 1D). Nous allons maintenant proposer des configurations 2D plus réalistes, afin d'évaluer l'influence de la structure sur la zone endommagée (le phasage des opérations de creusement, la pose d'un soutènement, et l'anisotropie des contraintes naturelles horizontales dans le massif).

6.1 Comment simuler le creusement d'un puits ?

6.1.1 Généralités

L'objet de cette section est de passer en revue les différentes méthodes numériques qui permettent de simuler le creusement d'un puits. Il ne s'agit pas ici de décrire le principe d'un code de calcul, mais de présenter les différentes configurations correspondant au creusement d'un puits : quelle géométrie ? quels chargements ? leurs évolutions dans le temps, etc...

Bien entendu, un puits est une structure 3D, à laquelle il faut ajouter une dimension supplémentaire (le temps) si l'on veut prendre en compte la phase de creusement.

Considérons le problème général du creusement d'un trou dans un massif rocheux (figure 6.1). L'excavation commence à la date $t = 0$ et se termine à la date $t = t_f$. Soit Σ la surface finale du trou. Il y a 2 possibilités pour simuler

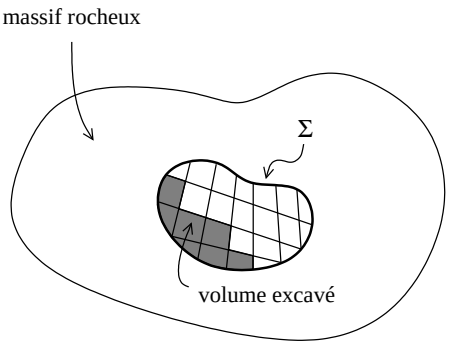

FIG. 6.1 – *Excavation d'un trou dans un massif rocheux.*

ce problème :

1. on détruit progressivement de la matière, exactement comme dans la réalité. Pour cela, il faut effectuer successivement des modélisations qui correspondent à différentes étapes du creusement. Chaque nouvelle modélisation prend alors comme état de départ les résultats de la modélisation précédente.
2. on applique des conditions aux limites sur la surface finale Σ. En effet, la réponse du massif ne dépend que de l'histoire des conditions qui s'applique sur la surface Σ (déplacements ou forces), et non du fait que le matériau soit détruit.

6.1.2 Désactivation d'éléments finis

L'idée est donc d'effectuer des modélisations en modifiant la géométrie avec le temps. Certains codes de calcul permettent de définir un maillage adaptatif, ce qui rend assez simple ce type de modélisation. Mais nous ne disposons pas de tels codes au CGES. Nos codes de calcul (VIPLEF pour la mécanique et HYDREF pour l'hydraulique) permettent de lancer une nouvelle modélisation en prenant comme état de départ les résultats d'une modélisation précédente, et en autorisant toutes les modifications possibles concernant les propriétés des matériaux, les chargements et les liaisons entre les différents blocs qui composent la structure. La seule contrainte est que le maillage doit être exactement le même (*i.e.* les éléments sont définis une fois pour toutes au départ ; mais la position des nœuds peut être modifiée).

Dans ces conditions, comment "désactiver" des éléments ?

Il suffit de déconnecter ces éléments du reste de la structure. Pour cela il

faut que ces éléments aient été définis au départ comme faisant partie d'un bloc, sachant qu'à l'interface entre deux blocs les nœuds sont dédoublés (un pour chaque bloc). Dans un premier temps, tous les déplacements (ou la charge hydraulique dans le cas d'un problème hydraulique) sont imposés égaux pour chaque paire de nœuds le long de l'interface (on assure ainsi une continuité parfaite entre les deux blocs). Puis on modifie cette condition, en découplant totalement les deux blocs. Pour le problème mécanique, une condition au limite du type surface libre (force nulle) est alors imposée sur la nouvelle paroi du puit. Pour l'hydraulique, la condition aux limites est la nullité de la pression.

Notons qu'il est possible par cette technique de simuler la pose d'un soutènement. Il faut dans ce cas définir des blocs supplémentaires correspondant aux tranches de soutènement qui seront posées, et activer ces blocs les uns après les autres (après avoir désactivé les blocs correspondant à la roche extractée).

6.1.3 Conditions imposées sur la future paroi du puits

Nous avons présenté le principe de cette démarche au début de la section 6.1 . En pratique son utilisation est délicate car la plupart du temps on ne connait pas l'évolution des grandeurs physiques qui doivent servir de conditions au limite sur la surface Σ. On ne connait que les valeurs initiale et finale.

Les valeurs initiale et finale suffisent lorsque le problème physique est linéaire et qu'il ne dépend pas du temps (élasticité sans couplage H-M). Elles suffisent aussi pour les problèmes non linéaire ne dépendant pas du temps (élasto-plasticité sans couplage H-M), à condition que les chargements à imposer sur Σ évoluent de façon montone [1]. Mais cette situation n'est valable que pour des excavations qui progressent simultanément dans toutes les directions de l'espace (par un processus de dissolution, par exemple). Malheureusement, elle ne s'applique pas au creusement d'un puits ou d'un tunnel.

Dans le cas général (problème élasto-plastique avec des chargements non monotones, ou problèmes dépendant du temps – comportement visqueux, diffusion hydraulique, etc...) la réponse du massif dépend de l'historique des conditions qui s'appliquent sur la limite Σ, historique qui est inconnu.

Pour simuler le creusement d'un puits (ou d'un tunnel), il est donc nécessaire d'adopter un certain nombre de simplifications, car on a aucune

[1] un chargement monotone s'écrit $C(t) = f(t) \times C_0$, où $f(t)$ est une fonction scalaire monotone du temps t, et où C_0 est un chargement appliqué sur toute la surface Σ

idée de l'évolution des grandeurs mécaniques à la paroi au cours du creusement. C'est sur cette idée que la méthode convergence-confinement (Panet, 1995) est basée : en fait, plutôt que de traiter le problème réel (3D), la méthode convergence-confinement propose de résoudre un problème différent qui est celui d'un tunnel 2D en déformation plane. Le creusement est alors simulé par une pression décroissante qui agit sur la paroi.

Précisons que le but de cette méthode est de déterminer de façon simple (modélisation 2D) les contraintes qui apparaissent dans le soutènement, afin de le dimensionner.

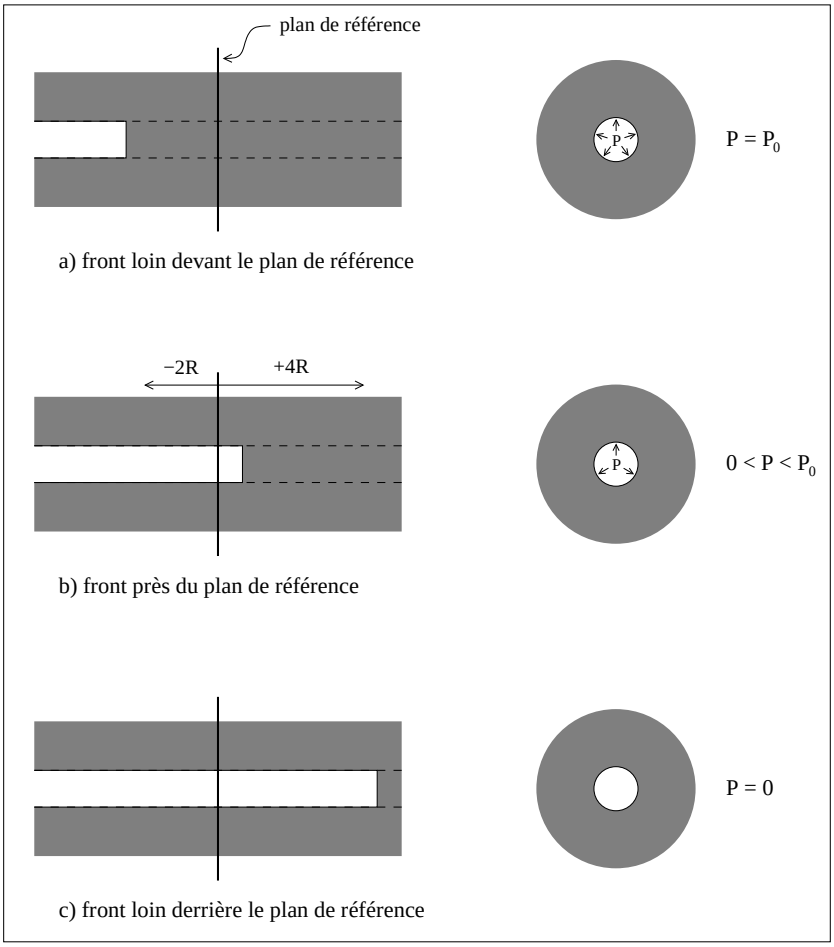

FIG. 6.2 – *Principe de la méthode convergence-confinement.*

Quelle évolution doit-on alors imposer à cette pression pour simuler de façon réaliste l'avancée du front ? Et quelles conditions faut-il imposer pour le

problème hydraulique ?

Sur le plan mécanique, la question s'énonce de la façon suivante : pour chaque position du front nous cherchons la pression P qu'il faut appliquer comme chargement à la paroi pour le problème 2D (déformation plane) de sorte que la convergence prédite soit égale à celle du problème 3D.

En pratique, $P = P_0$ (valeur initiale dans le massif) lorsque $d < -2R$ et $P = 0$ lorsque $d > +4R$ (d est la position du front ; voir la figure 6.2).

Pour déterminer la fonction $P(d)$ lorsque $-2R < d < +4R$, la méthode consiste à effectuer des modélisations pour une configuration qui prend en compte la direction parallèle à l'axe du tunnel, et à comparer les convergences obtenues avec celles qui sont calculées en réduisant le problème d'une dimension (déformation plane) pour différentes valeurs de P. Nous l'avons fait dans le cas 2D axisymétrique, en considérant un massif élastique avec $\nu = 0,25$ (voir figure 6.4 qui se trouve dans la prochaine section).

Il est fréquent de parler de taux de déconfinement $\lambda(d)$, plutôt que de la pression $P(d)$. Il est défini comme suit : $P(d) = (1 - \lambda(d))P_0$.

Des approximation ont été proposées pour la fonction $\lambda(d)$ dans le cas élastique (voir Panet, 1995). Notons que cette fonction est sensible au coefficient de Poisson (ν), mais pas au module d'Young (E). Plusieurs méthodes ont été proposées pour déterminer les courbes $\lambda(d)$ dans le cas d'un massif élasto-plastique, à partir des résultats obtenus en élasticité (Corbetta, 1990 ; Guo, 1995 ; Panet, 1995).

Précisons enfin que la difficulté principale dans la méthode convergence-confinement réside dans la détermination du taux de déconfinement au moment où le soutènement est posé.

En ce qui concerne l'hydraulique, il est clair que la condition à imposer à la paroi lorsque $d > 0$ (le front est passé) est $p = 0$ (p est la pression interstitielle). En revanche, lorsque $d < 0$ la pression de pore peut être différente de sa valeur initiale p_0 si une déformation volumique est créée (effet M→H) et/ou si le drainage se fait sentir. Pour le puits de Bure dans les argilites de l'Est, nous pouvons supposer que la vitesse de creusement est rapide par rapport à la diffusion hydraulique. Par conséquent, nous imposerons une condition de débit nul à la paroi du puits tant que le front n'est pas passé ($d < 0$).

6.1.4 Conclusion : quelle est la méthode la plus pertinente pour simuler le creusement du puits de Bure ?

La façon la plus naturelle de simuler le creusement du puits est la désactivation progressive d'éléments finis. Cette technique est robuste, mais elle est lourde à mettre en œuvre puisqu'elle nécessite des modélisations 3D. En effet, même si la géométrie du puits est axisymétrique, les contraintes naturelles horizontales semblent assez nettement anisotropes (voir la prochaine section).

La technique empruntée à la méthode convergence-confinement présente l'avantage de réduire le problème d'une dimension. Mais n'oublions pas que le but de cette méthode est de déterminer de façon simple les contraintes qui apparaissent dans le soutènement, afin de le dimensionner. C'est pourquoi elle est basée sur une équivalence entre les configurations 3D et 2D en déformation plane en terme de convergences des parois. Or ce qui nous intéresse c'est l'extension de la zone endommagée. Nous verrons dans la section 6.3 qu'une équivalence en terme de zone plastique est possible, mais qu'elle conduit à une évolution différente du taux de déconfinement en fonction de la distance au front.

Nous allons donc tester séparément ces deux techniques afin d'évaluer l'influence des effets de structure sur la zone endommagée (phasage des opérations, pose d'un soutènement, anisotropie des contraintes naturelles horizontales), en évitant ainsi une modélisation 3D.

6.2 L'anisotropie des contraintes horizontales

Des mesures de convergence des parois ont été acquises *in situ*, à 95 mètres de profondeur dans le puits de Bure (fin 2002). Six diamètres ont ainsi été mesurés, d'abord lorsque le front était à la profondeur de 95.6 m, puis après différentes phases de creusement jusqu'à ce que le front atteigne la profondeur de 104 m. Le rayon du puits est $a = 3.5$ m, et la convergence moyenne est d'environ 1 mm entre le début et la fin des mesures. L'"allure" de ces convergences est elliptique, comme le montre la figure 6.3. Ceci est dû à une anisotropie des contraintes horizontales naturelles, et non au matériau qui est isotrope dans le plan horizontal.

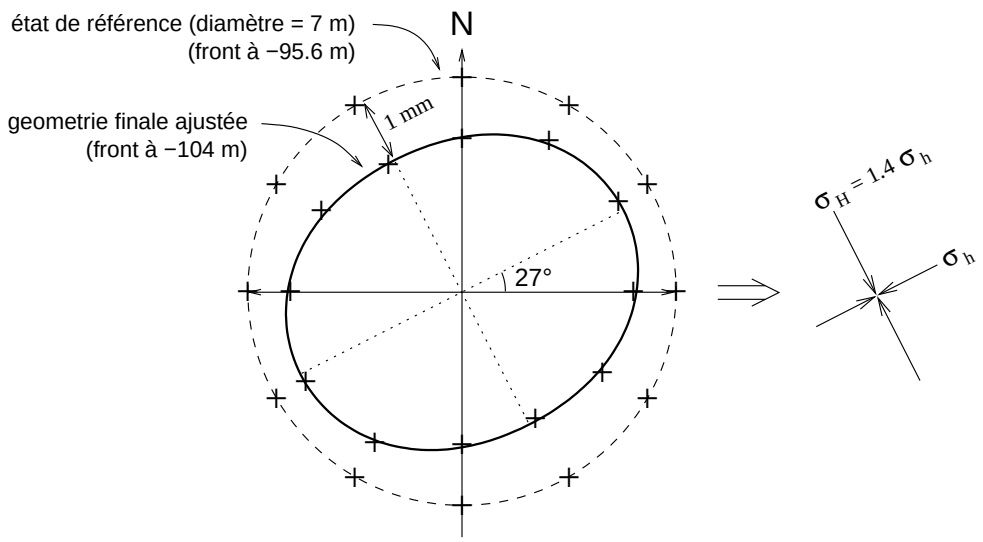

FIG. 6.3 – *Retro-analyse des convergences mesurées à -95 m de profondeur (les croix représentent les points de mesure ; les déplacements sont amplifiés 1000 fois).*

6.2.1 Le problème direct

A cette profondeur (-95 m), la roche est un calcaire. Les contraintes naturelles sont petites comparées à la résistance mécanique, c'est pourquoi nous pouvons supposer que la réponse du massif est élastique. Il existe donc une solution analytique (voir par exemple Homand et Duffaut, 2000 [29]), qui permet de calculer les déplacements radiaux à la paroi, à condition de connaitre les paramètres élastiques (E et ν), les contraintes principales horizontales (σ_H et σ_h), ainsi que la variation du taux de déconfinement entre la première et la dernière mesure ($\Delta\lambda = \lambda_f - \lambda_i$). Pour avoir une idée sur ces taux de déconfinement, voir la figure 6.4 sur laquelle est représentée l'évolution théorique (dans le cas élastique, avec $\nu = 0,25$) du taux de confinement en fonction de la profondeur du front du puits (sachant que les mesures de convergences sont effectuées à la profondeur de 95 m).

On supposera que les convergences sont égales aux déplacements radiaux à la paroi. Elles s'écrivent alors :

$$u_r(\theta) = \frac{\Delta\lambda.a}{4G}[(\sigma_H + \sigma_h) - (\sigma_H - \sigma_h)(3 - 4\nu)cos(2(\theta - \varphi_0))] \qquad (6.1)$$

c'est le problème direct.

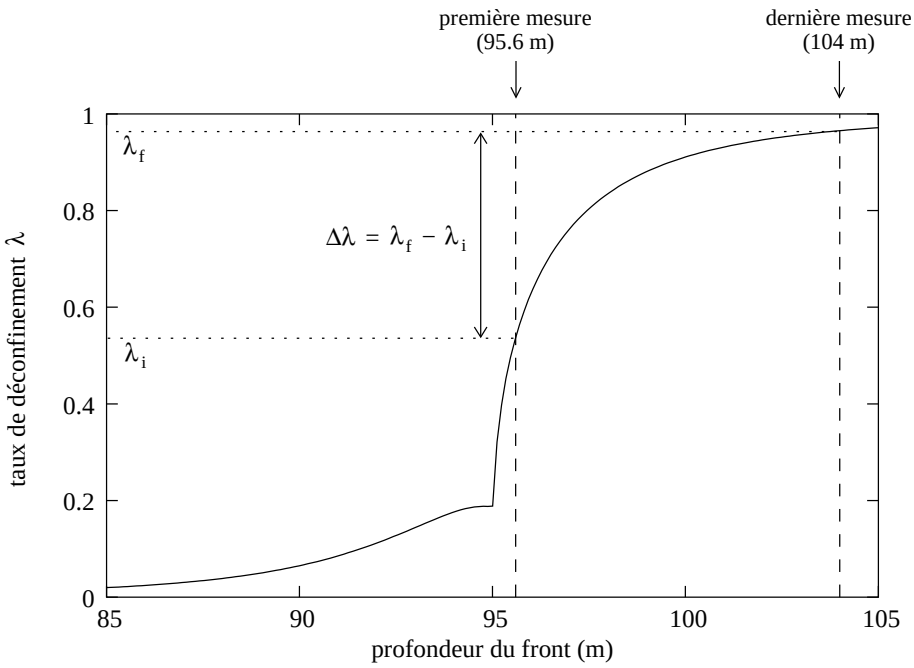

FIG. 6.4 – *Evolution théorique du taux de déconfinement en fonction de l'avancée du front du puits (cas élastique avec $\nu = 0,25$; les convergences sont mesurées à la profondeur de 95 m).*

6.2.2 Résolution du problème inverse

On peut facilement écrire le problème inverse au sens des moindres carrés : on recherche les valeurs de (φ_0, p_1, p_2) qui minimisent la quantité Q suivante :

$$Q = \sum_{i=1}^{6} \left(u_r^{mesure}(\theta_i) - u_r^{calcul}(\theta_i)\right)^2 \tag{6.2}$$

où $u_r^{calcul}(\theta_i)$ s'écrit :

$$u_r^{calcul}(\theta_i) = \frac{a}{4}\left[p_1 - p_2\, cos(2(\theta_i - \varphi_0))\right] \tag{6.3}$$

avec les relations :

$$p_1 = \frac{\Delta\lambda}{G}(\sigma_H + \sigma_h) \tag{6.4}$$

$$p_2 = \frac{\Delta\lambda}{G}(\sigma_H - \sigma_h)(3 - 4\nu) \tag{6.5}$$

Le problème inverse contient donc 3 types d'inconnues :

1. les paramètres élastiques $G = \frac{E}{2(1+\nu)}$ et ν
2. les contraintes initiales σ_H et σ_h, ainsi que l'azimut φ_0
3. la variation du taux de déconfinement $\Delta\lambda$. Nous avons laissé ce paramètre dans les inconnues du problème inverse, car il y a une incertitude assez grande sur le taux de déconfinement initial λ_i. En effet, il est très sensible à la distance du front (voir la figure 6.4). En revanche, il est clair que λ_f est proche de 1.

Il est très facile de trouver le meilleur triplet $(\varphi_0^{aj}, p_1^{aj}, p_2^{aj})$:

$$\varphi_0^{aj} = 27° \tag{6.6}$$

$$p_1^{aj} = 9,238\,10^{-4} \tag{6.7}$$

$$p_2^{aj} = 3,065\,10^{-4} \tag{6.8}$$

On obtient alors les directions principales horizontales ($\varphi_0 = 27°$; voir la figure 6.3), mais il n'est pas possible de déterminer tous les paramètres puisque nous avons 2 équations (6.4 et 6.5) pour 5 inconnues $(G, \nu, \sigma_H, \sigma_h, \Delta\lambda)$. Cependant, en divisant (6.4) par (6.5) on obtient une relation proportionnelle entre σ_H et σ_h :

$$\sigma_H = \left(1 + \frac{2p_2^{aj}}{(3-4\nu)p_1^{aj} - p_2^{aj}}\right)\sigma_h \tag{6.9}$$

Le facteur de proportionnalité est faiblement sensible à ν (si $\nu \in [0,1; 0,4]$ alors $\sigma_H/\sigma_h \in [1,29; 1,62]$). En fixant $\nu = 0,25$ on obtient :

$$\sigma_H = 1,40\,\sigma_h \tag{6.10}$$

Finalement, la retro-analyse a seulement permis de déterminer les contraintes naturelles horizontales. La direction de σ_H est $N173°$, et $\frac{\sigma_H}{\sigma_h} = 1,40$. Remarquons que ces valeurs sont exactement les mêmes que celles qui sont données par l'Andra pour la profondeur de 460 mètres !

6.2.3 Discussion

Pouvons-nous préciser les ordres de grandeurs de $\Delta\lambda$, G et σ_H (ou σ_h) ?

Des essais uniaxiaux ont été réalisés sur le calcaire qui se trouve vers 95 m de profondeur. Ils fournissent une valeur du module d'Young tangent $E^0 = 4000$ MPa, et du coefficient de Poisson $\nu^0 = 0,25$ (d'où $G^0 = 1600$ MPa).

D'autre part, en supposant une densité moyenne des terrains susjacents de 2,5, on peut calculer la contrainte verticale : $\sigma_v^0 = 2,375$ MPa à 95 m de profondeur. Si maintenant on suppose que $\sigma_h^0 = \sigma_v^0$, alors $\sigma_H^0 = 3,325$ MPa. Enfin, la courbe théorique du taux de déconfinement conduit à la valeur $\Delta\lambda^0 = 0,43$ (figure 6.4). Ces valeurs sont-elles cohérentes avec les convergences mesurées *in situ* ?

Soient $u_r^0(\theta)$ les convergences prédites par les valeurs ci-dessus (on peut les calculer grâce à la relation 6.3), et $u_r^{aj}(\theta)$ les convergences qui ajustent le mieux les mesures *in situ*. Leur rapport peut s'écrire :

$$\frac{u_r^0(\theta)}{u_r^{aj}(\theta)} = \frac{\frac{\Delta\lambda^0}{G^0}(\sigma_H^0 + \sigma_h^0)}{p_1^{aj}} = \frac{\frac{\Delta\lambda^0}{G^0}(\sigma_H^0 - \sigma_h^0)(3 - 4\nu^0)}{p_2^{aj}} \approx 1,66 \tag{6.11}$$

Ainsi, les convergences prédites avec les valeurs données ci-dessus sont nettement supérieures aux convergences *in situ* (dans un rapport de 1,66). Plusieurs pistes sont possibles pour expliquer cet écart :

1. le module d'Young réel du massif est supérieur à la valeur $E^0 = 4000$ MPa ; en effet si on avait un module d'Young $E = 1,66 \times 4000 = 6640$ MPa, on retrouverait les convergences mesurées.

   La valeur $E^0 = 4000$ MPa étant déduite de mesures globales de la déformation, elle est probablement sous-estimée. Mais, il est logique de penser que le module d'Young du massif est plus faible que celui qui est mesuré en laboratoire. Nous doutons donc que cette explication suffise.

2. la variation réelle du taux de déconfinement entre la première et la dernière mesure est plus petite que 0,43 ; il faudrait qu'elle soit égale à $0,43/1,66 = 0,26$, ce qui signifierait que le front était plus bas au moment de la première mesure (96,4 m au lieu de 95,6 m).

   Des erreurs sur les profondeurs sont possibles, mais surtout il est probable que l'évolution théorique du taux de déconfinement ne représente pas parfaitement le creusement d'un puits réel, en particulier lorsqu'on est proche du front.

3. les contraintes horizontales réelles dans le massif sont plus faibles que celles que nous avons adoptées ; il faudrait $\sigma_h = 1,43$ MPa et $\sigma_H = 2,00$ MPa.

   Ces valeurs paraissent assez faibles par rapport à la contrainte verticale $\sigma_v = 2,375$ MPa, mais il est possible que les valeurs proposées initialement ($\sigma_H^0 = 3,325$ MPa et $\sigma_h^0 = 2,375$ MPa) soit surestimées.

Il semble donc qu'aucune de ces trois pistes ne permet, seule, d'expliquer cet écart sur les convergences. Il faut donc invoquer simultanément plusieurs de ces pistes.

Ajoutons qu'une partie (petite mais non négligeable) des convergences mesurées *in situ* est due à des déformations différées. Le rapport 1,66 est donc sous-estimé.

6.3 Simulations 2D axisymétriques : influence du creusement par volées et de la pose du soutènement

6.3.1 Influence du creusement par volées

Nous avons simulé sur une configuration 2D axisymétrique le phasage des opérations de creusement par la technique de désactivation d'éléments. Le rayon du puits est de 3 m et la profondeur des volées est de 2 m. La figure 6.5 présente le maillage que nous avons utilisé. Il contient 13024 nœuds. Les éléments sont des triangles de degré 2 (6 nœuds). L'avancée du front est simulée grâce à 10 blocs qui sont déconnectés l'un après l'autre. Quant aux conditions aux limites, elles sont du type contrainte radiale imposée sur la paroi externe ($r = 60$ m), et déplacement vertical nul sur les 2 surfaces horizontales. Enfin, la paroi interne du puits est une surface libre de contrainte, puisque pour l'instant nous ne simulons pas le soutènement.

La séquence de calcul est la suivante : on lance d'abord un calcul avec la géométrie telle qu'elle apparait sur la figure 6.5 ; puis on désactive un par un les 10 blocs correspondant à la roche excavée (ce qui fait 10 calculs supplémentaires).

Modèle post-rupture

Pour ce calcul nous avons gardé la résistance à la compression simple $R_c = 15$ MPa, de façon à pouvoir comparer les résultats avec ceux du calcul 1D. La figure 6.6 à droite présente une carte de la norme de la déformation plastique autour du puits à la fin de la séquence de calcul. Précisons que la zone représentée est celle qui apparait en zoom sur la figure 6.5.

On observe une zone plastifiée (zone en rupture) près de la paroi du puits. Globalement, l'intensité de la plastification augmente lorsque l'on s'éloigne du front. On observe aussi des localisations de la déformation au niveau des coins entre le front et la paroi. Ces zones, dans lesquelles la norme de la déformation plastique peut dépasser 5 %, sont dues aux concentrations de contraintes qui apparaissent classiquement lorsque la structure présente des petits rayons de courbure.

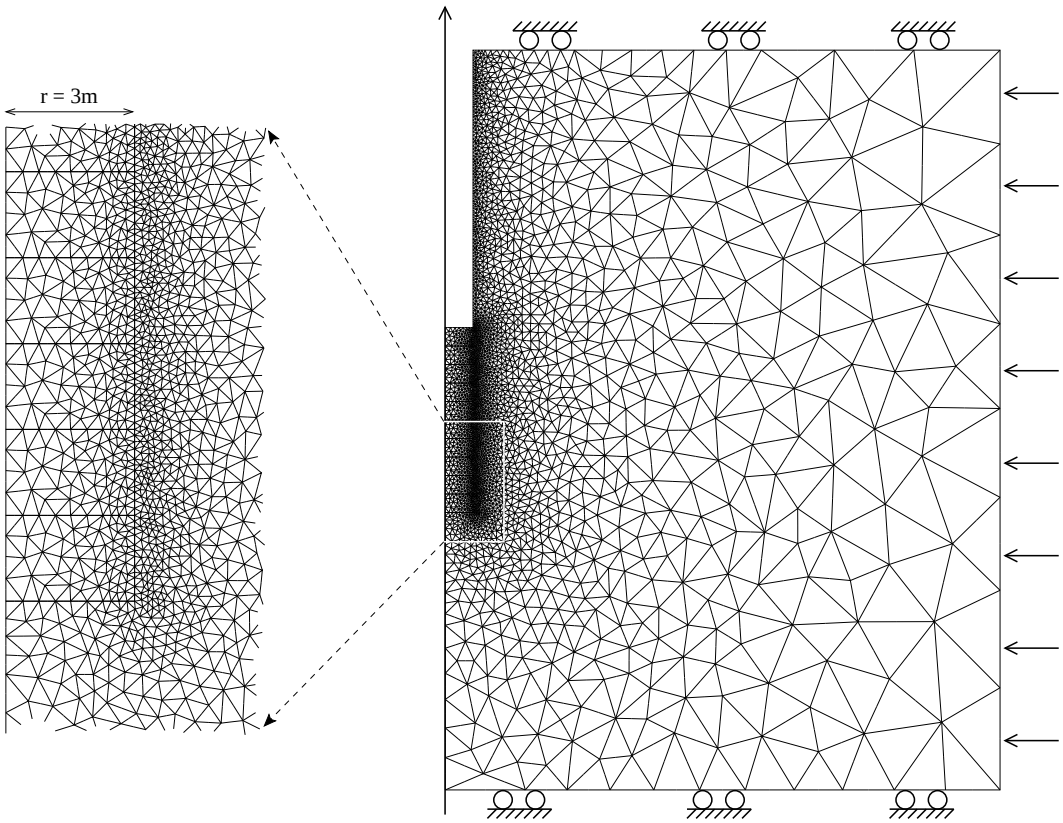

FIG. 6.5 – *Modélisation 2D axisymétrique : maillage et conditions aux limites.*

Par ailleurs, nous avons effectué une autre simulation dans laquelle le creusement est instantané (c'est-à-dire qu'il est simulé par un déchargement uniforme sur toute la paroi). On observe que la zone plastique (sur la figure 6.6 à gauche) est quasi-équivalente à celle du creusement pas à pas, mis à part les pics de plastification. On retrouve cette équivalence sur la figure 6.7 qui montre les convergences en fonction de la distance au front.

Remarquons que lorsque l'on s'éloigne du front (grosso modo lorsque $d \geq 4a = 12$ m), les résultats sont équivalents à ceux du calcul 1D (chapitre 5) : convergence $\approx 12,5$ mm, épaisseur de la zone plastique $\approx 0,7$ m, et norme de la déformation plastique à la paroi $\approx 0,6$ %.

Modèle pré-rupture

On obtient exactement les mêmes conclusions que pour le modèle post-rupture (figure 6.8 et 6.9) : 1) la déformation plastique est très forte localement,

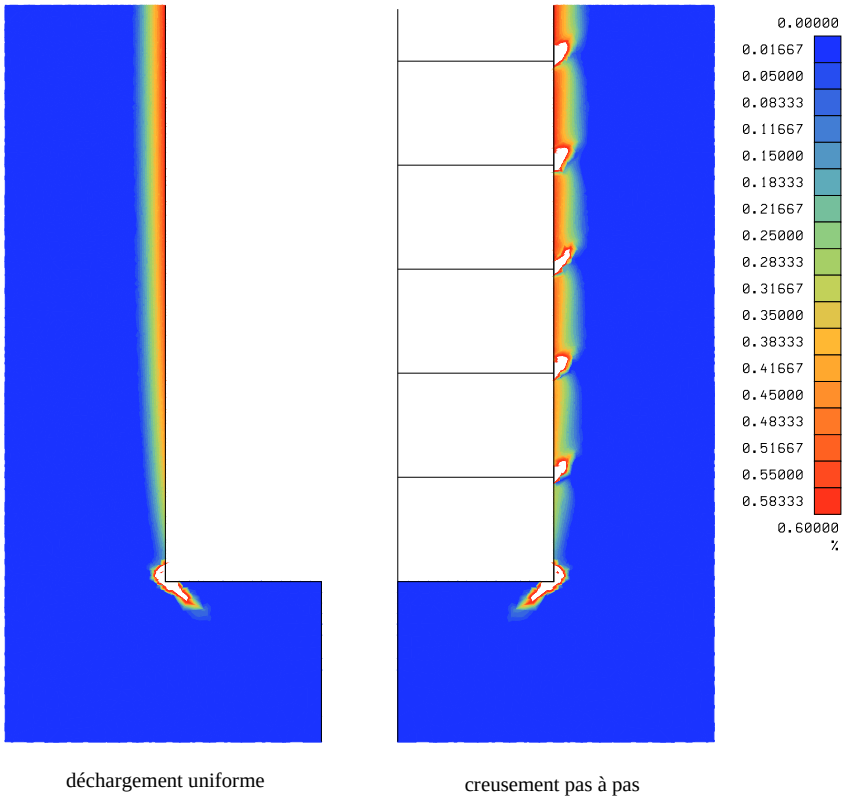

FIG. 6.6 – *Norme de la déformation plastique (modèle post-rupture).*

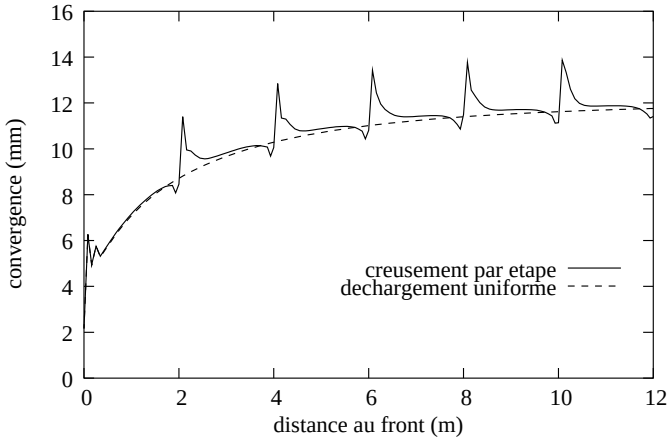

FIG. 6.7 – *Comparaison des convergences (modèle post-rupture).*

au niveau des coins entre le front et la paroi ; 2) il est quasiment équivalent de simuler le creusement par désactivation d'éléments et par un déchargement uniforme ; 3) loin du front, on retrouve les résultats du cas 1D.

Modèle compaction

En revanche, avec le modèle compaction, on observe que le creusement par étape a une influence sur la réponse mécanique du massif. En effet, les deux modélisations ne sont pas équivalentes (figures 6.10 et 6.11), en particulier près de la paroi : l'intensité de la plastification est beaucoup plus faible dans le cas du creusement par étape (il en est de même pour la convergence). Ce résultat reste valable même loin derrière le front. Cela est dû au fait que la zone plastique est très étendue (en fait tout le massif entre en plasticité, par définition – voir le chapitre précédent). Les déformations plastiques qui sont créées en avant du front ont tendance à compacter le matériau qui par la suite se déforme moins lorsque le front s'approche (écrouissage positif).

Bien entendu le cas 2D axisymétrique avec déchargement uniforme donne exactement les mêmes résultats que le cas 1D, dès qu'on s'éloigne du front.

Cependant il est possible par un calcul 1D de retrouver avec une très bonne précision les résultats loin du front pour le cas 2D avec creusement pas à pas. Il suffit pour cela de modifier la valeur du paramètre B_1 (qui traduit la résistance dans l'expression du critère de Drücker-Prager) dans les calculs 1D : choisir $B_1 = 10,0$ MPa au lieu de $B_1 = 8,4$ MPa, sans changer ni l'écrouissage ni le potentiel. On obtient alors des profils quasi-équivalents pour toutes les grandeurs mécaniques. Cette astuce permet donc de bien rendre compte du phénomène de compaction, sans qu'il soit nécessaire de simuler toutes les étapes du creusement.

Notons que si ce phénomène ne s'est pas produit dans les cas post-rupture et pré-rupture, c'est parce que avant le passage du front il n'y a aucune plastification dans le massif (pour $r \geq 3$ m, car il y a des plastifications au niveau du front).

6.3.2 Influence du soutènement

A partir du même maillage que précédemment, nous avons simulé l'influence du soutènement tel qu'il est préconisé par l'Andra : du béton est coulé par tranches de 6 m dès que la distance non soutenue atteint 16 m. L'épaisseur de ce soutènement est de 50 cm, et les paramètres élastiques du béton sont $E_b = 40500$ MPa et $\nu_b = 0,2$.

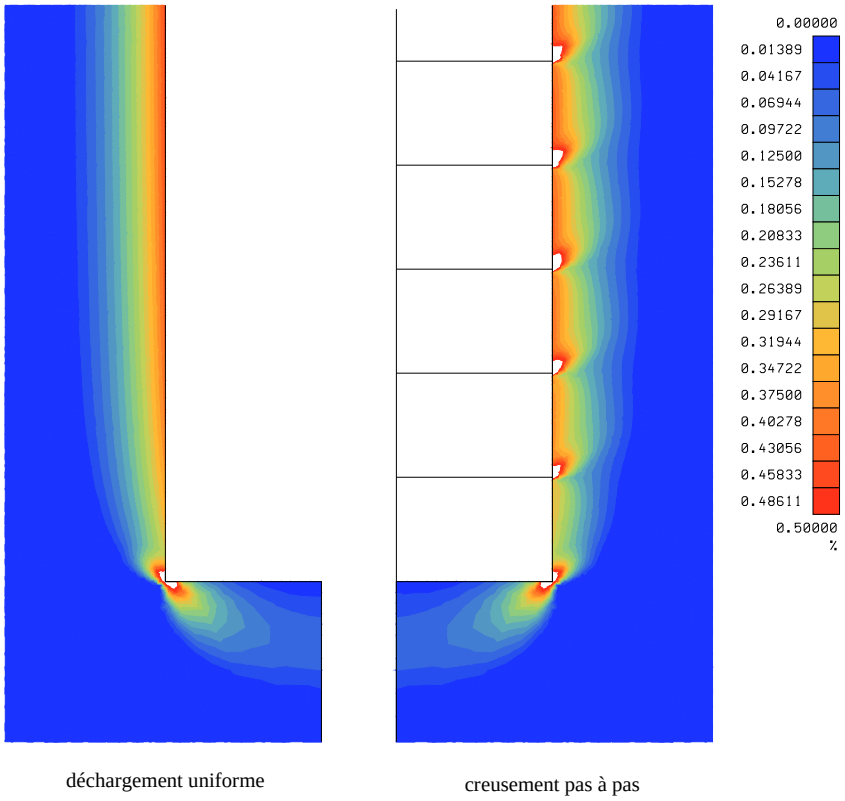

FIG. 6.8 – *Norme de la déformation plastique (modèle pré-rupture).*

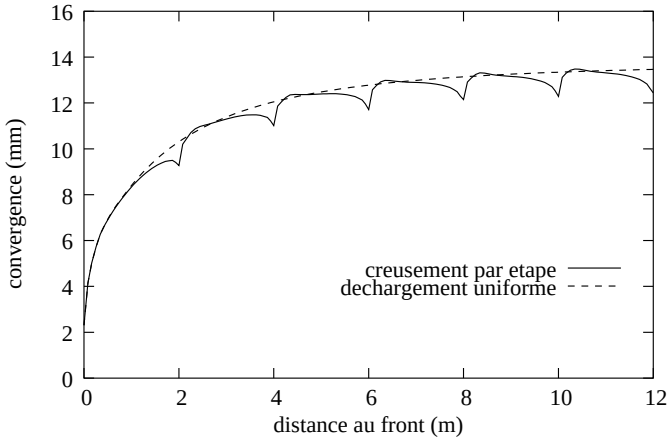

FIG. 6.9 – *Comparaison des convergences (modèle pré-rupture).*

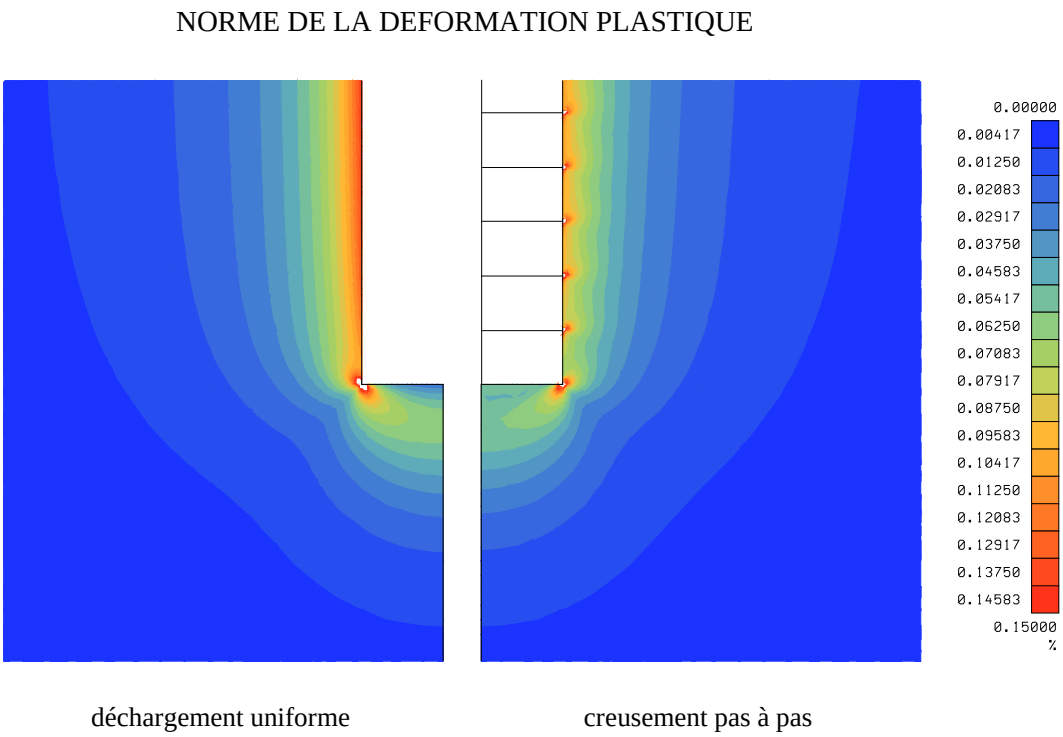

FIG. 6.10 – *Norme de la déformation plastique (modèle compaction).*

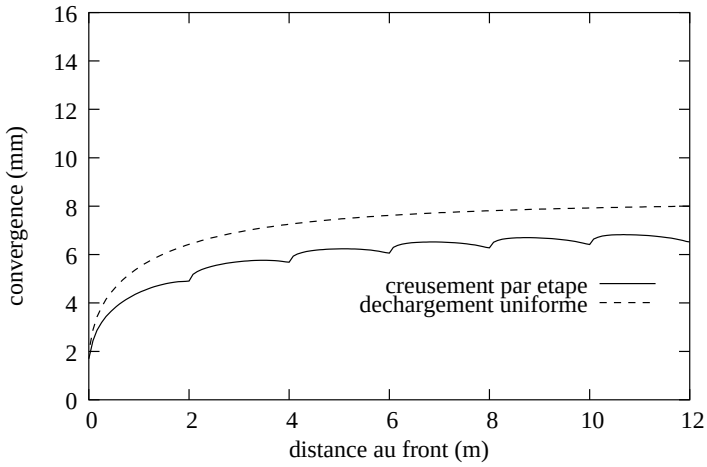

FIG. 6.11 – *Comparaison des convergences (modèle compaction).*

Pour simuler ce soutènement il a été nécessaire de définir des éléments supplémentaires, qui ont ensuite été activés par blocs tous les 6 m (pour le creusement, nous avons considéré des volées de 6 m et non 3 volées de 2 m, car nous avons vu dans la section précédente que la prise en compte de ces volées a peu d'influence sur le résultat final).

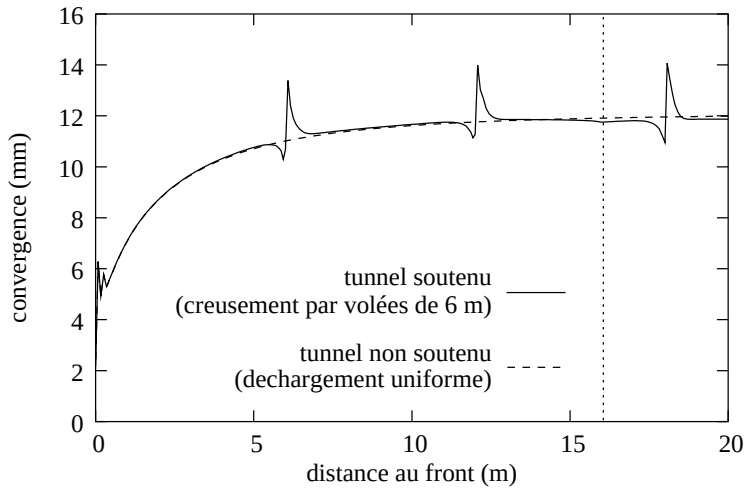

FIG. 6.12 – *Influence du soutènement sur la convergence des parois (modèle post-rupture) ; le soutènement est posé par tranches de 6 m, et la distance maximale non soutenue est de 16 m.*

Analysons les résultats dans le cas du modèle post-rupture. La figure 6.12 présente la convergence des parois en comparaison avec celle obtenue dans le cas du puits non soutenu. Les deux courbes sont quasi-identiques ! Ajoutons que la tendance est exactement la même pour les modèles pré-rupture et compaction. Ceci est logique puisque le soutènement est posé très loin du front. Pourquoi si loin ? Justement pour pouvoir observer *in situ* la réponse du massif, sans influence du soutènement.

Indiquons les ordres de grandeur des contraintes et du déplacement radial dans le soutènement. Pour cela considérons une tranche de soutènement (50 cm d'épaisseur et 6 m de hauteur) située loin du front. Précisons d'abord qu'au sein de cette tranche, les contraintes et les déplacements ne sont pas uniformes : ils sont à peu près constants sur l'épaisseur, mais dépendent fortement de la hauteur ; en effet, la partie basse de la tranche est beaucoup plus chargée que la partie haute (les contraintes dans la partie basse valent environ 10 fois celles de la partie haute). En faisant une moyenne de ces grandeurs sur toute la tranche

on obtient :

$$\begin{aligned}\tilde{u}_r &\approx -0,06 \text{ mm}\\ \tilde{\sigma}_{rr} &\approx -0,08 \text{ MPa}\\ \tilde{\sigma}_{\theta\theta} &\approx -0,9 \text{ MPa}\\ \tilde{\sigma}_{zz} &\approx -0,2 \text{ MPa}\end{aligned}$$

6.3.3 Equivalence entre les cas 1D et 2D axisymétrique

Nous avons montré que pour les modèles post-rupture et pré-rupture, la réponse mécanique loin du front est strictement équivalente à celle du cas 1D. Mais qu'en est-il lorsqu'on se situe proche du front (*i.e.* réponse mécanique au cours du creusement) ?

Il est possible de définir une évolution du taux de déconfinement en fonction de la distance au front (pour le calcul 1D) de telle sorte que les cas 1D et 2D axisymétrique soient équivalents en termes de convergence des parois. Pour déterminer une telle évolution (figure 6.13, avec le modèle post-rupture), nous avons compilé les résultats de plusieurs dizaines de calculs 1D avec différents taux de déconfinement. Mais si l'on veut obtenir une équivalence en termes de zone plastique, alors une autre évolution du taux de déconfinement est nécessaire (figure 6.13). Bien entendu, ces deux courbes se rejoignent loin derrière le front. Mais elles sont nettement différentes pour les petites distances au front (entre 50 cm et 2 m ; rappelons que le rayon du puits est de 3 m). Enfin, la courbe qui traduit l'équivalence en termes de zone plastique n'est pas définie pour des distances inférieures à 50 cm (à cause de l'effet de coin), et encore moins pour les distances négatives (car aucune plastification n'apparait avant le passage du front).

Avec le modèle pré-rupture, on obtient des évolutions du taux de déconfinement quasi-équivalentes à celles que nous venons de voir. Il en est de même avec le modèle compaction, à condition de modifier le paramètre B_1 pour le calcul 1D, comme nous l'avons indiqué précédemment.

6.3.4 Conclusion

La prise en compte de l'avancée du front par volées a peu d'influence sur la réponse mécanique du massif. En effet, un simple calcul 2D axisymétrique avec un déchargement uniforme est suffisant pour simuler le creusement du puits (sauf dans le cas de la compaction).

Les résultats loin du front sont équivalents à ceux que l'on avait obtenus dans le cas 1D. Plus généralement, nous avons déterminé comment doit

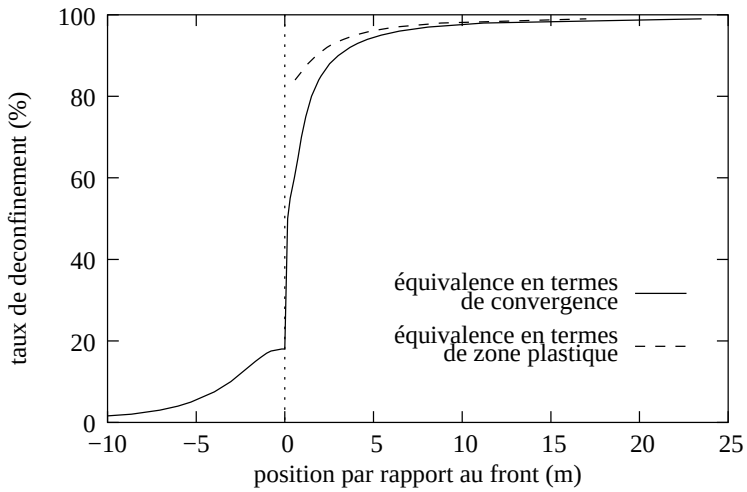

FIG. 6.13 – *Evolution du taux de déconfinement en fonction de la distance au front pour que les cas 2D axisymétrique et 1D soient équivalents (modèle post-rupture).*

évoluer le taux de déconfinement en fonction de la distance au front pour obtenir une équivalence entre les cas 1D et 2D axisymétrique.

D'autre part, le soutènement n'exerce aucune influence sur la réponse mécanique instantanée du massif, car il est posé très loin du front (en revanche, il sera sollicité par les déformations viscoplastiques). Cela signifie que le déconfinement du massif est total.

On peut donc simuler le creusement en se plaçant dans le plan horizontal (hypothèse des déformations planes), et en annulant la contrainte radiale sur la paroi interne du puits.

Enfin, nous avons réalisé des modélisations H-M sur cette configuration 2D axisymétrique, mais nous ne montrons pas les résultats car ils présentent exactement les mêmes tendances générales que celles qui ont été décrites dans le cas 1D (toute la plastification est causée lors du déchargement mécanique, même si on retrouve une seconde phase de plastification, très rapide et peu importante, dans les cas post-rupture et pré-rupture ; par la suite la diffusion hydraulique renforce la stabilité ; etc...).

6.4 Effets de l'anisotropie des contraintes initiales

L'anisotropie des contraintes naturelles horizontales semble indéniable (voir la section 6.2). Nous cherchons ici à évaluer son influence sur la réponse mécanique au creusement du puits.

Nous avons donc effectué des modélisations 2D sous l'hypothèse des déformations planes, pour chacune des 3 lois de comportement que nous avons définies. Le maillage utilisé est représenté sur la figure 6.14. Il comporte 8323 nœuds. Les éléments sont des quadrilatères de Lagrange à 9 nœuds. Les nœuds sont très rapprochés près de la paroi du puits, surtout dans la direction axiale (environ tous les centimètres). Une telle densité de nœuds est nécessaire principalement pour le problème hydraulique (couplage H-M saturé). La limite extérieure a été fixée très loin de la paroi : 200 m.

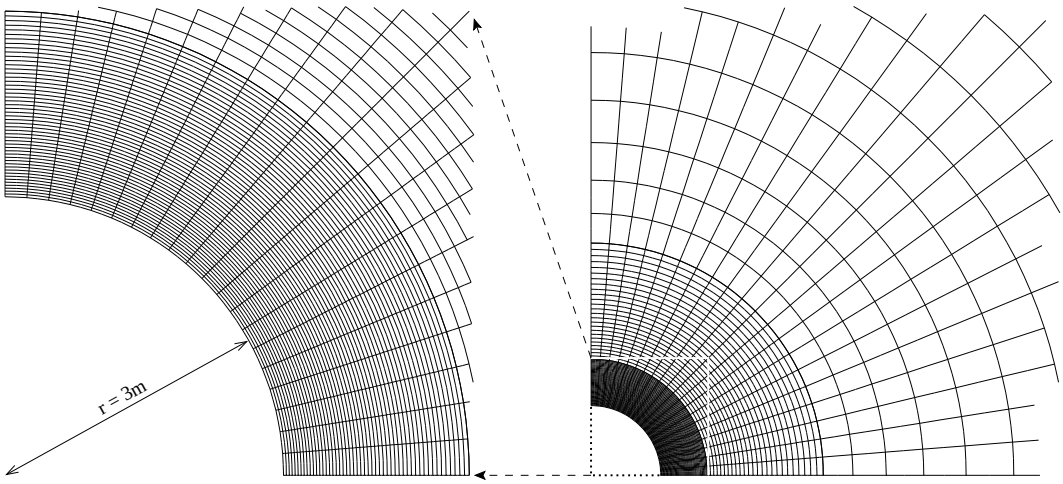

FIG. 6.14 – *Maillage pour la modélisation 2D en déformation plane.*

Les contraintes initiales imposées sont les suivantes :

$$\sigma_v = -12 \text{ MPa}$$
$$\sigma_H = -14 \text{ MPa}$$
$$\sigma_h = -10 \text{ MPa}$$

Nous avons volontairement choisi une contrainte moyenne $\sigma_m = -12$ MPa, pour pouvoir comparer les résultats avec ceux des modélisations précédentes (1D et 2D axisymétrique).

6.4.1 Modèle élastique post-rupture

Nous avons gardé la faible résistance à la compression simple $R_c = 15$ MPa, car c'est cette valeur qui a été utilisée dans les calculs précédents.

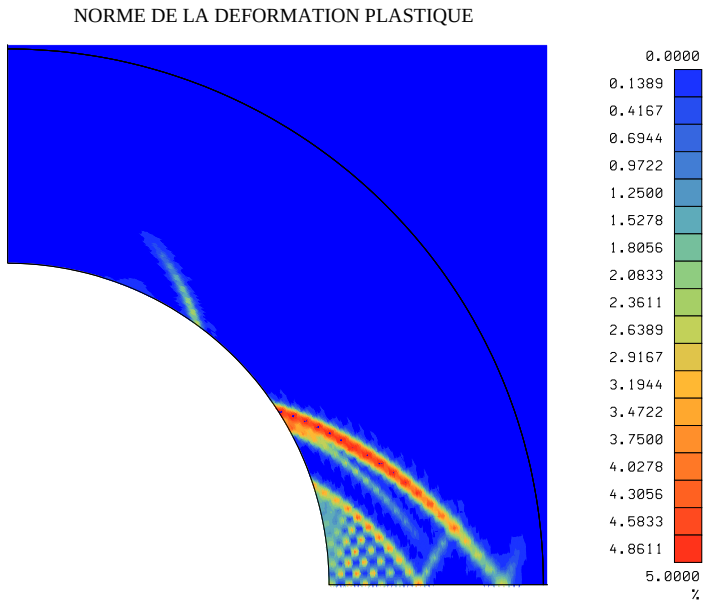

FIG. 6.15 – *Exemple de localisation de la déformation plastique (modèle post-rupture avec une précision de 0,1 MPa sur le critère).*

La figure 6.15, qui présente la norme de la déformation plastique, montre un phénomène de localisation de la déformation : la déformation plastique est très forte (la norme atteint 5%) le long de quelques bandes assez fines. Notons que le processus itératif qui gère la plasticité n'a pas convergé (la méthode utilisée par le code de calcul VIPLEF est la méthode dite des contraintes initiales[2]). Les résultats présentés ont été obtenus après 1000 itérations, et la précision imposée sur le critère de plasticité est de 0.1 MPa[3]. Cela signifie que le code de calcul ne réussit pas à satisfaire conjointement la loi de

[2]Le principe de cette méthode est de traiter un problème d'élasto-plasticité dont l'état initial est $\underline{\sigma}_0$ comme un problème d'élasticité pure (avec les mêmes paramètres élastiques) dont l'état initial est $(\underline{\sigma}_0 - \underline{\underline{H}}:\underline{\varepsilon}^p)$.

[3]Dans la méthode des contraintes initiales, une itération peut se décomposer en 3 étapes : 1) un calcul élastique ; 2) un test pour repérer les points où le critère F dépasse la valeur 0, avec une tolérance correspondant à la précision imposée sur le critère ; et 3) la résolution de l'équation $F = 0$, ce qui permet de calculer les nouveaux incréments de déformation plastique. Cette précision n'intervient donc qu'à l'étape 2.

comportement et la loi de l'équilibre.

Nous avons effectué la même modélisation pour différents maillages (mailles plus ou moins fines, éléments rectangulaires ou triangulaires) et différentes conditions de calcul (plusieurs pas de déchargement, précision plus ou moins fine imposée sur le critère). Les tendances sont les suivantes :

- une localisation de la déformation plastique apparait quelque soit le maillage, et quelque soit le pas de déchargement, mais les bandes changent d'une modélisation à l'autre (nombre de bandes, largeur, intensité de la déformation). Cependant elles présentent deux orientations caractéristiques que l'on retrouve dans toutes les modélisations : elles font un angle d'environ 50° avec la direction radiale (+50° et -50°).
- il arrive que le processus itératif converge après plusieurs centaines de calculs. Mais les résultats présentent exactement les mêmes tendances.
- la localisation n'apparait pas si la précision sur le critère dépasse une certaine valeur, qui est le plus souvent comprise entre 1 et 2MPa.

Nous avons également effectué des modélisations en modifiant l'écrouissage de la loi post-rupture : elles montrent que ce phénomène de localisation de la déformation est dû à l'écrouissage fortement négatif qui simule le comportement post-rupture. En effet, lorsque l'écrouissage est moins négatif aucune localisation n'apparait.

Nous avons souhaité nous affranchir de cette localisation afin de mieux visualiser la zone potentiellement en rupture, et surtout afin de pouvoir comparer les résultats aux simulations 1D et 2D axisymétrique. Pour cela nous avons imposé une précision sur le critère de rupture de 1,5 MPa. Les résultats de cette modélisation sont présentés sur les figures 6.16 et 6.17 (carte de la norme de la déformation plastique, et profil des contraintes le long de l'axe X – l'axe horizontal). Des différences apparaissent par rapport au cas 1D :

1. la zone plastique est polarisée en azimut ; elle est concentrée près de l'axe X, tandis qu'il n'y a pas de plastification le long de l'axe Y.
2. l'intensité de la plastification est nettement supérieure à celle du cas 1D ; en effet, le long de l'axe X, la phase résiduelle est atteinte [4] (alors qu'elle ne l'était pas en 1D), la norme de la déformation plastique à la paroi vaut 1,6 % (0,65% dans le cas 1D), et la profondeur de la zone plastique est de 1,3 m (0,7 m dans le cas 1D).

[4] Remarquons qu'à la paroi, le déviateur $q = |\sigma_\theta - \sigma_r|$ est légèrement supérieur à la résistance résiduelle $R_r = 10$ MPa à cause de la précision imposée sur le critère (1,5 MPa).

Seules les convergences sont peu différentes par rapport au calcul 1D (14,5 mm en moyenne pour le cas 2D contre 12,5 mm en 1D).

L'influence de l'anisotropie des contraintes naturelles horizontales est donc forte sur la zone en rupture.

6.4.2 Modèle pré-rupture

Avec le modèle pré-rupture (figures 6.18 et 6.19), on observe les mêmes tendances générales que dans le cas précédent : polarisation de la zone plastique, avec une forte plastification dans la direction X.

Sur la figure 6.19, nous avons ajouté les contraintes correspondant au calcul purement élastique. On observe donc comme dans le cas 1D que le phénomène de pré-rupture a pour effet de diminuer fortement la contrainte orthoradiale en valeur absolue $|\sigma_\theta|$ à la paroi. Le déviateur $q = |\sigma_\theta - \sigma_r|$ est donc beaucoup plus faible à la paroi que dans le cas élastique : 21 MPa à la paroi au lieu de 32 MPa[5]. Le critère de rupture est donc dépassé, mais la zone en rupture sera beaucoup plus petite que dans le cas élastique post-rupture.

Qu'en est-il de la rupture si l'on considère maintenant le critère de rupture moyen, c'est-à-dire avec $R_c = 25$ MPa ?

Si l'on veut, comme nous l'avions décidé au chapitre 4, que la résistance à la pré-rupture soit deux fois plus faible que la résistance à la rupture, il faut refaire une modélisation avec $R_p = 12,5$ MPa (au lieu de $R_p = 7,5$ MPa). Les résultats sont globalement les mêmes, c'est pourquoi nous ne présentons que le profil des contraintes le long de l'axe X (figure **??**). On observe que le déviateur à la paroi est légèrement plus grand que dans le cas $R_p = 7,5$ MPa : $q = 22,5$ MPa. Aucune rupture ne sera donc créée dans le massif !

6.4.3 Modèle compaction

Cette fois encore nous avons considéré que le critère est juste atteint pour l'état initial de contraintes. Les résultats sont présentés sur les figures 6.21 et 6.22. La plastification est polarisée, avec un maximum dans la direction X. Mais contrairement au cas 1D, tout le massif n'entre pas en plastification : en effet, le long de l'axe Y la zone plastique n'est profonde que de 2.5 m (elle est infinie dans la direction X).

[5]Dans le cas élastique, on peut calculer analytiquement les contraintes dans le massif. Notons qu'elles ne dépendent que de σ_H et de σ_h, mais pas des paramètres élastiques. A la paroi $\sigma_\theta = 3\sigma_H - \sigma_h = -32$ MPa sur l'axe X, et $\sigma_\theta = 3\sigma_h - \sigma_H = -16$ MPa sur l'axe Y

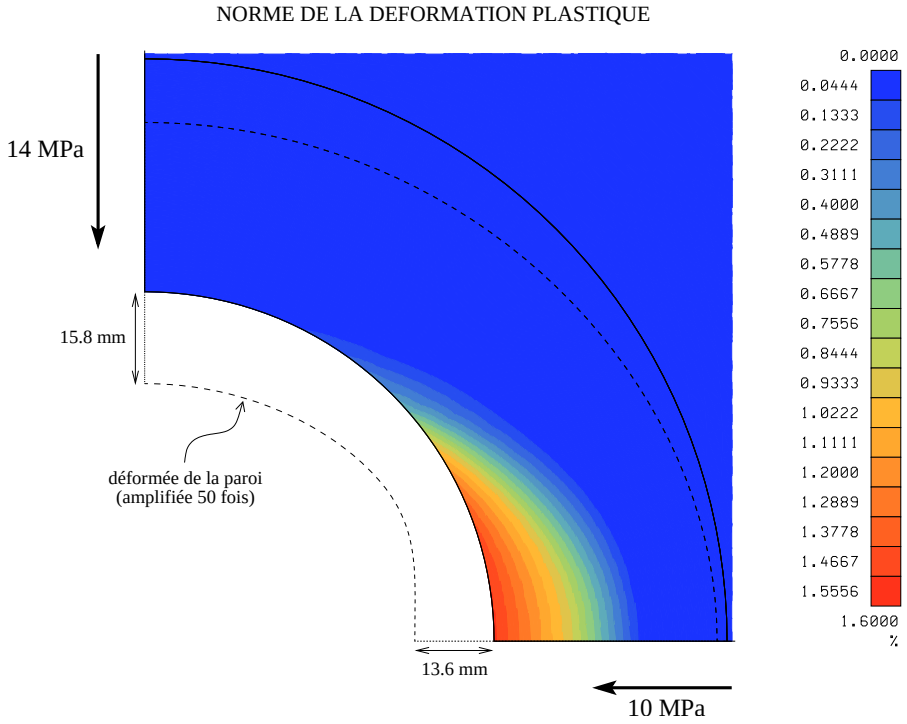

FIG. 6.16 – *Modélisation 2D en déformation plane (modèle post-rupture).*

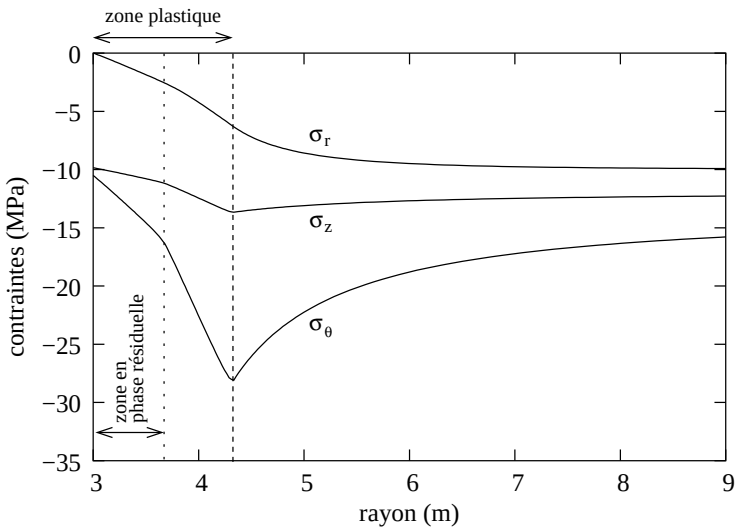

FIG. 6.17 – *Profil des contraintes le long de l'axe X (modèle post-rupture).*

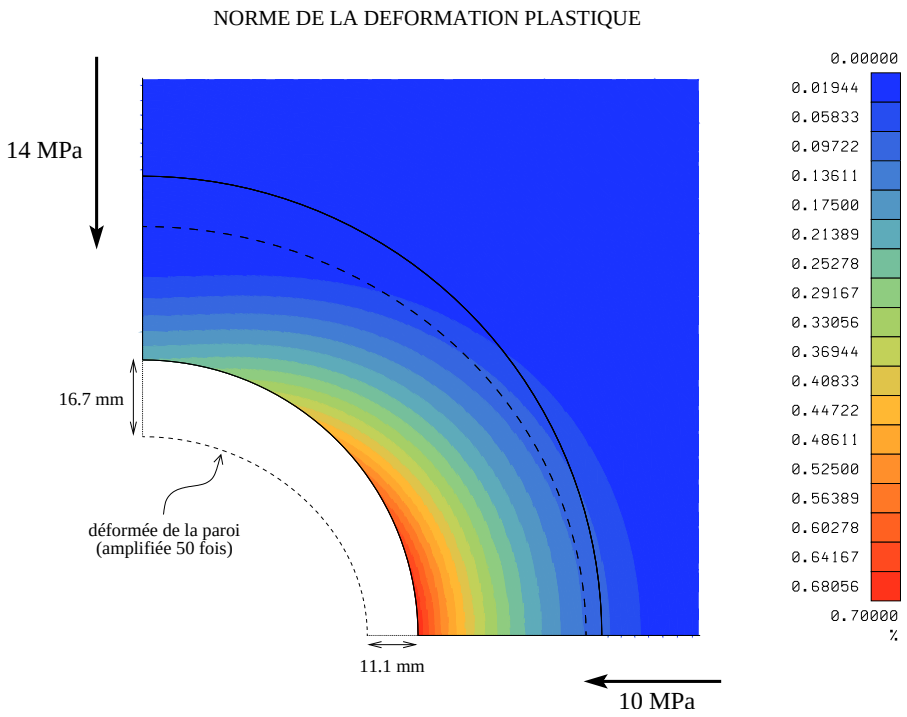

FIG. 6.18 – *Modélisation 2D en déformation plane (modèle pré-rupture).*

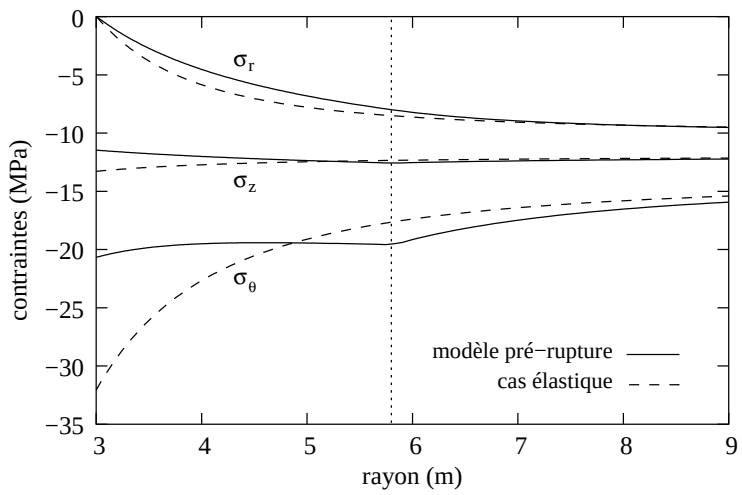

FIG. 6.19 – *Profil des contraintes le long de l'axe X (modèle pré-rupture).*

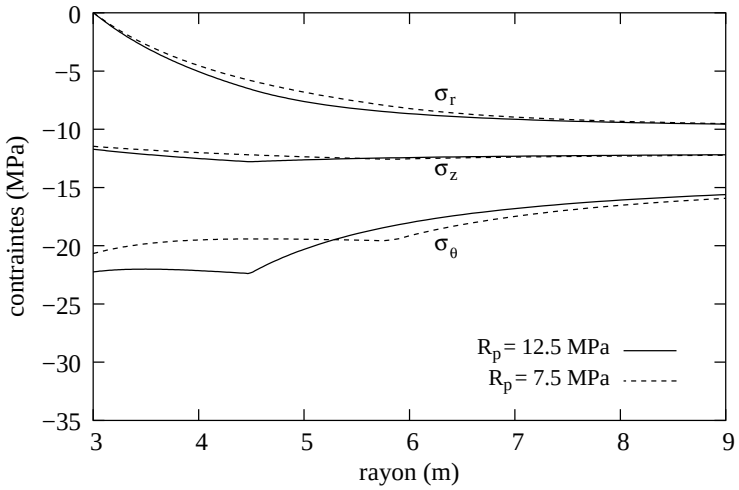

FIG. 6.20 – *Profil des contraintes le long de l'axe X (modèle pré-rupture) pour 2 résistances différentes :* $R_p = 12,5$ *MPa et* $R_p = 7,5$ *MPa.*

La comparaison avec le cas élastique montre, comme dans le cas 1D et comme pour la pré-rupture, que la compaction a tendance à diminuer le déviateur à la paroi ($q = |\sigma_\theta - \sigma_r| = 26$ MPa au lieu de 32 MPa).

6.4.4 Conclusion

Comme dans le cas 1D, la non prise en compte des déformations irréversibles qui apparaissent avant la rupture conduit à surestimer grandement la zone en rupture. En effet, la pré-rupture a elle seule permet d'obtenir un équilibre dans le massif qui ne viole pas le critère de rupture moyen ($R_c = 25$ MPa). En outre, il est probable que si l'on considère une loi plastique à deux mécanismes de plasticité (compaction et pré-rupture), leurs effets en termes de contraintes s'additionnent comme dans le cas 1D. Par conséquent la stabilité du massif vis-à-vis de la rupture serait renforcé.

D'autre part, l'influence de la diffusion hydraulique sur la réponse mécanique (par l'intermédiaire du couplage H-M saturé) est exactement la même que dans le cas 1D. Les tendances sont les suivantes :

1. pour une durée de creusement donnée, les grandeurs mécaniques évoluent très peu au cours de la diffusion hydraulique, et surtout elles jouent dans le sens de la stabilité par rapport au critère de rupture. Ainsi toute la déformation plastique est créée au cours du déchargement mécanique (ou juste après, au cours de ce que nous avions appelé la seconde phase de

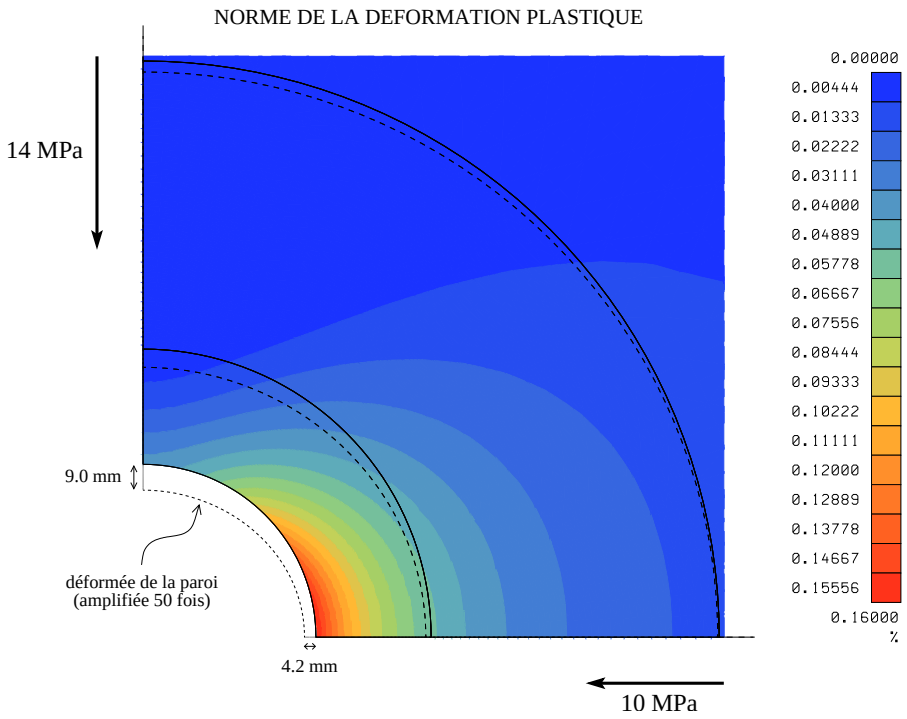

FIG. 6.21 – *Modélisation 2D en déformation plane (modèle compaction).*

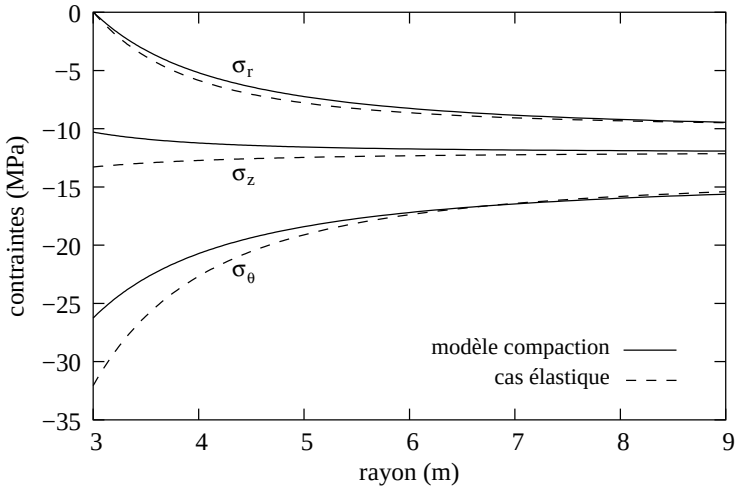

FIG. 6.22 – *Profil des contraintes le long de l'axe X (modèle compaction).*

plastification).

2. c'est donc la durée du creusement qui exerce une influence sur la zone plastique : plus le creusement est lent (*i.e.* plus les pressions de pore ont le temps de diminuer avant que la structure ne soit complètement déchargée mécaniquement), et plus la zone plastique sera petite. Mais cette influence est limitée.

Par conséquent, le couplage H-M n'est pas un phénomène prépondérant pour caractériser la zone endommagée.

6.5 Conclusion

La prise en compte du phasage des opérations de creusement n'influence pas la réponse mécanique du massif. De plus le soutènement tel qu'il est préconisé par l'Andra n'a aucun effet vis-à-vis du comportement mécanique instantané (ni même vis-à-vis du couplage H-M saturé). On peut donc se passer de la dimension parallèle à l'axe du puits.

En revanche, l'anisotropie des contraintes naturelles horizontales influence fortement la réponse mécanique du massif. La zone endommagée présente une polarisation en azimut, avec une intensité des déformations irréversibles maximale dans la direction de σ_h ($N63°$). De plus, les modélisations ont confirmé l'importance de bien caractériser le comportement mécanique dans la phase pré-rupture. En effet, la prise en compte du phénomène de pré-rupture conduit à une situation stable vis-à-vis de la rupture, alors que dans le cas d'un comportement élastique jusqu'à la rupture, la zone en rupture n'est pas négligeable (1,6 m de profondeur dans la direction X).

Par conséquent, la configuration 2D en déformation plane est suffisante pour caractériser la zone endommagée due au creusement du puits de Bure. Mais il sera nécessaire d'implémenter la loi de comportement unifiée (au moins en ce qui concerne la compaction et la pré-rupture) pour obtenir des prédictions réalistes de l'expérimentation REP.

Conclusion générale et perspectives

L'objectif de cette thèse était de dégager les "phénomènes importants" qui, d'une part caractérisent le comportement mécanique des argilites de l'Est, et d'autre part seront susceptibles de contrôler la zone endommagée induite par le creusement du puits de Bure. Le but final étant de fournir des prédictions réalistes pour une future confrontation avec les mesures *in situ* (expérimentation REP). Rappelons rapidement les principaux résultats présentés dans ce mémoire, qui permettent de conclure quant à ces "phénomènes importants".

1. Comparaison entre les différentes séries d'essais

Nous avons observé que, malgré la dispersion des résultats expérimentaux, chaque série d'essais [6] a sa propre cohérence, que ce soit en termes de propriétés élastiques, de résistance à la rupture, et de capacité au fluage.

Les différences entre les séries peuvent être très importantes (largement supérieures à la dispersion). Elles s'expliquent non pas par des hétérogénéités au sein du matériau, mais par des différences dans les protocoles expérimentaux. Elles permettent en particulier de conclure que l'eau exerce une influence très grande sur le comportement mécanique des argilites de l'Est :

- les propriétés mécaniques des échantillons qui ont été mis en contact avec de l'eau sous pression au cours d'une phase de resaturation sous confinement se dégradent fortement
- la résistance mécanique augmente sensiblement lorsque le matériau sèche
- enfin, l'effet d'une pression de pore sur la réponse mécanique (*i.e.* le concept des contraintes effectives) n'est pas significatif ; cela signifie que le couplage H-M saturé n'est pas un phénomène prépondérant vis-à-vis du comportement des argilites de l'Est.

[6] une série est une campagne d'essais réalisée par un laboratoire avec un protocole particulier sur des échantillons qui peuvent provenir de différentes profondeurs

C'est la confrontation des résultats expérimentaux provenant des différentes séries d'essais qui a permis de mettre en évidence ces interactions entre l'eau et les argilites de l'Est. Cette confrontation est donc indispensable, pour identifier et valider les "phénomènes".

2. Comportement mécanique instantané

Le phénomène le plus marquant sur les courbes effort-déformation est la rupture. C'est aussi le plus néfaste vis-à-vis de la sûreté du stockage, car il est clair que la rupture induit de très fortes augmentations de la perméabilité (que nous ne savons pas quantifier).

Mais les essais montrent qu'il existe aussi 2 types différents de déformation irréversible qui apparaissent avant la rupture :

1. une compaction : la première partie des courbes effort-déformation est certes linéaire, mais elle n'est pas réversible. On a mis en évidence une déformation plastique contractante très précoce.
2. une pré-rupture : les deux courbes effort-déformation axiale et radiale s'applatissent avant la rupture, ce qui résulte probablement de la création d'une micro-fissuration.

Nous avons décrit ces 3 types de déformations irréversibles par 3 lois de plasticité très simples (basées sur les critères et potentiels de Mohr-Coulomb et Drücker-Prager). Ces 3 mécanismes peuvent être pris en compte simultanément, grâce à une loi de plasticité multi-mécanismes.

Les phénomènes de compaction et de pré-rupture se traduisent probablement par des modifications de la perméabilité (en particulier la pré-rupture). Mais ce que nous avons mis en évidence, c'est que leur prise en compte dans une loi de comportement complète a pour effet de réduire considérablement la zone en rupture dans les modélisations de creusement du puits (par rapport au cas d'un comportement élastique jusqu'à la rupture). En effet, on obtient même des équilibres sans que le critère de rupture ne soit atteint, alors que le modèle élastique post-rupture prédit des zones en rupture non négligeables.

C'est pourquoi il est nécessaire de décrire le plus finement possible le comportement mécanique des argilites de l'Est, en particulier dans le domaine avant-rupture.

3. Phénomènes différés

Après le déconfinement causé par le creusement du puits, plusieurs phénomènes différés vont modifier l'équilibre mécanique existant (qui dépend uniquement du comportement mécanique instantané) : les déformations différées, la diffusion des pressions interstitielles, et la désaturation près de la paroi. Les modélisations ont permis de tirer les conclusions suivantes :

1. La désaturation agit doublement en faveur de la stabilité (diminution des déviateurs de contrainte, et augmentation de la résistance mécanique), sauf si les déformations de retrait étaient très intenses (car on aurait alors des ruptures par traction). Cela dit, les phénomènes liés à la désaturation (et à la resaturation) sont très mal connus dans le cas des roches argileuses. Des caractérisations expérimentales sont donc à mener, et des modèles à développer.
2. Les déformations différées (liées à la viscosité du matériau) pourraient entrainer une reprise de l'endommagement si, malgré la diminution des déviateurs de contrainte par effet de relaxation, des phénomènes comme la rupture différée se produisaient. Mais un tel phénomène est très mal connu, ce qui nous incite a la plus grande réserve.
3. Le couplage H-M saturé a peu d'influence sur la réponse mécanique du massif : toute les déformations de rupture sont créées lors du déchargement mécanique ; en effet, la diffusion hydraulique qui draine le massif par la suite a tendance à jouer dans le sens de la stabilité ; la seule influence du couplage H-M est donc liée à la durée du creusement (la zone en rupture est d'autant plus petite que le creusement est lent), mais cette influence est faible. Par ailleurs, nous ne sommes pas convaincus de l'existence d'une contrainte effective au sens de Biot pour des roches comme les argilites de l'Est.

   Cependant, il ne faut pas abandonner complètement le couplage hydro-mécanique, car si un soutènement étanche est posé à la paroi ou si le puits se remplit d'eau, alors la pression interstitielle remontera dans le massif et favorisera une reprise de la plastification près de la paroi.

4. Vers une configuration réaliste du creusement du puits

La retro-analyse des convergences mesurées dans le puits de Bure à 95 mètres de profondeur montre sans aucune ambiguité que les contraintes naturelles horizontales sont anisotropes à cette profondeur. Or une telle anisotropie influence fortement la zone endommagée autour du puits (polarisation, plastifications très fortes dans la direction de σ_h).

En revanche, dans les modélisations, la prise en compte de manière rigoureuse des opérations de creusement n'est pas indispensable. De plus le soutènement n'a aucune influence vis-à-vis du comportement mécanique instantané. Par conséquent, on peut simuler le creusement en appliquant un taux de déconfinement sur la paroi interne du puits. Une configuration 2D, en déformation plane, et avec des contraintes initiales horizontales anisotropes nous semble donc très pertinente pour prédire l'expérimentation "REP".

5. Perspectives

La première suite à donner à ce travail est d'introduire dans un code de calcul la loi de comportement à trois mécanismes simultanés de plasticité que nous avons définie, afin de simuler plus finement que nous ne l'avons fait l'expérimentation "REP" (creusement du puits de Bure entre 460 et 475 m de profondeur). En fait il suffit de considérer seulement les deux premiers mécanismes, car nous avons montré que la rupture ne sera pas atteinte dans les modélisations (ce qui pourra toujours être contrôlé *a posteriori*).

Mais la perspective la plus riche, est le retour d'expérience que constitue l'expérimentation "REP" (2005). Plusieurs types d'observation devraient apporter des informations très intéressantes :

- observation directe (à l'œil) des parois du puits : existe-t-il une fracturation et/ou une fissuration ? si oui, y a-t-il une polarisation en azimut en rapport avec l'anisotropie horizontale des contraintes naturelles ? et quelles sont les orientations de ces fissures (fissures par traction ou par cisaillement) ? La réponse à ces questions permettra peut-être de valider les phénomènes que nous avons décrits dans cette thèse, ou bien d'en identifier de nouveaux, comme ceux qui sont liés à la désaturation.
- observations géophysiques : des méthodes comme le géo-radar permettront de sonder le massif à partir de mesures effectuées à la paroi du puits. Leur interprétation donnera peut-être une image de la zone endommagée.
- observations géomécaniques : les mesures de convergence des parois, et de contraintes et déformations en différents points du massif au cours du creusement du puits permettront elles aussi de valider les phénomènes que notre loi de comportement simule, et éventuellement de recaler certains paramètres mécaniques utilisés pour la modélisation.

Les expérimentations en grandeur réelle sont en effet indispensables pour valider les phénomènes observés sur échantillons, et recaler les paramètres utilisés pour la modélisation.

Annexe A

Compléments de poro-élasticité

Nous avons présenté dans la section 2.2.1 les équations de base de la poro-élasticité. Nous détaillons ici certains aspects qui ont été abordés rapidement dans le texte, nous développons les raisonnements et les calculs qui permettent d'établir les relations classiques de la poro-élasticité, et nous discutons la signification pysique de chacun des coefficients poro-élastiques. Les notations sont celles de la section 2.2.1.

A.1 Démonstration de la relation $b = 1 - \frac{K_0}{K_s}$

Soumettons un volume de matériau à une variation de contrainte totale moyenne $\Delta\sigma_m$ et à une variation de pression interstitielle Δp. D'après la loi de contrainte effective (équation 2.4), la variation de volume est :

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta\sigma'_m}{K_0} = \frac{\Delta\sigma_m + b\Delta p}{K_0} \tag{A.1}$$

Puisque le matériau est élastique linéaire, on peut appliquer le principe de superposition. Cette sollicitation peut alors être vue comme la superposition de deux sollicitations (figure A.1) : l'une correspondant à un trajet de chargement où la contrainte totale moyenne est égale à l'opposée de la pression de pore (rappelons que les compressions sont négatives), la variation de pression étant Δp ; l'autre correspondant à une variation de la contrainte totale moyenne égale à $\Delta\sigma_m + \Delta p$ à pression de pore constante. La variation de volume peut donc aussi s'écrire :

$$\frac{\Delta V}{V} = -\frac{\Delta p}{K_s} + \frac{\Delta\sigma_m + \Delta p}{K_0} \tag{A.2}$$

On en déduit assez facilement la relation classique :

$$b = 1 - \frac{K_0}{K_s} \tag{A.3}$$

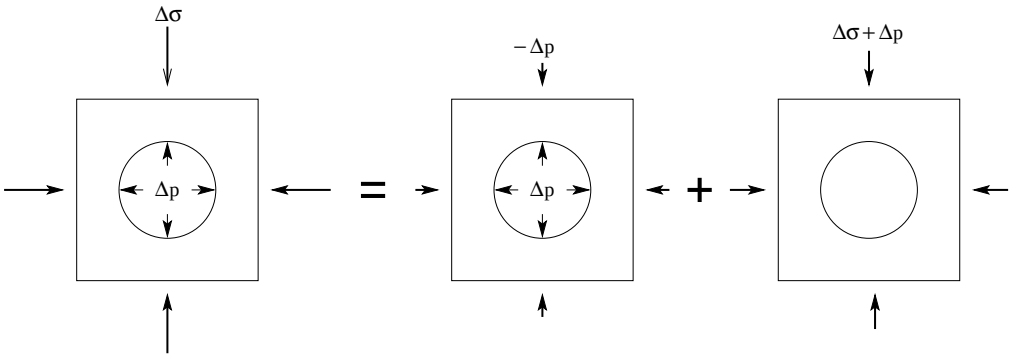

FIG. A.1 – *Application du principe de superposition pour démontrer la relation* $b = 1 - \frac{K_0}{K_s}$.

Ainsi, le coefficient de Biot b ne dépend que du contraste entre les compressibilités du squelette et du solide. Rappelons que nous avons établi cette relation en utilisant uniquement la loi de contraintes effectives.

A.2 Définition du coefficient de Skempton

Supposons maintenant que la sollicitation ($\Delta\sigma_m$, Δp) soit non drainée. La variation de volume du matériau est alors :

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta\sigma_m}{K_u} \tag{A.4}$$

K_u est le module d'incompressibilité non drainé (l'indice u signifie *undrained*).

Mais puisque l'eau, le squelette, et le solide sont considérés élastiques linéaires, il y a donc une relation proportionnelle entre $\Delta\sigma_m$ et Δp :

$$\Delta p = -B_s.\Delta\sigma_m \tag{A.5}$$

B_s est le coefficient de Skempton. Nous discutons les valeurs possibles de B_s dans la section A.5.

En combinant les équations A.1, A.4 et A.5, on obtient la relation :

$$b = \frac{1}{B_s}\left(1 - \frac{K_0}{K_u}\right) \tag{A.6}$$

A.3 La loi de conservation de la masse fluide

A.3.1 Formulation de la loi

Montrons comment l'on peut obtenir la loi de conservation de la masse fluide. Considérons à nouveau un volume de matériau soumis aux deux variations infinitésimales $d\sigma_m$ et dp, et intéressons-nous à la quantité d'eau $\frac{dm}{\rho}$ échangée avec l'extérieur (nous supposons que la densité du fluide ρ reste constante) ; dm est choisi positif lorsque l'eau entre dans le volume considéré. Cette sollicitation peut être vue comme la superposition de deux sollicitations : l'une correspondant à la variation de pression de pore dp à volume constant ($d\sigma'_m = 0$) ; l'autre correspondant à un trajet de chargement drainé (pression de pore constante), où la variation de contrainte totale moyenne est $d\sigma_m + b.dp$. La quantité d'eau échangée avec l'extérieur s'écrit alors :

$$\frac{dm}{\rho} = \frac{dp}{M} + \frac{dV_\phi}{V} \tag{A.7}$$

dV_ϕ est la variation du volume des pores au cours d'une évolution drainée. dV_ϕ est positif lorsque le volume poreux augmente. Puisque le squelette et le solide sont élastiques, il y a une relation proportionnelle entre dV_ϕ et dV valable pour toute sollicitation drainée :

$$\beta = \frac{dV_\phi}{dV} \tag{A.8}$$

Par ailleurs, $tr\underline{\varepsilon} = \frac{dV}{V}$. La loi de conservation de la masse s'écrit donc :

$$\dot{p} = M\left(\frac{\dot{m}}{\rho} - \beta.tr\underline{\dot{\varepsilon}}\right) \tag{A.9}$$

On peut montrer que $\beta = b$ en faisant l'hypothèse qu'il existe une fonction d'état caractérisant l'énergie potentielle du matériau poreux saturé. Cette hypothèse peut s'énoncer aussi de la façon suivante : le travail nécessaire pour passer de l'état initial (pour lequel les 4 grandeurs $\underline{\sigma}$, $\underline{\varepsilon}$, p et m sont nulles) à l'état final ($\underline{\sigma}$, $\underline{\varepsilon}$, p, m) par une évolution quasi-statique isotherme ne dépend pas du trajet suivi. Cette hypothèse est cohérente avec l'hypothèse de poro-élasticité, puisque celle-ci assure la réversibilité des transformations (Biot, 1941). Par conséquent, l'incrément de travail par unité de volume

$$dW = \underline{\sigma} : d\underline{\varepsilon} - \left(\frac{m}{\rho}\right) dp \tag{A.10}$$

est une différentielle totale. Les conditions d'Euler doivent donc être vérifées :

$$\left(\frac{\partial \underline{\sigma}}{\partial p}\right)_{\underline{\varepsilon}} = -\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial m}{\partial \underline{\varepsilon}}\right)_p \tag{A.11}$$

Or d'après la loi de contrainte effective (équation 2.4) :

$$\left(\frac{\partial \underline{\sigma}}{\partial p}\right)_{\underline{\varepsilon}} = -b.\underline{1} \tag{A.12}$$

Et d'après la loi de conservation de la masse (équation A.9) :

$$-\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial m}{\partial \underline{\varepsilon}}\right)_p = -\beta.\underline{1} \tag{A.13}$$

On en déduit donc que $\beta = b$. Finalement, l'équation de conservation de la masse (relation A.9) s'écrit :

$$\dot{p} = M\left(\frac{\dot{m}}{\rho} - b.tr\dot{\underline{\varepsilon}}\right) \tag{A.14}$$

A.3.2 Cas d'une évolution drainée

Pour une évolution drainée ($\dot{p} = 0$), on retrouve l'équation A.8 :

$$b = \frac{dV_\phi}{dV} \tag{A.15}$$

Ainsi, on peut donner une autre signification au coefficient de Biot (par rapport à celle donnée dans la section A.1) : il caractérise la variation du volume poreux par rapport à celle du volume total au cours d'une évolution drainée.

Rappelons qu'en conditions drainées dV_ϕ est égale au volume d'eau échangé avec l'extérieur. On peut donc déterminer b à partir d'un essai drainé en utilisant la relation A.15, à condition d'avoir mesuré le volume d'eau injecté ou éjecté de l'échantillon et d'avoir mesuré la déformation volumique.

Par ailleurs, un essai drainé permet de déterminer les paramètres élastiques du squelette (K_0, E_0 et ν_0).

A.3.3 Cas d'une évolution non drainée

En écrivant l'équation de conservation de la masse (relation A.14) en conditions non drainées ($\dot{m} = 0$), on obtient la relation générale :

$$bM = K_u B_s \tag{A.16}$$

Un essai non drainé permet de déterminer les paramètres élastiques non drainés du matériau (K_u, E_u et ν_u).

A.3.4 Cas d'un chargement isotrope $\sigma = -p$

Dans le cas d'un chargement isotrope σ pour lequel $p = -\sigma$, alors la pression est uniforme dans le solide, et égale à celle du fluide (p). Par conséquent, la réponse mécanique est celle d'un matériau monophasique de module d'incompressibilité K_s. Donc :

$$tr\underline{\varepsilon} = -\frac{p}{K_s} \tag{A.17}$$

En désignant par K_f le module d'incompressibilité du fluide, on obtient :

$$\frac{\dot{m}}{\rho} = \left(\frac{\phi}{K_f} - \frac{\phi}{K_s}\right)\dot{p} \tag{A.18}$$

Ainsi, l'équation de conservation de la masse conduit à la relation :

$$\frac{1}{M} = \frac{\phi}{K_f} + \frac{b-\phi}{K_s} \tag{A.19}$$

Cette relation permet de confirmer la remarque que nous avions faite dans la section 2.2.1 : M représente la compressibilité du solide et du liquide. Nous discutons plus précisément la signification de M dans la section suivante A.3.5.

Notons qu'en effectuant un essai avec un tel trajet de chargement mécanique et hydraulique, on peut déterminer K_s. Il suffit de mesurer la déformation volumique et d'utiliser la relation A.17.

A.3.5 Cas d'une évolution à volume constant

Enfin, en analysant le cas d'une évolution à volume constant ($tr\underline{\varepsilon} = 0$) on peut déduire de l'équation A.14 la relation suivante :

$$M = \rho\left(\frac{\partial p}{\partial m}\right)_{tr\underline{\varepsilon}} \tag{A.20}$$

Cette relation permet de préciser la signification de M. Considérons un volume V rempli d'eau dont la masse volumique est ρ. Soit Q la masse d'eau correspondante ($Q = \rho V$). Alors M est la pression qu'il faut appliquer pour faire entrer cette masse d'eau Q dans un volume V de matériau poreux, au cours d'une expérience à volume de matériau constant.

M est égal à 0 si le fluide est infiniment compressible, mais dans ce cas il n'y a plus de pression interstitielle donc plus de couplage H-M.

A l'inverse M est infini si le fluide et le solide sont incompressibles (par rapport au squelette). Cette hypothèse est souvent retenue pour les matériaux granulaires comme le sable.

A.4 Relations entre les coefficients poro-élastiques

Les coefficients poro-élastiques peuvent être listés de la façon suivante (tableau A.1) :

paramètres élastiques (déformation de la roche)	drainé :	K_0, E_0, ν_0
	non drainé :	K_u, E_u, ν_u
	indépendant des cond. hydrauliques :	$G = \frac{1+\nu_0}{E_0} = \frac{1+\nu_u}{E_u}$
coefficients de couplage (influence du fluide)	b, M, B_s	
Caractéristiques des constituants	K_s, K_f, ϕ	

Le comportement poro-élastique isotrope linéaire est totalement défini par la connaissance de 4 caractéristiques indépendantes. Ces quadruplets peuvent être l'une ou l'autre des combinaisons suivantes :

- 2 param élast + 2 coef de couplage
- 2 param élast drainés + 1 param élast non drainé + 1 coef de couplage
- 2 param élast non drainés + 1 param élast drainé + 1 coef de couplage
- 1 param élast drainé + 1 param élast non drainé + G + 1 coef couplage

Les relations A.3, A.6, A.16 et A.19 sont les relations fondamentales entre les coefficients poro-élastiques. En les combinant, on peut en trouver d'autres, comme par exemple :

$$K_u = K_0 + b^2 M \tag{A.21}$$

On peut aussi en déduire des relations entre les paramètres élastiques drainés et ceux non drainés (relations 2.10 et 2.11, établies en annexe B),

ou encore des relations exprimant chacun des coefficients de couplage ainsi que K_u en fonction des caractéristiques des constituants et de K_0, comme par exemple :

$$B_s = \frac{\left[\frac{1}{K_0} - \frac{1}{K_s}\right]}{\phi\left[\frac{1}{K_f} - \frac{1}{K_s}\right] + \left[\frac{1}{K_0} - \frac{1}{K_s}\right]} \tag{A.22}$$

A partir de ces relations, on peut par exemple établir l'inégalité suivante :

$$K_0 \leq K_u \leq K_s \tag{A.23}$$

A.5 Signification des coefficients et méthode de détermination expérimentale

Les paramètres élastiques drainés correspondent au comportement mécanique du squelette. On peut les déterminer par des essais drainés.

Les paramètres élastiques non drainés correspondent au comportement mécanique du matériau non drainé (squelette + eau interstitielle). On peut les déterminer par des essais non drainés.

Nous avons déjà détaillé la double signification du coefficient de Biot (sections A.1 et A.3.2). On peut déterminer b expérimentalement de deux façons : soit en mesurant la déformation et le volume d'eau expulsé d'un échantillon au cours d'un essai drainé (relation A.15), soit en mesurant la déformation d'un échantillon soumis à deux trajets de chargement successifs ; une variation de la contrainte totale à pression constante (évolution drainée), et une variation de la pression à contrainte totale constante. C'est cette seconde méthode qui est le plus souvent utilisée, car il est très difficile de mesurer les très petits volumes de fluide qui sortent d'un échantillon.

On peut aussi déterminer b par calcul, par exemple à partir de la relation A.3.

Nous avons précisé la signification du module de Biot dans la section A.3.5. On peut le déterminer expérimentalement en mesurant la pression nécessaire pour injecter une certaine quantité de fluide dans le matériau poreux à volume constant (relation A.20). On peut aussi le déterminer grâce à la relation A.19

à condition de connaître b, ϕ, K_s et K_f.

Nous avons défini le paramètre de Skempton B_s dans la section A.2. La relation A.22 permet d'analyser les valeurs possibles de B_s :

- il vaut 0 si le fluide est infiniment compressible par rapport au squelette ($K_f \ll K_0$), ou s'il n'y a pas de porosité ($K_0 = K_s$) ; ce cas est un cas limite car il n'y a alors plus de pression de pore, donc plus de couplage H-M.
- il vaut 1 si le squelette est infiniment compressible par rapport au liquide et au solide ($K_0 \ll K_s$ et $K_0 \ll K_f$), ou si la compressibilité du solide est égale à celle du liquide (ce qui n'est pas possible en mécanique des roches, car le fluide est toujours plus compressible que le solide : $K_f < K_s$).
- enfin, dans le cas général il est inférieur à 1 car comme nous venons de le dire, le fluide est toujours plus compressible que le solide en mécanique des roches. Notons qu'il pourrait être supérieur à 1 dans le cas contraire.

On peut déterminer B_s soit expérimentalement en mesurant la variation de pression interstitielle au cours d'un essai drainé, soit par calcul à condition de connaître d'autres coefficients poro-élastiques.

Le module d'incompressibilité du solide K_s peut être déterminé expérimentalement par un essai avec un chargement isotrope $\sigma = -p$ (section A.3.4).

Annexe B

Détermination du comportement du squelette à partir d'essais non drainés

Rappelons l'énoncé du problème : nous connaissons le modèle élasto-plastique du matériau en conditions non drainées, et nous souhaitons déterminer le modèle rhéologique du squelette.

Nous avons développé dans la section 2.3 les aspects théoriques de ce problème, et nous avons montré comment déterminer le comportement du squelette dans le cas le plus général. Nous allons maintenant illustrer ces résultats en les appliquant à deux lois de plasticité classiques en mécanique des roches.

B.1 Loi basée sur le critère de Mohr-Coulomb

B.1.1 loi de comportement non drainée

Supposons que le critère de plasticité du matériau non drainé soit du type Mohr-Coulomb. Il s'écrit donc :

$$F(\underline{\sigma}, \xi) = K\sigma_1 - \sigma_3 - R(\xi) \tag{B.1}$$

σ_1 et σ_3 sont les contraintes totales principales majeure et mineure (les compressions sont négatives et $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$).

L'écrouissage ne porte que sur le terme de résistance R, qui est une fonction de la déformation plastique équivalente définie par : $\dot{\xi} = \|\dot{\underline{\varepsilon}^p}\|$,.

Enfin, le potentiel est un potentiel du type Coulomb, pas forcément associé au critère (le matériau peut être non standard) :

$$P(\underline{\sigma}) = \beta\sigma_1 - \sigma_3 \tag{B.2}$$

On supposera que la plasticité est dilatante. K et β sont donc tels que :

$$1 \leq \beta \leq K$$

B.1.2 Loi de comportement du squelette

Paramètres élastiques

Les paramètres élastiques drainés se calculent à partir de ceux non drainés par les formules générales établies dans la section 2.3.2 :

$$\frac{1}{E_0} = \frac{1}{E_u} + \frac{bB_s}{9(1-bB_s)}\frac{1}{K_u} \tag{B.3}$$

$$\frac{\nu_0}{E_0} = \frac{\nu_u}{E_u} - \frac{bB_s}{9(1-bB_s)}\frac{1}{K_u} \tag{B.4}$$

Critère de plasticité

La positivité de la puissance plastique impose : $A < \sigma_s$ (voir la section 2.3.2 page 48). Or pour un critère de Mohr-Coulomb $\sigma_s = \frac{R}{K-1}$. Cette condition s'écrit donc :

$$-\frac{b.p^{libre}}{(1-bB_s)} < \frac{R}{K-1} \tag{B.5}$$

En contraintes effectives, le critère de plasticité du squelette s'écrit :

$$F'(\underline{\sigma}', \eta', \chi') = A_1\sigma_1' + A_2\sigma_2' + A_3\sigma_3' - S(\eta', \chi') \tag{B.6}$$

où les constantes A_1, A_2, A_3 ont pour expression :

$$A_1 = K - \frac{bB_s}{3}(2K+1)$$
$$A_2 = \frac{bB_s}{3}(K-1)$$
$$A_3 = -1 + \frac{bB_s}{3}(K+2)$$

Le terme de résistance S du squelette dépend maintenant de deux variables d'écrouissage η' et ξ'. Il s'écrit :

$$S(\eta', \chi') = (1 - bB_s).R(\eta') - H.\chi' + Q_0 \tag{B.7}$$

les deux variables d'écrouissage η' et ξ' sont définies de la façon suivante :

$$\eta' = \xi$$
$$\chi' = tr\underline{\varepsilon}^{p\prime}$$

et les deux constantes H et Q_0 valent :

$$H = (K-1)b^2M$$
$$Q_0 = (K-1)bp^{libre}$$

Ce critère F' est un critère de Mohr-Coulomb généralisé, car la contrainte intermédiaire σ'_2 apparait dans sa formulation. C'est la pression interstitielle (sensible à la contrainte moyenne) qui l'a fait apparaître. Les coefficients A_1, A_2 et A_3 ne dépendent que de K et du produit bB_s. On peut vérifier que quelques soient K et bB_s :

$$A_1 \geq A_2 \geq 0$$
$$A_1 + A_2 + A_3 \geq 0$$

Cette dernière relation traduit le fait que pour un déviateur donné, la stabilité vis-à-vis du critère F' augmente lorsque la contrainte moyenne augmente en valeur absolue, ce qui est logique.

Enfin A_3 est positif si $bB_s > \frac{3}{K+2}$ (et négatif dans le cas contraire). Or A_3 positif signifie que pour un trajet de compression simple ($\sigma'_1 = \sigma'_2$ et $\sigma'_3 < 0$) la stabilité vis-à-vis du critère F' augmente avec le chargement, ce qui est absurde. Il faut donc imposer $A_3 < 0$, ce qui se traduit par la condition suivante :

$$bB_s < \frac{3}{K+2} \tag{B.8}$$

Le critère en contrainte effective F' fait intervenir deux variables d'écrouissage. La première est $\eta' = \xi$; elle est basée sur la norme d'une déformation plastique du squelette $\dot{\eta}' = \|\dot{\underline{\varepsilon}}^{p\prime} - \frac{bB_s}{3} tr\dot{\underline{\varepsilon}}^{p\prime}\|$. La seconde variable d'écrouissage est $\chi' = tr\underline{\varepsilon}^{p\prime}$.

L'écrouissage du squelette n'affecte que le paramètre de résistance S, qui s'exprime comme la somme de trois termes : le premier fait intervenir

la résistance $R(\eta')$; le deuxième introduit un écrouissage négatif (puisque la déformation plastique est dilatante) ; et le troisième est un terme constant qui dépend de l'état initial du matériau.

La pression $p^{libre} = p_0 + B_s\sigma_0$ qui intervient dans ce troisième terme est la pression interstitielle dans les échantillons lorsqu'ils sont libres de toute contrainte (rappel : nous supposons que les échantillons n'ont pas perdu d'eau depuis leur état initial dans le massif). Sa valeur peut très bien être négative. Que se passe-t-il dans ce cas ?

Bien entendu, cela n'a aucun sens physique. En réalité, une troisième phase (de la vapeur d'eau) apparait dans le matériau poreux au moment où la pression s'annule. Or ce phénomène de désaturation est probablement réversible : si le confinement augmente à nouveau, le milieu poreux redeviendra saturé comme si rien ne s'était passé. Par conséquent, même si la théorie du couplage dans les milieux saturés ne permet pas de décrire ce qui se passe au cours de la désaturation, elle est suffisante pour caractériser le matériau, puisque la partie intéressante de l'essai (initiation de la plasticité et écrouissage du matériau) correspond à des conditions saturées (contrainte moyenne suffisamment élevée).

Potentiel plastique

Le potentiel plastique du squelette est du type Coulomb généralisé, comme le critère :

$$P'(\underline{\sigma}') = a_1\sigma'_1 + a_2\sigma'_2 + a_3\sigma'_3 \tag{B.9}$$

Les paramètres $(a_1, a_2), a_3$ ont exactement les mêmes expressions que les paramètres (A_1, A_2, A_3), à condition de remplacer K par β.

Application aux essais de compression triaxiale cylindrique

Lorsque le trajet de chargement parcourt l'arète de compression ($\sigma_1 = \sigma_2 \geq \sigma_3$), le critère d'initiation de la plasticité du squelette peut alors s'écrire comme un critère de Mohr-Coulomb classique :

$$F'(\underline{\sigma}') = K'\sigma'_1 - \sigma'_3 - R'(\eta', \chi') \tag{B.10}$$

avec :

$$K' = \frac{A_1 + A_2}{-A_3} = \frac{K - \frac{bB_s}{3}(K+2)}{1 - \frac{bB_s}{3}(K+2)} \tag{B.11}$$

et :

$$R'(\eta', \chi') = \frac{S(\eta', \chi')}{-A_3} \tag{B.12}$$

où $S(\eta', \chi')$ est donné par la relation B.7.

De même, le potentiel du squelette peut s'écrire comme un potentiel de Coulomb simple, c'est-à-dire avec un seul paramètre β' ayant la même expression que K' à condition de remplacer K par β.

Soit R_{ini} la résistance initiale du matériau total. Celle du squelette est donc :

$$R'_{ini} = R_{ini} + \frac{(K-1)}{1 - \frac{bB_s}{3}(K+2)}\, b\left[p_0 + B_s(\sigma_0 + \frac{R_{ini}}{3})\right]$$

Remarques :

1. K' ne dépend que de K et du produit bB_s, tandis que R'_{ini} dépend de R_{ini}, K, b, B_s et des conditions initiales du matériau σ_0 et p_0.
2. si $b = 0$, alors le matériau n'est pas poreux, et on retrouve bien $K' = K$ et $R'_{ini} = R_{ini}$.
3. si $bB_s = 1$, alors le squelette est infiniment compressible par rapport au solide et par rapport à l'eau, et K est forcément égal à 1. Par conséquent, K' est indéterminé (on élimine la solution non physique $K' = -2$ pour $K \neq 1$).
4. si $K = 1$ (critère de Tresca), alors $K' = K = 1$, et le critère du squelette est le même que celui du matériau monophasique. Ceci est logique puisque le critère de Tresca ne fait intervenir que le déviateur des contraintes.
5. K' est toujours strictement supérieur à K, sauf si $K = 1$ (critère de Tresca) ou si $bB_s = 0$ (pas de porosité).
6. $R'_{ini} - R_{ini}$ est du même signe que $p^{ini} = p_0 + B_s(\sigma_0 + \frac{R_{ini}}{3})$ qui est la pression interstitielle au moment de l'initiation de la plasticité pour un essai de compression simple, compte tenu des conditions initiales.

Enfin on peut montrer que si le régime de contrainte ($\sigma_1 = \sigma_2 \geq \sigma_3$) n'a pas changé depuis l'initiation de la plasticité, alors il existe une relation proportionnelle entre η' et χ' :

$$\eta' = q.\chi' \qquad \text{avec : } q = \sqrt{\frac{1 + \frac{\beta'^2}{2}}{(1-\beta')^2} + \frac{bB_s}{3}(bB_s - 2)}$$

L'écrouissage peut donc être contrôlé par une seule variable (η' ou χ'). Cette variable peut aussi être ξ' tel que $\dot{\xi}' = \|\dot{\underline{\varepsilon}}^{p\prime}\|$, car il existe une relation proportionnelle entre χ' et ξ' :

$$\xi' = Q.\chi' \qquad \text{avec : } Q = \frac{\sqrt{1+\frac{\beta'^2}{2}}}{(\beta'-1)}$$

B.1.3 Pseudo-squelette avec plasticité en contrainte totale

Les paramètres qui affectent des grandeurs du type contrainte ne sont pas modifiés, tandis que ceux qui affectent des grandeurs du type déformation le sont. Pour notre loi basée sur le critère de Mohr-Coulomb K et R ne changent donc pas, mais β et ξ doivent être transformés exactement comme pour la loi de comportement en contraintes effectives. Le critère, la variable d'écrouissage et le potentiel sont alors :

$$F(\underline{\sigma}, \eta') = K\sigma_1 - \sigma_3 - R(\eta') \tag{B.13}$$

$$\dot{\eta}' = \dot{\xi} = \|\dot{\underline{\varepsilon}}^{p\prime} - \frac{bB_s}{3} tr\dot{\underline{\varepsilon}}^{p\prime}\| \tag{B.14}$$

$$P'(\underline{\sigma}) = a_1\sigma_1 + a_2\sigma_2 + a_3\sigma_3 \tag{B.15}$$

B.2 Loi basée sur le critère de Drücker

B.2.1 Loi de comportement non drainée

Le critère de Drücker s'écrit :

$$F(\underline{\sigma}, \xi) = J + AI_1 - B(\xi) \tag{B.16}$$

$$\text{avec } J = \sqrt{\frac{1}{2}\left[(\sigma_1-\sigma_2)^2 + (\sigma_1-\sigma_3)^2 + (\sigma_2-\sigma_3)^2\right]}$$
$$\text{et } I_1 = tr\underline{\sigma}$$

La variable d'écrouissage ξ est telle que : $\dot{\xi} = \|\dot{\underline{\varepsilon}}^p\|$

Le potentiel non associé du type Drücker s'écrit :

$$P(\underline{\sigma}) = J + aI_1 \tag{B.17}$$

B.2.2 Loi de comportement du squelette

D'une part, la positivité de la puissance plastique impose (voir page 48) :

$$\frac{B}{A} > -\frac{b.p^{libre}}{(1 - bB_s)} \tag{B.18}$$

D'autre part le bon sens impose la condition suivante (car sinon le critère du squelette n'est jamais atteint lors d'un trajet de compression simple) :

$$(1 - A) > bB_s \tag{B.19}$$

Le critère du squelette est alors :

$$F'(\underline{\sigma}', \eta', \chi') = J + A'.I_1' - B'(\eta', \chi') \tag{B.20}$$

avec :

$$\begin{aligned} \eta' &= \xi \\ \chi' &= tr\underline{\varepsilon}^{p\prime} \\ A' &= \frac{A}{1 - bB_s} \\ B'(\eta', \chi') &= B(\eta') - 3A.b^2M.\chi' + 3A'.b(p_0 + B_s\sigma_0) \end{aligned}$$

On peut établir une relation générale entre η' et χ' (valable quelque soit le régime de contrainte) :

$$\chi' = \frac{3a'}{\sqrt{\frac{3}{2} + 3a^2}}\eta'$$

L'écrouissage peut donc être caractérisé par une seule variable d'écrouissage.

Enfin, le potentiel plastique du squelette est :

$$P'(\underline{\sigma}') = J + a'.I_1' \tag{B.21}$$

avec $a' = \frac{a}{1-bB_s}$.

Annexe C

Solution analytique pour le tunnel 1D ; loi de comportement à 2 mécanismes de plasticité (compaction + pré-rupture)

Rappelons l'énoncé du problème posé à la section 5.1.4, page 128 : il s'agit de calculer la réponse mécanique au creusement d'un puits 1D (hypothèses d'axisymétrie et de déformation plane), dans le cas d'une loi de comportement à 2 mécanismes de plasticité basés tous les deux sur le critère et le potentiel de Mohr-Coulomb. La première loi de plasticité décrit le phénomène de compaction (voir section 4.2), avec une différence par rapport à la loi originale c'est que le critère et le potentiel sont de Mohr-Coulomb. La seconde simule le phénomène de pré-rupture (voir section 4.3).

On s'attend à ce qu'il y ait 3 zones de natures différentes : une zone près de la paroi où les 2 types de déformations co-existent ($r \in [a, b]$) ; une zone intermédiaire où seule la compaction est sollicitée ($r \in [b, c]$) ; et une zone élastique pour le reste du massif ($r \in [c, +\infty]$).

Par ailleurs, nous supposerons que l'état de contrainte reste partout en régime de face, c'est-à-dire que la contrainte orthoradiale ne "rattrape" pas la contrainte axiale (cette hypothèse devra être vérifiée a posteriori).

C.1 Equations du problème

Dans la zone où les 2 plasticités co-existent ($r \in [a, b]$), les équations du problème sont :

$$\sigma_\theta = r\sigma_r' + \sigma_r \qquad \text{(équation d'équilibre)}$$
$$\varepsilon_r = r\varepsilon_\theta' + \varepsilon_\theta \qquad \text{(compatibilité des déformations)}$$
$$\varepsilon_r = \varepsilon_r^e + \varepsilon_r^{p1} + \varepsilon_r^{p2} \qquad \text{(partition des déformations)}$$
$$\varepsilon_z = \varepsilon_z^e + \varepsilon_z^{p1} + \varepsilon_z^{p2} \qquad \text{(partition des déformations)}$$
$$\varepsilon_\theta = \varepsilon_\theta^e + \varepsilon_\theta^{p1} + \varepsilon_\theta^{p2} \qquad \text{(partition des déformations)}$$
$$\varepsilon_z = 0 \qquad \text{(déformation plane)}$$
$$\varepsilon_z^{p1} = \varepsilon_z^{p1} = \varepsilon_z^{p2} = \varepsilon_z^{p2} = 0 \qquad \Rightarrow \varepsilon_z^e = 0 \qquad \text{(régime de face)}$$
$$\varepsilon_r^e = \frac{1}{E}\left[\sigma_r - \nu(\sigma_z + \sigma_\theta) - (1 - 2\nu)\sigma_0\right] \qquad \text{(élasticité)}$$
$$\varepsilon_\theta^e = \frac{1}{E}\left[\sigma_\theta - \nu(\sigma_r + \sigma_z) - (1 - 2\nu)\sigma_0\right] \qquad \text{(élasticité)}$$
$$\sigma_z = \nu(\sigma_r + \sigma_\theta) + (1 - 2\nu)\sigma_0 \qquad \text{(élasticité)}$$
$$\sigma_\theta = K_1\sigma_r - R_1 + k_1\varepsilon_\theta^{p1} \qquad \text{(critère de plasticité 1)}$$
$$\sigma_\theta = K_2\sigma_r - R_2 + k_2\varepsilon_\theta^{p2} \qquad \text{(critère de plasticité 2)}$$
$$\varepsilon_r^{p1} = -\beta_1\varepsilon_\theta^{p1} \qquad \text{(loi d'écoulement 1)}$$
$$\varepsilon_r^{p2} = -\beta_2\varepsilon_\theta^{p2} \qquad \text{(loi d'écoulement 2)}$$

Dans la zone où seule la compaction est sollicitée ($r \in [b, c]$), les équations du problèmes sont les mêmes à condition de remplacer l'équation (critère de plasticité 2) par l'égalité $\varepsilon_\theta^{p2} = 0$.

Enfin, dans la zone élastique ($r \in [b, c]$), les équations relatives aux critères de plasticité sont à remplacer par la nullité des déformations plastiques.

C.2 Conditions aux limites et de continuité

On a 8 conditions aux limites et de continuité :

En $r = a$:

$$\sigma_r(a) = 0 \qquad \text{(condition de surface libre)}$$

En $r = b$:

σ_r est continu
σ_θ est continu
$\sigma_\theta(b) = K_2\sigma_r(b) - R_2$ (le critère 2 est juste atteint)

En $r = c$:

σ_r est continu
σ_θ est continu
$\sigma_\theta(c) = K_1\sigma_r(c) - R_1$ (le critère 1 est juste atteint)

En $r = +\infty$:

$\sigma_r(+\infty) = \sigma_0$

Remarques : La continuité de σ_r et de σ_θ découle de l'hypothèse de continuité du milieu[1]. Les conditions de nullité des critères proviennent des définitions de b et c.

C.3 Equation différentielle ; solution générale

C.3.1 Intervalle $r \in [a, b]$

Sur cet intervalle, les 14 équations qui régissent le problème conduisent à l'équation différentielle linéaire, du second ordre :

$$Ar^2\sigma_r'' + Br\sigma_r' + C\sigma_r = -D \tag{C.1}$$

avec :

$$\begin{aligned}
A &= \frac{(1+\nu)(1-\nu)}{E} + \frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2} \\
B &= \frac{3(1+\nu)(1-\nu)}{E} + \frac{3+\beta_1-K_1}{k_1} + \frac{3+\beta_2-K_2}{k_2} \\
C &= \frac{(1+\beta_1)(1-K_1)}{k_1} + \frac{(1+\beta_2)(1-K_2)}{k_2} \\
D &= \frac{1+\beta_1}{k_1}R_1 + \frac{1+\beta_2}{k_2}R_2
\end{aligned}$$

[1]Pour le comprendre raisonnons par l'absurde : si le milieu est continu et si l'une des contraintes ne l'est pas, alors le principe fondamental de la dynamique conduit à des accélérations infinies.

La solution générale est donc la somme de la solution générale de l'équation sans second membre et d'une solution particulière de l'équation complète.

La linéarité de l'équation implique que l'ensemble des solutions de l'équation différentielle sans second membre est un espace vectoriel de dimension 2. Il nous suffit donc d'exhiber deux solutions linéairement indépendantes. Vérifions que la fonction r^α est solution de l'équation sans second membre (à condition de bien choisir α) : r^α est solution si et seulement si α est une racine du polynôme $p(\alpha) = A\alpha^2 + (B - A)\alpha + C$. Or, avec nos valeurs numériques, ce polynôme admet deux racines réelles distinctes α_1 et α_2. Par conséquent, la solution générale de l'équation sans second membre s'écrit :

$$\sigma_r^g(r) = C_1\, r^{\alpha_1} + C_2\, r^{\alpha_2}$$

où C_1 et C_2 sont des constantes.

Par ailleurs, il existe une solution particulière pour l'équation différentielle avec second membre :

$$\sigma_r^p(r) = -\frac{D}{C}$$

La solution générale de l'équation complète s'écrit donc :

$$\sigma_r(r) = C_1\, r^{\alpha_1} + C_2\, r^{\alpha_2} - \frac{D}{C} \tag{C.2}$$

La loi de l'équilibre permet de calculer la contrainte orthoradiale :

$$\sigma_\theta(r) = (1+\alpha_1)C_1\, r^{\alpha_1} + (1+\alpha_2)C_2\, r^{\alpha_2} - \frac{D}{C} \tag{C.3}$$

C.3.2 Intervalle $r \in [b, c]$

Sur cet intervalle, les 12 équations du problème conduisent à une équation différentielle du même type que la précédente :

$$Pr^2\sigma_r'' + Qr\sigma_r' + R\sigma_r = -S \tag{C.4}$$

avec :

$$
\begin{aligned}
P &= \frac{(1+\nu)(1-\nu)}{E} + \frac{1}{k_1} \\
Q &= \frac{3(1+\nu)(1-\nu)}{E} + \frac{3+\beta_1-K_1}{k_1} \\
R &= \frac{(1+\beta_1)(1-K_1)}{k_1} \\
S &= \frac{1+\beta_1}{k_1} R_1
\end{aligned}
$$

La contrainte radiale s'écrit donc :

$$\sigma_r(r) = C_3\, r^{\gamma_1} + C_4\, r^{\gamma_2} - \frac{S}{R} \tag{C.5}$$

où γ_1 et γ_2 sont les racines réelles et distinctes de $q(\gamma) = P\gamma^2 + (Q-P)\gamma + R$, et où C_3 et C_4 sont deux constantes à déterminer.

La contrainte orthoradiale est alors :

$$\sigma_\theta(r) = (1+\gamma_1)C_3\, r^{\gamma_1} + (1+\gamma_2)C_4\, r^{\gamma_2} - \frac{S}{R} \tag{C.6}$$

C.3.3 Intervalle $r \in [c, +\infty]$: solution élastique

Cette fois l'équation différentielle s'écrit :

$$Ur^2\sigma_r'' + Vr\sigma_r' = 0 \tag{C.7}$$

avec :

$$
\begin{aligned}
U &= \frac{(1+\nu)(1-\nu)}{E} \\
V &= \frac{3(1+\nu)(1-\nu)}{E}
\end{aligned}
$$

On obtient la contrainte radiale :

$$\sigma_r(r) = C_5 + \frac{C_6}{r^2} \tag{C.8}$$

où C_5 et C_6 sont deux constantes à déterminer. Comme $\sigma_r(+\infty) = \sigma_0$, on a $C_5 = \sigma_0$ et on peut écrire $C_6 = [\sigma_r(c) - \sigma_0]c^2$.

On obtient finalement la solution classique du problème élastique :

$$\sigma_r(r) = \sigma_0 + [\sigma_r(c) - \sigma_0]\frac{c^2}{r^2} \tag{C.9}$$

$$\sigma_\theta(r) = \sigma_0 - [\sigma_r(c) - \sigma_0]\frac{c^2}{r^2} \tag{C.10}$$

où $\sigma_r(c)$ est une constante à déterminer.

C.4 Détermination des constantes

Il reste à déterminer les 7 constantes : $b, c, C_1, C_2, C_3, C_4, \sigma_r(c)$.

On obtient facilement $\sigma_r(c) = \frac{R_1+2\sigma_0}{K_1+1}$.

Les 6 autres constantes sont les 6 inconnues d'un système de 6 équations (conditions aux limites et de continuité). Ce système s'écrit :

$$\begin{cases} C_1\, a^{\alpha_1} + C_2\, a^{\alpha_2} - \frac{D}{C} = 0 \\ C_1\, b^{\alpha_1} + C_2\, b^{\alpha_2} - C_3\, b^{\gamma_1} + C_4\, b^{\gamma_2} - \frac{D}{C} + \frac{S}{R} = 0 \\ (1+\alpha_1)C_1\, b^{\alpha_1} + (1+\alpha_2)C_2\, b^{\alpha_2} - (1+\gamma_1)C_3\, b^{\gamma_1} + (1+\gamma_2)C_4\, b^{\gamma_2} - \frac{D}{C} + \frac{S}{R} = 0 \\ (K_2-1-\alpha_1)C_1\, b^{\alpha_1} + (K_2-1-\alpha_2)C_2\, b^{\alpha_2} - (K_2-1)\frac{D}{C} - R_2 = 0 \\ C_3\, c^{\gamma_1} + C_4\, c^{\gamma_2} - \frac{S}{R} - \frac{R_1+2\sigma_0}{K_1+1} = 0 \\ (1+\gamma_1)C_3\, c^{\gamma_1} + (1+\gamma_2)C_4\, c^{\gamma_2} - \frac{S}{R} + \frac{R_1+2\sigma_0}{K_1+1} - 2\sigma_0 = 0 \end{cases}$$

Seule la première équation est linéaire, les 5 suivantes étant non linéaires.

En posant :

$$\begin{aligned} x &= C_1\, b^{\alpha_1} \\ y &= C_2\, b^{\alpha_2} \\ z &= C_3\, b^{\gamma_1} \\ w &= C_4\, b^{\gamma_2} \\ u &= \tfrac{c}{a} \end{aligned}$$

ces 5 équations se ramènent à 2 équations non linéaires à une seule inconnue chacune du type $X^\beta + MX + N = 0$ (où l'inconnue est X), et 3 équations linéaires.

Nous avons résolu numériquement ces deux équations non linéaires, en utilisant la fonction *fsolve* du logiciel libre de calcul scientifique *SCILAB*.

Bibliographie

[1] Alonso E., Gens A. et Josa A. (1990) *A constitutive model for partially saturated soils*, Geotechnique, vol 40, n°3, pp. 405-430.

[2] Bérest P. et Weber Ph. (1988) *La thermomécanique des roches – manuels et méthodes*, Editions du BRGM.

[3] Biarez J., Fleureau J.M. et Taibi S. (1993) *Constitutive model for unsaturated granular media*, In 2nd International Conference on Micromechanics of Granular Media, Birmingham.

[4] Biot M.A. (1941) *General theory of three-dimensional consolidation*, J. Appl. Phys., vol 12, pp. 155-164.

[5] Biot M.A. et Willis D.G. (1957) *The elastic coefficients of the theory of consolidation*, J. Appl. Mech., vol 24, pp. 594-601.

[6] Blaisonneau A., Giraud A., Homand F., Hoxha D. et Lassabatère T. (2002) *Poroelastic and poroplastic modelling of a deep spherical gallery submitted to ventilation*, In « Poromechanics II : 2nd Biot conference on Poromechanics » , J-L Auriault et al. editor, Grenoble, France.

[7] Bocquet L., Charlaix E., Ciliberto S. et Crassous J. (1998) *Moisture-induced ageing in granular media and the kinetics of capillary condensation*, Nature, vol. 396, pp. 735-737.

[8] Bregoin S. (2003) *Etude de la variabilité verticale et latérale de paramètres quantitatifs en relation avec la sédimentologie à partir de données de forages dans le callovo-oxfordien de Meuse/Haute-Marne*, Thèse de doctorat de l'Ecole des Mines de Paris.

[9] CFMR (1994) *Ecole de mécanique des milieux poreux*, Organisé par le Comité Français de Mécanique des Roches.

[10] Chateau X. et Dormieux L. (2002) *Homogénéisation pour les milieux poreux non saturés*, dans « Mécanique des sols non saturés » (pp. 175-230), Coussy O. et Fleureau J.M. editeurs, Lavoisier.

[11] Cheng A.H.D. (1997) *Material coefficients of anisotropic poroelasticity*, Int. J. Rock Mech. Min. Sci., vol 34, n°2, pp.199-205.

[12] CHIARELLI A.S. (2000) *Etude expérimentale et modélisation du comportement mécanique des argilites de l'Est. Influence de la profondeur et de la teneur en eau*, Thèse de doctorat de l'université des Sciences et Technologie de Lille.

[13] CHIARELLI A.S. et SHAO J.F. (2002) *Modélisation élastoplastique couplée à l'endommagement anisotrope induit pour des argilites*, Revue Française de Génie Civil, vol 6, n°1, pp. 115-130.

[14] CONIL-AUBLIVÉ N. (2003) *Modélisation du comportement mécanique des argiles raides avec prise en compte de l'endommagement : application aux argilites de l'Est*, Thèse de doctorat de l'université de Cergy-Pontoise.

[15] CORBETTA F. (1990) *Nouvelles méthodes d'étude des tunnels profonds ; calculs analytiques et numériques*, Thèse de doctorat de l'Ecole des Mines de Paris.

[16] CORNET F.H. et BURLET D. (1992) *Stress field determinations in France by hydraulic tests in boreholes*, J. Geophys. Research, vol. 97, n°B8, pp. 11829-11849.

[17] COUSSY O. (1991) *Mécanique des milieux poreux*, Editions Technip.

[18] COUSSY O. et FLEUREAU J.M. (2002) *Mécaniques des sols non saturés*, Hermès-Lavoisier.

[19] DETOURNAY E. et CHENG A.H.D. (1993) *Fundamentals of poroelasticity*, In « Comprehensive Rock Engineering : Principle, Practice and Project ; 2, Analysis and Design Method » (pp. 113-171), Edited by Fairhurst C., Pergamon Press.

[20] ESCOFFIER S. (2002) *Caractérisation expérimentale du comportement hydromécanique des argilites de Meuse/Haute-Marne*, Thèse de doctorat de l'Institut National Polytechnique de Lorraine.

[21] FREISSMÜTH H. (2002) *Influence de l'eau sur le comportement mécanique des roches argileuses*, Thèse de doctorat de l'Ecole des Mines de Paris.

[22] GASC-BARBIER M. (2002) *Etude des mécanismes de déformation de roches argileuses profondes : apport de la microstructure et des analyses pétrophysiques*, Thèse de doctorat de l'universtité Paris 6.

[23] GENNES DE P.G., BROCHARD-WYART F. et QUERE D. (2002) *Gouttes, bulles, perles et ondes*, Belin, collection Echelles.

[24] GUO S. (1995) *Calcul des tunnels profonds soutenus ; méthode stationnaire et méthodes approchées*, Thèse de doctorat de l'Ecole des Ponts et Chaussées.

[25] GIRAUD A. (1993) *Couplage thermo-hydro-mécanique dans les milieux poreux peu perméables : application aux argiles profondes*, Thèse de l'Ecole des Ponts et Chaussées.

[26] GIRAUD A., PICARD J.M. et ROUSSET G. (1993) *Time dependent behavior of tunnels excavated in porous mass*, Int. J. Rock Mech. Min. Sci. and Geomech. Abstr., vol. 30, n°7, pp. 1453-1459.

[27] GIRAUD A., THOUVENIN G., HOMAND F. et DIDRY O. (1999) *Modélisation poroélastique de la désaturation autour de cavités profondes*, 9ème Congrès ISRM, Paris, pp. 375-380.

[28] GUÉGUEN Y. et PALCIAUSKAS V. (1992) *Introduction à la physique des roches*, Hermann.

[29] HOMAND F. et DUFFAUT P. (COMITÉ FRANÇAIS DE MÉCANIQUE DES ROCHES, 2000). *Manuel de mécanique des roches*, Presses de l'Ecole des Mines de Paris.

[30] HOMAND S., SHAO J.F. et SCHOEDER CH. (1998) *Plastic modelling of compressible porous chalk and effect of water injection*, SPE/ISRM 47585, Proc. Eurock'98 - Rock Mechanics in Petroleum Engineering, SPE INC. (pp. 495-504), Trondheim.

[31] ISRAELACHVILI J.N. (1992) *Intermolecular and surface forces*, Academic Press, London.

[32] KHARKHOUR H. et JABBOURI A. (2001) *Comparaisson théorique de la pertinence des approches monophasiques et biphasiques pour l'étude des ouvrages souterrains dans les argiles raides*, Revue Française de Géotechnique, n°94, pp. 41-48.

[33] KHARKHOUR H. (2002) *Modélisation des couplages thermo-hydro-mécaniques de l'endommagement des roches viscoplastiques dans le contexte du stockage de déchets radioactifs*, Thèse de doctorat de l'Ecole des Mines de Paris.

[34] LASSABATÈRE T. (1994) *Couplages hydromécaniques en milieu poreux non saturé avec changement de phase ; application au retrait de dessication*, Thèse de doctorat de l'Ecole des Ponts et Chaussées.

[35] LECAMPION B. et CONSTANTINESCU A. (2002) *Identification of poroelastic constants of deep argillaceous rocks II : inverse analysis*, In « Poromechanics II : 2nd Biot conference on Poromechanics » (pp. 245-250), J-L Auriault et al. editor, Grenoble, France.

[36] LECAMPION B. (2002) *Sur l'identificationdes paramètres des lois de comportement des roches argileuses*, Thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique.

[37] LEMAITRE J. et CHABOCHE J.L. (1988) *Mécanique des matériaux solides*, Editions Dunod, 2ème edition.

[38] MALINSKY L., CHANCHOLE S. et COSTE F. (2002) *Identification of poroelastic constants of deep argillaceous rocks I : experimental setup and qualitative analysis*, In « Poromechanics II : 2nd Biot conference on Poromechanics », J-L Auriault et al. editor, Grenoble, France.

[39] MARSILY, G. DE (1986) *Quantitative Hydrogeology*, Academic Press.

[40] PANET M. (1995) *Le calcul des tunnels par la méthode Convergence-Confinement*, Presses de l'Ecole des Ponts et Chaussées.

[41] RAMAMBASOA N. (2001) *Etude du comportement hydromécanique des argilites ; application au site de Tournemire*, Thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique.

[42] ROUSSET G. (1988) *Comportement mécanique des argiles profondes ; application au stockage de déchets radioactifs*, Thèse de l'Ecole des Ponts et Chaussées.

[43] SHAO J.F., CHIARELLI A.S. et HOTEIT N. (1998) *Modelling of coupled elastoplastic damage in rock materials*, Int. J. Rock Mech. Min. Sci., vol 35, n°4-5, paper n°65.

[44] SHAO J.F. et HOMAND S. (2002) *Comportement plastique des roches poreuses*, Dans « Elastoplasticité des sols et des roches » (pp.203-220), Hicher P.Y. et Shao J.F. éditeurs, Hermès-Lavoisier.

[45] SKEMPTON A.W. (1954) *The pore pressure coefficients A and B*, Geotechnique, vol 4, pp. 143-147.

[46] TIJANI S.M. (1978) *Résolution numérique de problèmes d'élastoviscoplasticité. Application aux cavités de stockage du gaz en couches salines profondes*, Thèse de doctorat de l'Ecole des mines de Paris.

[47] TIJANI S.M. (1991) *Saturated porous medium in undrained state*, Note scientifique.

[48] VINCKÉ O., LONGUEMARE P., BOUTÉCA M. et DEFLANDRE J. (1998) *Investigation of the poromechanical behavior of shales in the elastic domain*, In Eurock 98 - SPE/ISRM Rock mechanics in petroleum engineering.

[49] VOUILLE G., TIJANI S.M. et DE GRENIER F. (1981) *Experimental determination of the rheological behavior of Tersanne rock salt*, Proc. First Conf. on the Mechanical Behavior of Salt, Pennsylvania State University.

[50] ZIENKIEWICZ O.C. (1991) *The finite element method*, 4th edition, Mc Graw-Hill.

Rapports ANDRA :

[51] ANDRA (2001), collectif, *Référentiel géologique du site de Meuse/Haute-Marne*, A RP ADS 2001-00.

[52] ANDRA (1999), ? ? ?, *Technical specifications for REP experiment ; scientific objectives and expected results*, C CC AGEM 99-049/B.

[53] ANDRA (1999), Su K. et Ozanam O., *Modéles rhéologiques des argilites de l'Est ; bilan d'étape des études rhéologiques*, C RP AGEM 99-061/B.

[54] ANDRA (2001), *Geomechanical data base*, CD-ROM.

[55] ANDRA (2001), Su K., *Analysis of the capacity of numerical models to simulate excavation in deep argillaceous rock*, R RP AND 01-06.

[56] ANDRA (2001), Su K. et Ozanam O., *Comportement hydromécanique des argilites non saturées*, D RP AGEM 01-037/A.

[57] ANTEA (1996), Heitz J.F., *Projet EST de la France ; caractérisation mécanique complémentaire des marnes du callovo-oxfordien*, B RP 0.ANT 96-031.

[58] ANTEA (1997), Heitz J.F., *Caractérisation mécanique des siltites du Gard et des argilites de l'Est*, B RP 0.ANT 97-051/A.

[59] ANTEA (1998), Heitz J.F., *Lien entre les sollicitations thermiques et mécaniques et la perméabilité dans les argilites de l'Est*, D RP 0.ANT 98-053/A.

[60] ANTEA (1999), Heitz J.F., *Site de Meuse/Haute-Marne, argilites du callovo-oxfordien, détermination en laboratoire des coefficients poromécaniques et calculs poromécaniques 2D d'ouvrages souterrains de stockage*, B RP 0.ANT 99-072/A.

[61] ENSG (2001), Hoxha D., *Essais recensés dans le cadre de l'étude « synthèse des expérimentations conduites en géomécaniques sur des échantillons du site de l'Est depuis 1994 »*, D RP 0.ENG 01-0073/A.

[62] ENSG (1997), Homand F., *Caractérisation de l'endommagement sous différents chemins de contrainte*, B RP 0.ENG 97-031/A.

[63] ENSG (2000), Homand F., *Essais géomécaniques ; sondages EST204 et EST205*, D RP 0.ENG 00-0145.

[64] G3S (1995), Thorel L., *Argilites de Hautes-Marnes : caractérisation géomécanique. Essais de laboratoire*, B RP 0.G3S 95-003/A.

[65] G3S (1997), Bauer C., *Propriétés thermo-mécaniques des argilites silto-carbonatées de l'Est*, B RP 0.G3S 97-001/A.

[66] G3S (1998), Gasc M. et Bauer C., *Comportement différé compte-tenu des couplages thermo-hydro-mécaniques sur les argilites silto-carbonatées de l'Est*, B RP 0.G3S 98-007/A.

[67] G3S (1999), Gasc M., *Calage des modèles à partir des résultats des essais thermo-hydro-mécaniques sur les argilites de l'Est et les siltites du Gard* B RP 0.G3S 99-001.

[68] G3S (1999), Ghoreychi M., *Couplage hydromécanique dans les argilites de l'Est et les siltites du Gard*, B RP 0.G3S 99-003.

[69] G3S (1999), Coste F., *Couplage entre la perméabilité et l'endommagement dans les matériaux des sites du Gard, de l'Est et de la Vienne*, B RP 0.G3S 99-004/A.

[70] G3S (2001), Kharkhour H., *Hiérarchisation des phénomènes hydromécaniques intervenant dans les perturbations du champ proche de stockage*, D RP 0.G3S 01-002/A.

[71] GRS (2002), Zhang C.L. et al., *Experimental study of the hydromechanical behaviour of the callovo-oxfordian argilites.*

[72] IFP (1997), Vincké O. et Boutéca M., *Etude du comportement poromécanique des argilites du futur site d'accueil du laboratoire souterrain de l'Andra dans les domaines élastique et post-élastique*, D RP 0.IFP 97-001.

[73] LML (1998), Chiarelli A.S., Sibai M. et Shao J.F., *Etude du comportement mécanique des siltites du Gard et des argilites de l'Est*, D RP 0.LML 98-003.

[74] LML (1998), Chiarelli A.S., Sibai M., Karami M. et Shao J.F., *Etude du comportement mécanique des argilites de l'Est en fonction de la profondeur*, D RP 0.LML 98-004/A.

[75] LML (1998), Chiarelli A.S., Sibai M., Karami M. et Shao J.F., *Etude de l'influence de la teneur en eau sur le comportement mécanique des argilites de l'Est*, D RP 0.LML 98-005/A.