



HAL
open science

Modélisations couplées Hydro-Mécaniques en milieux poreux partiellement saturés : application à la ventilation de galeries profondes

Arnold Blaisonneau

► **To cite this version:**

Arnold Blaisonneau. Modélisations couplées Hydro-Mécaniques en milieux poreux partiellement saturés : application à la ventilation de galeries profondes. Sciences de l'ingénieur [physics]. Institut National Polytechnique de Lorraine, 2002. Français. NNT : 2002INPL008N . tel-01749884

HAL Id: tel-01749884

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01749884v1>

Submitted on 29 Mar 2018

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.



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE
École Nationale Supérieure de Géologie de Nancy
Laboratoire Environnement, Géomécanique & Ouvrages
École Doctorale RP2E

(M) 2002 BLAISONNEAU, A

THÈSE

Présentée en vue de l'obtention du grade de :

DOCTEUR DE L'I.N.P.L.

Spécialité :

Génie civil – Hydrosystèmes – Géotechnique

Par :

Arnold BLAISONNEAU

Modélisations couplées Hydro-Mécaniques en
milieux poreux partiellement saturés :
Application à la ventilation de galeries profondes

Soutenue le 30 Janvier 2002
devant la Commission d'Examen

Membres du jury :

Rapporteurs

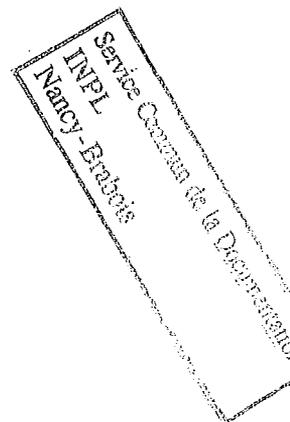
DORMIEUX Luc
VULLIET Laurent

Examineurs

LASSABATERE Thierry
TIJANI Michel

Directeur de thèse.
Co-directeur de thèse

HOMAND Françoise
GIRAUD Albert



A mes parents
A Sandra

Avant-propos

En premier lieu, je tiens à remercier Madame Françoise Homand, Professeur de l'Institut National Polytechnique de Lorraine et directrice du laboratoire, qui m'a accueilli au sein de l'équipe de Mécanique des Roches durant ces trois années. Je lui sais gré également de m'avoir permis de prendre part aux activités d'enseignement au sein de l'Ecole Nationale Supérieure de Géologie en tant que moniteur.

Je remercie vivement Monsieur Albert Giraud, Maître de Conférence à l'INPL, pour m'avoir fait partager son goût de la recherche, sa rigueur scientifique et son expérience dans le domaine des couplages. De plus, je tiens à lui exprimer ma gratitude pour sa patience et ses encouragements sans cesse renouvelés.

Je tiens à exprimer ma plus grande reconnaissance à Monsieur Luc Dormieux, Professeur à l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées et à Monsieur Laurent Vulliet, Directeur du Laboratoire de Mécanique des Sols et Professeur à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, pour avoir accepté d'être rapporteurs de ma thèse. C'est un grand honneur qu'ils me font en acceptant de juger mon travail, apportant ainsi à ce mémoire leur caution scientifique.

Je remercie également Monsieur Michel Tijani, Chercheur à l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, et Monsieur Thierry Lassabatère, Ingénieur de recherche à EDF, pour avoir consacré de leur temps à la lecture de ce travail et pour les remarques constructives qu'ils m'ont adressées.

Un grand merci à Dashnor Hoxha pour ses points de vue toujours pertinents et pour ses explications toujours très pédagogiques.

Durant la thèse, les périodes d'enthousiasme et de doutes se sont succédées, telles une fonction sinusoïdale ! C'est pourquoi je tiens à associer à mes remerciements l'ensemble des personnels du laboratoire (techniciens, secrétaires, doctorants etc.). Mes pensées vont plus particulièrement à Christine et Xavier, aux "pêcheurs" : Patrick et Jacques, à Sonia, Régine, Michel Bellanger, Olivier, Adel, Pierre, Pauline et Anne-Lise.

Enfin, pour leur soutien très précieux, j'associe à ce travail Sandra, mes parents et mes amis, François, Jérôme et Alex, sans qui je pense qu'il n'aurait pas abouti.

Résumé

Durant les dernières décennies, l'étude des phénomènes couplés a pris une importance considérable dans de nombreux problèmes de la Géomécanique et du Génie Civil. Le stockage des déchets radioactifs en formations géologiques profondes est une parfaite illustration de ce genre de problème. En effet du fait des nombreux enjeux, il va être nécessaire de prendre en compte tous les phénomènes intervenant, afin de pouvoir tirer des conclusions sur la fonctionnalité première de la structure de stockage à savoir : le confinement en toute sûreté des déchets radioactifs.

Durant la phase de construction des structures de stockage, le creusement et la ventilation des galeries vont solliciter le massif rocheux environnant. L'objet de ce travail est de caractériser l'importance et la nature de cette sollicitation. Il est notamment primordial de déterminer la cinétique des phénomènes (progression du front de séchage induit par la ventilation, étendue de la zone perturbée) et la forces des couplages induits (contraintes en paroi des galeries, endommagement, etc.). Toutes ces considérations ont pour but d'évaluer les modifications éventuelles de la roche et ainsi ses capacités de confinement.

L'approche théorique retenue est celle de la Mécanique des Milieux Poreux définie par Coussy (1995) permettant, grâce à un formalisme à l'échelle macroscopique, de déterminer les évolutions de la roche en tant que milieu poreux partiellement saturé (formé d'une phase solide, d'une phase liquide et d'une phase gazeuse).

Les différents modèles présentés dans ce travail ont pour objectif de traduire au mieux les transferts de fluides au sein du massif rocheux mais également les aspects constitutifs liés au comportement mécanique de la roche (endommagement, plasticité).

Mots Clefs : Modèles couplés Hydro-Mécaniques, milieux poreux partiellement saturés, méthodes semi-explicites, endommagement, poroplasticité

Abstract

During the last decades, the study of coupling phenomena became more and more important in Geomechanics and Civil Engineering. Radioactive wastes repository in deep geological formation is a perfect illustration of this kind of problems. Indeed, due to numerous stakes, all acting phenomena must be considered in order to determine the first functionality of the repository structure : the full safety confining of radioactive wastes.

During the building period of the repository structures, the excavation and the ventilation of galleries induce solicitation of the surrounding rock mass. The object of this work is to characterize the importance and the nature of this solicitation. It's fundamental to determine the phenomena kinetics (progression of the drying front induced by ventilation, the extent of the perturbed zone) and the strength of induced couplings (stresses in front of gallery, damage). The aim of all this considerations is to evaluate the eventual modifications of the rock and its confining abilities.

The theoretical approach is the Mechanics of Porous Media defined by Coussy (1995), which leads to a formalism at the macroscopic scale and allows to determine the evolutions of the rock, considered as partially saturated porous medium (three-phases medium).

The aim of the different models presented in this work is to describe the fluids transfers in the rock mass and to take into account constitutive aspects of the mechanical behavior of the rock (damage, plasticity).

Key-words : Hydro-Mechanical models, partially saturated porous media, semi-explicit methods, damage, poroplasticity.

Sommaire

Introduction

p. 1

Chapitre 1 Modélisations poroélastiques linéaires &
non linéaires

p. 7

1.1 - INTRODUCTION	9
1.2 - CADRE THEORIQUE	10
1.2.1 - Approche thermodynamique	10
1.2.2 - Modèle poroélastique non linéaire	13
1.2.3 - Transferts hydriques et équations de champ	16
1.2.3.1 - Lois de conservation de masse	17
1.2.3.2 - Ecoulement de l'eau liquide	17
1.2.3.3 - Transports au sein du mélange gazeux	18
1.2.3.4 - Equilibre entre l'eau liquide et sa vapeur	20
1.2.3.5 - Equations de champ	21
1.3 - METHODES DE RESOLUTION	23
1.3.1 - Méthode des éléments finis (modèle non linéaire)	24
1.3.2 - Méthodes semi-explicites (modèle linéaire)	26
1.4 - APPLICATION AU PROBLEME DE GALERIE VENTILEE	28
1.4.1 - Géométrie et phasage du problème	29
1.4.2 - Caractéristiques physiques et mécaniques du massif rocheux	31
1.4.2.1 - Argilite de Tournemire	31
1.4.2.2 - Argilite de l'Est	33
1.4.3 - Etude non linéaire	34
1.4.3.1 - Discrétisation	35
1.4.3.2 - Résultat de la phase de creusement	35
1.4.3.3 - Etude pour l'échantillon CD13-Imbibition	36
1.4.3.4 - Influence de la perméabilité intrinsèque	41
1.4.3.5 - Influence de l'isotherme de sorption	42

1.4.3.6 - Comparaison entre l'argilite de Tournemire et l'argilite de l'Est	43
1.4.4 - Etude linéaire	45
1.4.4.1 - Linéarisation de l'isotherme de sorption	45
1.4.4.2 - Résultats des calculs	46
1.4.4.3 - Validation du code de calcul PARSAT	49
1.5 - CONCLUSIONS	50

Chapitre 2 Prise en compte de l'endommagement	p. 51
--	--------------

2.1 - INTRODUCTION	53
2.2 - UN BREVE INTRODUCTION SUR L'ENDOMMAGEMENT	54
2.2.1 - Un phénomène "multi-échelles"	54
2.2.2 - Description macroscopique de l'endommagement	55
2.3 - CARACTERISTIQUES DE L'ENDOMMAGEMENT DANS LES MATERIAUX POREUX (BETONS, ROCHES)	57
2.3.1 - Anisotropie induite par l'endommagement	58
2.3.2 - Caractère unilatéral	58
2.3.3 - Déformations anélastiques	60
2.4 - COUPLAGES HYDRO-MECANIKES ET ENDOMMAGEMENT	61
2.4.1 - Description thermodynamique des phénomènes dissipatifs	62
2.4.2 - Modèle de Lemaitre-Marigo adapté par Shao et al.	64
2.5 - MODELISATIONS POROELASTIQUES AVEC ENDOMMAGEMENT DU PROBLEME DE GALERIE VENTILEE	66
2.5.1 - Description du problème	67
2.5.2 - Modèles de conductivité s hydrauliques	68
2.5.2.1 - Evolution de la perméabilité intrinsèque avec l'endommagement	69
2.5.2.2 - Evolution des perméabilités relatives avec la saturation	70
2.5.3 - Résultats	71
2.5.3.1 - Modèle a : conductivités hydrauliques λ_i constantes	71

2.5.3.2 - Modèle b : conductivités hydrauliques λ_i fonction de la saturation	74
2.5.3.3 - Modèle c : prise en compte de l'influence de l'endommagement sur la perméabilité intrinsèque	76
2.5.3.4 - Modèle d : conductivités hydrauliques fonction de l'endommagement et de l'état de saturation	77
2.5.4 - Synthèse des résultats et conclusions	78
2.6 - DISCUSSION SUR LE COUPLAGE POROENDOMMAGEABLE EN NON SATURE	85
2.6.1 - Cadre thermodynamique	85
2.6.2 - Hypothèses	86
2.6.3 - Equations constitutives	88
2.6.4 - Application du modèle	89
2.6.5 - Conclusions et réflexions	94
2.7 - CONCLUSIONS	96

Chapitre 3 Modélisations poroplastiques

p. 99

3.1 - INTRODUCTION	101
3.2 - ASPECTS HYDRIQUES EN NON SATURE	101
3.2.1 - Phénomène de succion	102
3.2.2 - Evolution du comportement mécanique du milieu poreux avec la succion	105
3.2.3 - Modèle BBM (Barcelona Basic Model , Alonso et <i>al.</i> [ALO90], [ALO98])	106
3.2.4 - Phénomène d'hystérésis hydrique	108
3.2.5 - Positionnement du problème de galerie ventilée et justification des choix effectués	108
3.3 - MODELE DE DRÜCKER-PRAGER GENERALISE	109
3.3.1 - Description du modèle	110
3.3.1.1 - Critère de plasticité	111

3.3.1.2 - Règle d'écoulement plastique	112
3.3.2 - Ajustement des paramètres	113
3.3.3 - Implantation dans le code PARSAT	117
3.4 - CALCUL DE LA PHASE DE CREUSEMENT EN CONDITIONS SATUREES	119
3.5 - APPLICATION AU PROBLEME DE LA GALERIE VENTILEE	120
3.5.1 - Modèles de diffusion	121
3.5.2 - Transition entre la phase de creusement et la phase de ventilation	122
3.5.3 - Résultats de la phase transitoire	123
3.5.4 - Discussion sur la formulation de la contrainte effective	126
3.5 - CONCLUSIONS	132

Conclusions & perspectives

p. 133

Références bibliographiques

p. 137

Liste des annexes

ANNEXE A - DETAILS DE LA RESOLUTION SEMI-EXPLICITE POUR LE MODELE DE DESSATURATION BI-MATERIAUX

A.1 - Linéarisation des coefficients du système d'équation

A.2 - Résolution explicite du problème dans le domaine des transformées de Laplace

A.3 - Inversion numérique des transformées de Laplace $F(s) \Rightarrow f(t)$

A.4 - Validation de la méthode d'inversion

ANNEXE B - CALCULS ANALYTIQUES DES VARIATIONS DE CONTRAINTES ELASTIQUES EN PAROI

ANNEXE C - CALCUL DE LA REPONSE INSTANTANEE AU CREUSEMENT DE LA GALERIE

C.1 - Réponse hydrique instantanée

C.2 - Réponse mécanique instantanée

C.2.1 - Paramètres élastiques non drainés en partiellement saturé

C.2.2 - Solution élastique au creusement

ANNEXE D - RESULTATS COMPLEMENTAIRES DES CALCULS POROPLASTIQUES

Liste des figures

Introduction

- Figure 0.1** Schéma d'un centre de stockage de déchets radioactifs en formation géologique profonde (issu de [GEN01] p. 846). 3
- Figure 0.2** Schéma d'une cavité de stockage et de la mise en place d'un colis de déchets (issu de [CHIA00] p. 14). 4

Chapitre 1

- Figure 1.1** Algorithme des méthodes semi-explicites. 27
- Figure 1.2** Géométrie du modèle de galerie utilisé. 29
- Figure 1.3** Etat instantané autour de la galerie après creusement. 30
- Figure 1.4** Etat du massif pendant sa dessaturation. 31
- Figure 1.5** Courbes de pression capillaire expérimentales pour l'argilite de Tournemire (d'après Daupley, [DAU97]). 32
- Figure 1.6** Courbes de pression capillaire expérimentales de l'argilite de l'Est. 34
- Figure 1.7** Etat de contraintes induit par le creusement. 35
- Figure 1.8** Evolution spatiale de l'humidité relative. 37
- Figure 1.9** Evolution spatiale de la pression capillaire. 37
- Figure 1.10** Evolution spatiale de la saturation en liquide. 38
- Figure 1.11** Evolution spatiale de la contrainte orthoradiale. 39
- Figure 1.12** Evolution spatiale de la contrainte radiale. 40
- Figure 1.13** Evolution spatiale du déplacement radial. 40
- Figure 1.14** Comparaison de l'évolution spatiale de la saturation en liquide. 41
- Figure 1.15** Comparaison de l'évolution spatiale de la contrainte orthoradiale. 41
- Figure 1.16** Influence de l'isotherme de sorption sur la dessaturation du massif. 42
- Figure 1.17** Saturation en liquide à la paroi et contraintes maximales en traction pour l'argilite de Tournemire. 43
- Figure 1.18** Comparaison des contraintes orthoradiales maximales en paroi. 43

Figure 1.19 Comparaison des contraintes radiales maximales en traction.	44
Figure 1.20 Comparaison de la saturation en liquide à la paroi.	44
Figure 1.21 Points de référence pour la linéarisation de l'isotherme de sorption.	46
Figure 1.22 Evolution spatiale de la contrainte orthoradiale.	47
Figure 1.23 Evolution spatiale de la saturation en liquide.	47
Figure 1.24 Influence du point de référence sur la saturation en paroi.	48
Figure 1.25 Comparaison des résultats donnés par les calculs linéaires avec PARSAT et avec les méthodes semi-explicites (échantillon CD7I).	49

Chapitre 2

Figure 2.1 Représentation de l'endommagement (d'après Lemaitre [LEM92]).	56
Figure 2.2 Formulation de la prise en compte de l'endommagement.	57
Figure 2.3 Evolution de la fissuration lors de traction et compression simple.	59
Figure 2.4 Décomposition de la déformation totale (Schémas et courbe issus de [CAR99] p.2).	60
Figure 2.5 Courbes théoriques et expérimentales pour un béton en compression (courbes issues de [LEM85] p.431).	61
Figure 2.6 Géométrie et conditions aux limites du problème de ventilation d'une galerie profonde.	67
Figure 2.7 Modèles de conductivités hydrauliques λ_i ($i = lq, gz$).	68
Figure 2.8 Evolution du rapport de perméabilité par rapport à l'endommagement.	68
Figure 2.9 Evolution des perméabilités relatives en fonction de la saturation en liquide.	70
Figure 2.10 Evolution spatiale de la saturation en liquide.	71
Figure 2.11 Evolution spatiale de l'endommagement.	72
Figure 2.12 Evolution spatiale de la contrainte orthoradiale.	72
Figure 2.13 Evolution du déplacement radial u_r .	73
Figure 2.14 Evolution spatiale du $\sigma_{zz} - \sigma_{rr}$.	73
Figure 2.15 Evolution spatiale de la saturation en liquide.	75
Figure 2.16 Evolution spatiale de l'endommagement.	75
Figure 2.17 Evolution spatiale de la saturation en liquide.	76
Figure 2.18 Evolution spatiale de l'endommagement.	76
Figure 2.19 Evolution spatiale de la saturation et de l'endommagement.	77

Figure 2.20 Evolution spatiale de la contrainte orthoradiale et radiale.	77
Figure 2.21 Evolution spatiale de la contrainte orthoradiale et radiale.	82
Figure 2.22 Evolution spatiale de la contrainte orthoradiale effective.	82
Figure 2.23 Evolution spatiale de la contrainte radiale effective.	83
Figure 2.24 Evolution spatiale de la contrainte moyenne, de la pression capillaire et de la fonction π .	84
Figure 2.25 Evolution spatiale du second invariant du déviateur des contraintes.	85
Figure 2.26 Courbes d'évolution théoriques de la saturation en liquide pour différents degrés d'endommagement.	88
Figure 2.27 Essai de traction simple "drainé" sous plusieurs niveaux de pression capillaire.	91
Figure 2.28 Evolution des déformations pour un essai de compression simple ($p_{cp} = 17.8 \text{ MPa} \Leftrightarrow S_{lq}^{\text{initiale}} = 0.75$).	92
Figure 2.29 Evolution des déformations radiale (à gauche), volumique (au centre) et axiale (à droite) pour 3 niveaux de pression capillaire.	92
Figure 2.30 Evolution de la porosité pour 3 niveaux de pression capillaire.	93
Figure 2.31 Influence du paramètre γ .	94
Figure 2.32 Courbes de compression triaxiale pour l'argilite de l'Est issues de [CHIA00] p. 256.	95

Chapitre 3

Figure 3.1 Forces d'attraction au sein d'un liquide.	103
Figure 3.2 Schématisation d'un tube capillaire.	104
Figure 3.3 Tensions capillaires au sein du milieu poreux.	105
Figure 3.4 Surface de charge du modèle de Barcelone ([ALO90]).	107
Figure 3.5 Représentation de l'écroûissage de la surface de charge et de la ligne d'état critique (CSL) avec la succion dans le plan ($p^* - q$).	107
Figure 3.6 Illustration de l'effet goulot	108
Figure 3.7 Comparaison des résultats d'essais triaxiaux réalisés au LML sur l'argilite de l'Est (symboles) avec les simulations numériques (traits pleins).	114
Figure 3.8 Simulations numériques d'essais triaxiaux non-drainés sous plusieurs niveaux de confinement.	115
Figure 3.9 Représentation de la surface de charge (pour $\theta = \pi/6$).	116
Figure 3.10 Représentation de la surface de charge (pour $\theta = -\pi/6$).	116

Figure 3.11 Loi d'écroissage de la fonction de charge.	119
Figure 3.12 Réponse au creusement de la galerie en conditions saturées.	120
Figure 3.13 Evolution des invariants de contraintes et de déformations plastiques (temps courts).	122
Figure 3.14 Evolution de la saturation en liquide.	124
Figure 3.15 Evolution de l'invariant des contraintes $\sqrt{3J_2}$.	124
Figure 3.16 Evolution de la déformation volumique plastique.	125
Figure 3.17 Evolution de la distorsion plastique équivalente.	125
Figure 3.18 Evolution spatiale de la fonction π.	128
Figure 3.19 Ecroissage de la fonction de charge avec γ^p dans le plan $(\sigma_m^{\text{eff}} - q)$.	128
Figure 3.20 Chemin de contraintes dans l'espace $(\sigma_m - q)$.	129
Figure 3.21 Chemin de contraintes dans l'espace $(\sigma_m^{\text{eff}} - q)$.	130
Figure 3.22 Chemin de contraintes dans l'espace $(\sigma_m^* - q)$.	130
Figure 3.23 Chemin de contraintes dans l'espace $(\sigma_m^{\text{eff}} - q)$ avec la contrainte effective de Bishop.	131

Liste des Tableaux

Chapitre 1

Tableau 1.1 Valeurs de a et b pour l'ajustement des courbes de pression capillaire de l'argilite de Tournemire (avec r le coefficient de corrélation avec les données expérimentales).	33
Tableau 1.2 Valeurs de a et b pour l'ajustement des courbes de pression capillaire de l'argilite de l'Est.	34

Chapitre 2

Tableau 2.1 Rayons de la zone endommagée (en m) pour un temps de 100 ans.	78
Tableau 2.2 Rayons de la zone dessaturée (en m) pour un temps de 100 ans.	79
Tableau 2.3 Rayons de la zone endommagée (en m) pour un temps de 10 ans.	79
Tableau 2.4 Rayons de la zone dessaturée (en m) pour un temps de 10 ans.	80
Tableau 2.5 Valeurs de la saturation en liquide et de la contrainte orthoradiale en paroi de la galerie.	81
Tableau 2.6 Valeurs des paramètres utilisés.	90

Chapitre 3

Tableau 3.1 Valeurs des paramètres du modèle poroplastique pour l'argilite de l'Est.	116
Tableau 3.2 Modèles de conductivités hydrauliques.	121
Tableau 3.3 Etendue de la zone dessaturée et de la zone plastique (pour t = 200 ans).	126

Notations

Symbole	Unité	Définition
t	s	Temps
(x, y, z)		Système de coordonnées cartésiennes
(r, θ, z)		Système de coordonnées cylindriques
<i>Indices</i>		
as		Air sec
gz		Mélange gazeux
lq		Liquide
s		Solide
vp		Vapeur
0		Etat initial
0+		Etat instantané
∞		Etat asymptotique
<i>Caractéristiques générales</i>		
C_j		Concentration molaire de la phase j
R	$\text{J.kg}^{-1}.\text{mol}^{-1}$	Constante des gaz parfaits = 8.32
ϕ		Porosité
ϕ_j		Fraction volumique de la phase j
ρ	kg.m^{-3}	Masse volumique
ρ_j	kg.m^{-3}	Masse volumique de la phase j
M_j	kg.mole^{-1}	Masse molaire du constituant j
<i>Mécaniques</i>		
σ	Pa	Tenseur des contraintes
σ_m	Pa	Contrainte moyenne
σ_0	Pa	Tenseur des contraintes in situ
ϵ		Tenseur des déformations
ϵ_v		Déformation volumique
u	m	Déplacement
E_0 (E)	Pa	Module de Young drainé (non drainé)
K_0 (K)	Pa	Module d'incompressibilité drainé (non drainé)

K_s, K_{lq}	Pa	<i>Module d'incompressibilité des grains solides et du liquide</i>
G	Pa	<i>Module de cisaillement</i>
$\lambda_o (\lambda)$	Pa	<i>Coefficient de Lamé drainé (non drainé)</i>
$\nu_o (\nu)$		<i>Coefficient de Poisson drainé (non drainé)</i>
α_o	K^{-1}	<i>Coefficient de dilatation thermique</i>
<i>Relatives aux échanges de fluides</i>		
b_j		<i>Coefficients de Biot</i>
h_r		<i>Taux d'humidité relative</i>
M_{ij}	Pa	<i>Modules de Biot</i>
\underline{M}_j		<i>Flux massiques de la phase j par rapport à des axes stationnaires</i>
m_j	$kg.m^{-3}$	<i>Apport de masse de la phase j</i>
$m_{lq \rightarrow vp}$	$kg.s^{-1}$	<i>Taux d'évaporation représentant l'échange liquide-vapeur</i>
p_j	Pa	<i>Pression partielle de la phase j</i>
p_{cp}	Pa	<i>Pression capillaire</i>
S_j		<i>Saturation relative à la phase j</i>
D_{va}	$m^2.s^{-1}$	<i>Diffusivité moléculaire de la vapeur d'eau dans l'air</i>
F	$m^2.s^{-1}$	<i>Coefficient de Fick</i>
k	m^2	<i>Perméabilité intrinsèque</i>
$K_{lq}^{rel}, K_{gz}^{rel}$	m^2	<i>Perméabilités relatives du liquide et du mélange gazeux</i>
$\lambda_{lq}, \lambda_{gz}$	$m^3.s.kg^{-1}$	<i>Conductivités hydrauliques des phases liquide et gaz</i>
η_{lq}, η_{gz}	$kg.m^{-1}.s^{-1}$	<i>Viscosité dynamique du liquide et du mélange gazeux</i>
τ		<i>Facteur de tortuosité</i>
v_{lq}, v_{gz}	$m.s^{-1}$	<i>Vitesse de la phase liquide et vitesse de référence du mélange gazeux</i>
<i>Thermodynamiques</i>		
T	K	<i>Température</i>
S	$Pa.K^{-1}$	<i>Entropie</i>
α_j	K^{-1}	<i>Coefficient de dilatation thermique de la phase j</i>

α_m^j	K^{-1}	<i>Coefficient de dilatation thermique différentielle de la phase j</i>
g_m^j	$J.kg^{-1}$	<i>Enthalpie libre massique de la phase j</i>
s_m^j	$J.kg^{-1}.K^{-1}$	<i>Entropie massique de la phase j</i>

Introduction

Depuis la seconde moitié du XX^e Siècle, l'étude des phénomènes couplés a pris une importance considérable dans de nombreux domaines scientifiques. Les problèmes, pour lesquels la prise en compte des couplages est jugée nécessaire, sont en quelque sorte des carrefours où se rencontrent de nombreuses thématiques : Mécanique des matériaux solides, Mécanique des fluides, Thermodynamique, Chimie, Transferts thermiques etc.. Les centres de stockage de déchets radioactifs en formation géologique profonde (figure 0.1) sont une parfaite illustration de ce genre de problèmes. En effet, du fait des enjeux politiques, économiques et écologiques, l'étude de la faisabilité d'un stockage, au sein notamment des laboratoires de recherche souterrains (URL : *Underground Research Laboratory*), requiert la considération de tous les phénomènes, et de leurs couplages, pour pouvoir tirer des conclusions. Toutes ces considérations doivent permettre de juger de la fonctionnalité première d'un centre de stockage : le confinement en toute sûreté de déchets radioactifs.

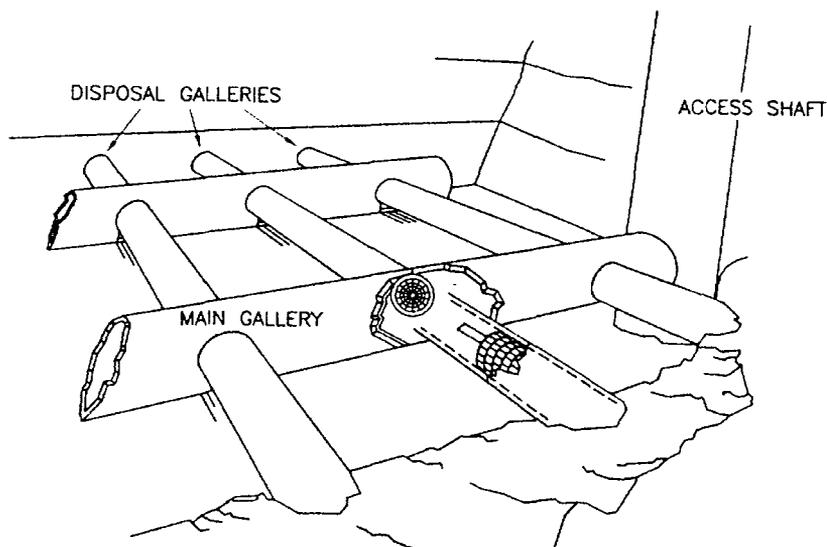


Figure 0.1 Schéma d'un centre de stockage de déchets radioactifs en formation géologique profonde (issu de [GEN01] p. 846).

On peut distinguer plusieurs phases durant la vie d'un centre de stockage et durant chacune de ces phases, il est important de déterminer les phénomènes prépondérants vis-à-vis des objectifs pré-requis. Quatre phases chronologiques ressortent :

phase 0 :

- Cette phase est antérieure à la construction de l'URL et elle correspond à la caractérisation de la couche géologique hôte avant toute perturbation anthropique (détermination de l'état de contraintes *in-situ*, caractéristiques initiales de la roche).

phase 1 :

- On regroupe durant cette phase les travaux de construction du puits d'accès et du réseau de galerie (figure 0.1). Lors de cette phase, tant dans un objectif de sécurité (pour les personnels travaillant au sein des infrastructures) que de sûreté (modification des capacités de confinement de la roche), on va principalement chercher à déterminer les sollicitations (et les modifications qu'elles induisent) imposées à la roche. Le creusement des galeries et leur ventilation vont entraîner des sollicitations d'origine **mécanique** et **hydrique**, et on caractérisera cette phase par la prédominance des couplages Hydro-Mécaniques (HM).

phase 2 :

- Cette phase correspond à la mise en place des colis de déchets et des différentes barrières de confinement (figure 0.2). Les couplages HM vont également être prépondérants, notamment lors de l'hydratation des argiles gonflantes (bouchon et barrière ouvragée) et de la roche dessaturée par la ventilation. Cependant, du fait de l'exothermie des déchets et des interactions chimiques entre l'eau interstitielle et les matériaux argileux (roche argileuse, argile gonflante), il semble important de tenir compte des sollicitations thermiques ([GEN01]) et géochimiques ([CAT99]) et par la même des couplages qu'elles entraînent.

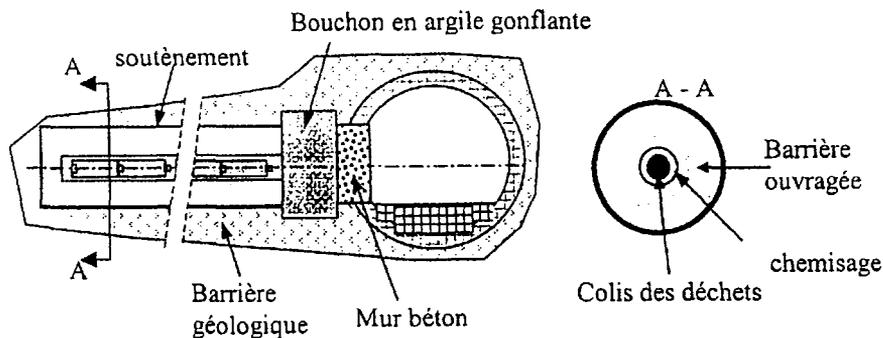


Figure 0.2 Schéma d'une cavité de stockage et de la mise en place d'un colis de déchets (issu de [CHIA00] p. 14).

phase 3 :

- On parle aussi de phase "post-exploitation", c'est à dire l'étude du site de stockage après la mise en

place des déchets. L'objectif est de déterminer l'évolution des différentes parties constitutives : le colis de déchets, les barrières de confinement et le massif rocheux alentours. On notera que l'étude ne porte plus seulement sur les géomatériaux mais également, sur les matériaux constitutifs du colis et sur leur altération (corrosion des aciers). Il semble que les principales sollicitations vont être d'origine thermique (liées à la décroissance thermique des déchets en fonction du temps) et aux interactions chimiques entre les différents constituants. On notera qu'il convient de rester prudent sur la prédominance de tel ou tel phénomène durant cette phase. En effet, à la vue des temps considérables à prendre en compte (plusieurs siècles à plusieurs milliers d'années), les conclusions et les études sont du domaine de la prospective.

Le travail présenté dans ce mémoire s'inscrit dans le contexte de la phase 1. L'objectif est la détermination des sollicitations et des modifications du massif rocheux, induites par le creusement et la ventilation des infrastructures. Le problème, traité pour essayer de répondre à ces questions, est le problème de galerie ventilée. L'accent est mis sur l'étude des couplages Hydro-Mécaniques et du modèle de comportement des roches argileuses (en particulier l'argilite de l'Est qui est la roche hôte pour l'URL français de Meuse-Haute-Marne ([AND99])), dans le cadre d'évolutions en conditions non saturées. Dans cette optique, plusieurs modèles de comportement ont été utilisés.

Le premier chapitre, qui constitue une première approche du problème couplé de galerie ventilée, est consacré à la description et à l'application du modèle couplé dans le cadre d'évolutions réversibles. On présente les principales équations permettant de décrire les évolutions du milieu poreux, en utilisant le formalisme de la Mécanique des Milieux Poreux fourni par Coussy ([COU91], [COU95]). Deux approches sont présentées : une approche non linéaire, en utilisant comme méthode de résolution la Méthode des Eléments Finis (code de calculs PARSAT, développé au LAEGO-ENSG), et une approche linéaire, en utilisant les solutions semi-explicites pour décrire les évolutions couplées du milieu poreux.

Le second chapitre est consacré à la prise en compte de l'endommagement dans le modèle de comportement de la roche. On cherche ainsi à reproduire une fissuration éventuelle du massif rocheux proche de la galerie, induite par les sollicitations lors du creusement et du séchage. La détermination de l'étendue d'une zone endommagée en périphérie de la galerie va être prépondérante (en particulier pour caractériser les capacités de confinement du massif rocheux). On présente une étude portant sur l'influence du modèle de diffusion sur la propagation des perturbations au sein de la roche. Une discussion est également menée sur les couplages poroendommageables.

Le troisième chapitre porte sur l'utilisation d'un modèle poroplastique et la prise en compte de déformations irréversibles. En effet, l'importance des déformations plastiques a été mise en lumière lors des essais de laboratoire (plus particulièrement en ce qui concerne l'argilite de l'Est). On a utilisé un modèle de comportement mécanique basé sur le critère de Drucker-Prager généralisé, en l'adaptant pour décrire les évolutions poroplastiques de la roche.

Nous avons choisi de ne pas faire de chapitre introductif consacré à une étude bibliographique et un état de l'art des différents thèmes abordés dans ce travail. Ce choix s'explique par la diversité des aspects étudiés (poroélasticité, méthodes semi-explicites, endommagement, plasticité etc.). Les ouvrages et travaux de références seront donc cités tout au long de ce mémoire lorsque le thème concerné sera traité.

Nota bene : on a retenu, pour ce mémoire, la convention de signe de la Mécanique des Milieux Continus :

⇒ tractions et extensions positives

⇒ compressions et contractions négatives.

Chapitre 1
Modélisations
poroélastiques
linéaires & non linéaires

1.1 - INTRODUCTION

Ce chapitre est consacré aux modélisations poroélastiques de la ventilation de cavités profondes en milieux poreux non saturés. On décrit tout d'abord le cadre théorique et les diverses équations permettant de traduire ces évolutions ; on trouvera le détail du modèle de comportement poroélastique non linéaire, du modèle de diffusion des différents fluides interstitiels et du système des équations de champ couplées. Deux méthodes de résolution sont présentées, l'une numérique utilisant la Méthode de Eléments Finis, l'autre semi-explicite nécessitant la linéarisation des équations de champ à résoudre. On parlera d'approche non linéaire (Eléments Finis) et linéaire (méthodes semi-explicites) ; on insistera par la suite sur l'importance de l'hypothèse de linéarisation et les restrictions qui en découlent. On décrira les avantages et les restrictions de chacune de chacune des approches, ainsi que leur complémentarité.

On présente l'application au problème de galerie ventilée. Les variations d'hygrométrie apparaissant dans les ouvrages souterrains (tels que les galeries profondes) sont à l'origine de couplages hydro-mécaniques dans le massif rocheux. En effet une chute de l'humidité relative de l'air circulant dans une cavité profonde va entraîner une dessaturation du massif environnant qui va être à l'origine de modifications de l'état de contraintes dans ce même massif ; plus particulièrement les couplages hydromécaniques induisent l'apparition de contraintes de traction. Ce travail s'inscrit dans la continuité des travaux antérieurs réalisés au LAEGO, en particulier par Thouvenin ([THO99]) et il a pour objet le calcul des contraintes, engendrées par la dessaturation du massif rocheux entourant la galerie, ainsi que le calcul de l'étendue de cette dessaturation. Un des buts est notamment de voir si les contraintes de traction induites par dessaturation peuvent être, au moins partiellement, la source d'une fissuration en paroi. On peut citer l'exemple du tunnel de Tournemire (Sud-Ouest de la France), en paroi duquel des fissures ont été observées et dont l'une des causes envisagées est la dessaturation de la roche autour de la galerie.

Un modèle géométrique "bi-matériaux" a été utilisé :

- une couronne de matériau "endommagé" entourant la galerie et visant à simuler une altération du massif rocheux par exemple lors de l'excavation.
- le massif rocheux sain (les calculs sont appliqués à deux argilites différentes, celle du site de l'Est et celle de Tournemire).

Nous avons pris en compte la phase de creusement de la galerie et plus particulièrement les modifications de l'état de contraintes instantané et des pressions interstitielles juste après le creusement. La sollicitation imposée au massif rocheux périphérique à la galerie est donc d'origine mécanique et hydrique (creusement+ventilation).

Les résultats des calculs non linéaires, réalisés avec le code numérique PARSAT, développé au LAEGO-ENSG et utilisant la Méthode des Eléments Finis, sont présentés et une étude

paramétrique, portant sur deux roches argileuses différentes (argilite de l'Est et argilite de Tournemire), a été réalisée afin de juger l'influence de telle ou telle caractéristique sur les couplages hydromécaniques (perméabilité intrinsèque, isotherme de sorption, etc.).

On présente également les principaux résultats de calculs linéaires effectués en utilisant une méthode semi-explicite ; le principe de ces méthodes consiste en la détermination des solutions exactes d'un système d'équations linéarisées dans le domaine des transformées de Laplace, ce qui nécessite l'utilisation de méthodes d'inversion numériques. Les calculs semi-explicites ont été réalisés en intégralité avec le logiciel de calcul formel *Mathematica*[®], en utilisant les nombreuses fonctionnalités tant au niveau de la résolution de système d'équations qu'au niveau numérique.

1.2 - CADRE THEORIQUE

En préambule, il nous semble important de définir le cadre théorique sur lequel nous nous sommes appuyés, notamment dans l'optique d'éclairer le lecteur sur le formalisme, les hypothèses et les phénomènes pris en compte. Les travaux réalisés par Coussy ([COU91] ou [COU95a]) ainsi que ceux plus spécifiquement liés aux aspects non saturé réalisés par Lassabatère ([LAS94], [COU95b]) nous ont servi de base.

On présente dans ce qui suit les aspects et les équations qui semblent primordiaux à la description des évolutions des milieux poreux ; cependant ceci n'a pas pour but d'être exhaustif et le soin est laissé au lecteur de se référer aux ouvrages précités pour plus de détails.

1.2.1 - Approche thermodynamique

La démarche menée par Coussy consiste à associer une approche thermodynamique aux outils classiques de la mécanique des milieux continus afin de formuler une théorie capable de décrire les évolutions des milieux poreux à l'échelle macroscopique. En effet, d'un point de vue mécanique, ces derniers peuvent être considérés à l'échelle macroscopique comme la superposition de deux milieux continus en interaction : le squelette et le fluide interstitiel (dans le cas saturé) et d'un point de vue thermodynamique ils peuvent être considérés comme des systèmes thermodynamiques ouverts capables d'échanger de la masse fluide avec l'extérieur. Un des objectifs est notamment que la théorie ainsi élaborée soit exprimée en fonction de quantités mesurables par les méthodes classiques en laboratoire.

Le milieu poreux partiellement saturé est un milieu triphasique constitué par une matrice et un espace poreux saturé par plusieurs fluides interstitiels. Dans nos travaux ces fluides interstitiels sont l'eau sous forme liquide d'une part et le mélange gazeux composé de la vapeur d'eau et de l'air sec

d'autre part. On distingue deux sortes de porosité, la porosité connectée, qui forme un espace continu au sein duquel les mouvements des fluides ont lieu, et la porosité occluse, qui est non connexe et ne participe pas aux échanges de fluides avec l'extérieur. La matrice est l'ensemble formé par cette porosité occluse et la phase solide. On précise que dans les pages qui suivent le terme de porosité sans aucune spécification désignera la porosité connectée (notée ϕ).

Le terme squelette désigne quant à lui l'ensemble formé par la matrice et la porosité connectée "vidée" de ses fluides interstitiels.

La transformation d'un élément de volume $d\Omega$ du milieu poreux est donnée par l'équation :

$$d\Omega_t = J d\Omega \quad (1.1)$$

où J est le jacobien du gradient de transformation et $d\Omega_t$ est le volume élémentaire après transformation, à l'instant t .

Sous l'hypothèse des transformations infinitésimales la déformation volumique est donnée par :

$$\frac{d\Omega_t - d\Omega}{d\Omega} = \text{div}\xi = \text{tr}\underline{\underline{\epsilon}} = \epsilon_{ii} \quad (1.2)$$

avec $\xi = x - X$ le vecteur déplacement, x étant le vecteur position à l'instant t et X celui de référence. Le tenseur $\underline{\underline{\epsilon}}$ est le tenseur des déformations linéarisé.

Deux sources de déformation volumique interviennent : la dilatation volumique de la matrice ϵ_s et la variation de porosité $(\phi - \phi_0)$. On peut écrire :

$$(1 - \phi) \text{tr}\underline{\underline{\epsilon}} = (1 - \phi_0) \epsilon_s + (\phi - \phi_0) \quad (1.3)$$

Les principes de la thermodynamique appliqués aux milieux poreux partiellement saturés, en tant que milieux continus ouverts, permettent de formuler leurs évolutions. Sans rentrer dans le détail des équations on peut rappeler simplement que le premier principe énonce la conservation de l'énergie sous toutes ses formes (égalité entre l'énergie fournie au système et celle restituée par le système) alors que le second principe traduit quant à lui une évolution de la "qualité" de l'énergie que possède le système. Plus précisément, le second principe de la thermodynamique exprime le fait que le rapport entre l'énergie *utile* que possède le système (celle réutilisable sous forme de travail) et celle qui ne l'est pas, évolue de façon irréversible. Cela peut s'écrire dans le cas de transformations infinitésimales et d'évolutions quasistatiques (l'énergie cinétique n'est pas considérée) sous la forme des inégalités suivantes ([COU95c] p.246) :

$$\Phi_1 = \underline{\underline{\sigma}} : \frac{d\underline{\underline{\epsilon}}}{dt} + \sum_{\alpha} g_m^{\alpha} \frac{dm_{\alpha}}{dt} - S \frac{dT}{dt} - \frac{d\Psi}{dt} \geq 0 \quad \alpha = \text{lq, vp, as} \quad (1.4)$$

$$\Phi_{\rightarrow} = (g_m^{\text{lq}} - g_m^{\text{vp}}) m_{\text{lq} \rightarrow \text{vp}}^o \geq 0 \quad (1.5)$$

qui expriment la non-négativité de la dissipation intrinsèque Φ_1 , ainsi que celle des éventuels changements de phases Φ_{\rightarrow} , (en supposant un découplage entre ces deux dissipations). Ψ et g_m^α sont respectivement l'énergie libre du système ouvert suivi dans le mouvement du squelette et l'enthalpie libre massique de la phase fluide α , $m_{lq \rightarrow vp}^\alpha$ est le taux massique de changement de phase.

On notera qu'il existe deux autres sources de dissipation Φ_2 et Φ_3 ([COU95a] p.15) liées respectivement au transport de la chaleur et au transport des fluides au sein du milieu poreux, et que ces deux dissipations doivent être non négatives (toujours en supposant un découplage entre les sources de dissipation).

On considère classiquement que l'enthalpie libre massique d'un fluide est fonction uniquement de la pression et de la température, les équations d'état de la phase fluide α sont alors :

$$g_m^\alpha = g_m^\alpha(p_\alpha, T) \quad \frac{\partial g_m^\alpha}{\partial p_\alpha} = \frac{1}{\rho_\alpha} \quad \frac{\partial g_m^\alpha}{\partial T} = -s_m^\alpha \quad (1.6)$$

avec ρ_α et s_m^α respectivement la masse volumique et l'entropie de la phase fluide α .

Il est admis que les changements de phases liquide \leftrightarrow vapeur s'effectuent généralement sans dissipation ($\Phi_{\rightarrow} = 0$).

Le postulat de l'état local permet d'écrire l'énergie libre Ψ comme une fonction de variables d'état (mesurables à l'échelle macroscopique) :

$$\Psi = \Psi(T, \underline{\underline{\epsilon}}, m_\alpha, \chi) \quad (1.7)$$

L'inégalité (1.4) peut ainsi être reformulée de la façon suivante :

$$\Phi_1 = \left(\underline{\underline{\sigma}} - \frac{\partial \Psi}{\partial \underline{\underline{\epsilon}}} \right) : \frac{d \underline{\underline{\epsilon}}}{dt} + \Sigma_\alpha \left\{ \left(g_m^\alpha - \frac{\partial \Psi}{\partial m_\alpha} \right) \frac{dm_\alpha}{dt} \right\} - \frac{\partial \Psi}{\partial \chi} \frac{d\chi}{dt} - \left(S + \frac{\partial \Psi}{\partial T} \right) \frac{dT}{dt} \geq 0 \quad (1.8)$$

L'hypothèse de Helmholtz qui consiste à considérer que le paramétrage est normal relativement aux variables d'état $(T, \underline{\underline{\epsilon}}, m_\alpha)$, c'est à dire qu'il existe des évolutions réelles dans lesquelles chaque variable peut varier indépendamment des autres, associée au fait que l'inégalité (1.7) doit être inconditionnellement vérifiée, nous permet d'écrire les équations d'état :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \frac{\partial \Psi}{\partial \underline{\underline{\epsilon}}} \quad g_m^\alpha = \frac{\partial \Psi}{\partial m_\alpha} \quad S = - \frac{\partial \Psi}{\partial T} \quad (1.9)$$

ce qui conduit à :

$$\Phi_1 = - \frac{\partial \Psi}{\partial \chi} \frac{d\chi}{dt} \geq 0 \quad (1.10)$$

L'évolution des variables χ est ainsi directement liée à la dissipation volumique intrinsèque du système élémentaire considéré ; contrairement aux variables d'état $(T, \underline{\underline{\epsilon}}, m_\alpha)$ appelées variables

externes et directement mesurables, ces variables χ , appelées variables internes, sont associées aux phénomènes dissipatifs éventuels (endommagement, plasticité...) et ne sont pas directement mesurables.

L'utilisation de la transformée de Legendre-Fenchel de Ψ ([DAN98] p. 62, [COU91] p. 69-70), $\Psi^*(S, \underline{\underline{\epsilon}}, g_m^\alpha) = \Psi(T, \underline{\underline{\epsilon}}, m_\alpha) - g_m^\alpha m_\alpha + S T$, permet de réécrire les équations d'état de la façon suivante :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \frac{\partial \Psi^*}{\partial \underline{\underline{\epsilon}}} \quad m_\alpha = - \frac{\partial \Psi^*}{\partial g_m^\alpha} \quad T = \frac{\partial \Psi^*}{\partial S} \quad (1.11)$$

Dans le cas où l'on considère que le matériau possède un comportement poroélastique, aucun phénomène dissipatif n'intervient ($\Phi_1 = 0$) et par conséquent l'énergie libre Ψ ne dépend d'aucune variable interne χ ; les équations d'état (1.11) (ou (1.9)) suffisent alors à décrire les évolutions du milieu poreux. Leur différentiation permet de formuler les lois de comportement macroscopiques sous forme incrémentale (avec la sommation pour les indices répétés) :

$$d\underline{\underline{\sigma}} = \frac{\partial^2 \Psi^*}{\partial \underline{\underline{\epsilon}}^2} : d\underline{\underline{\epsilon}} + \frac{\partial^2 \Psi^*}{\partial \underline{\underline{\epsilon}} \partial g_m^\alpha} dg_m^\alpha + \frac{\partial^2 \Psi^*}{\partial \underline{\underline{\epsilon}} \partial S} dS \quad (1.12)$$

$$dm_\alpha = - \frac{\partial^2 \Psi^*}{\partial \underline{\underline{\epsilon}} \partial g_m^\alpha} : d\underline{\underline{\epsilon}} - \frac{\partial^2 \Psi^*}{\partial g_m^\alpha \partial g_m^\beta} dg_m^\beta - \frac{\partial^2 \Psi^*}{\partial g_m^\alpha \partial S} dS \quad \alpha, \beta = \text{lq, vp, as} \quad (1.13)$$

$$dT = \frac{\partial^2 \Psi^*}{\partial \underline{\underline{\epsilon}} \partial S} : d\underline{\underline{\epsilon}} + \frac{\partial^2 \Psi^*}{\partial g_m^\alpha \partial S} dg_m^\alpha + \frac{\partial^2 \Psi^*}{\partial S^2} dS \quad (1.14)$$

1.2.2 - Modèle poroélastique non linéaire

Les équations (1.12) à (1.14) constituent les équations générales du modèle poroélastique décrivant le comportement du milieu poreux à l'échelle macroscopique. On rappelle les hypothèses sur lesquelles ces équations sont fondées ainsi que les hypothèses supplémentaires considérées dans ce travail permettant de formuler le modèle de comportement poroélastique non linéaire :

- 1) les transformations sont **infinitement petites**.
- 2) les évolutions du milieu poreux sont supposées **quasistatiques** et **réversibles**.
- 3) le comportement du milieu poreux est considéré **isotrope**.
- 4) on se restreint au cas d'**évolutions isothermes**.
- 5) les changements de phase liquide ↔ vapeur sont non dissipatifs.
- 6) on considère que la vapeur et l'air sec forment un mélange gazeux considéré comme parfait.

Bien évidemment ces hypothèses constituent un cadre restrictif vis-à-vis de la bonne description des évolutions du milieu poreux et il convient de rappeler au lecteur que le modèle de comportement découlant de ces hypothèses ne constitue qu'une première approche.

Avec l'hypothèse des évolutions isothermes et les équations d'état (1.6) relatives à chaque phase fluide α , en considérant également que le comportement déviatorique du milieu poreux n'est pas couplé au comportement hydrostatique (c'est à dire lié au changement de volume), le modèle poroélastique s'écrit :

$$\begin{pmatrix} d\sigma_m \\ dm_{lq} \\ dm_{vp} \\ dm_{as} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} K_o & -b_{lq} & -b_{vp} & -b_{as} \\ \rho_{lq} N_{lq\epsilon} & \rho_{lq} N_{lqlq} & \rho_{lq} N_{lqvp} & \rho_{lq} N_{lqas} \\ \rho_{vp} N_{vp\epsilon} & \rho_{vp} N_{vplq} & \rho_{vp} N_{vppv} & \rho_{vp} N_{vpas} \\ \rho_{as} N_{as\epsilon} & \rho_{as} N_{aslq} & \rho_{as} N_{asvp} & \rho_{as} N_{asas} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d\epsilon_v \\ dp_{lq} \\ dp_{vp} \\ dp_{as} \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

et

$$d\underline{\underline{s}} = 2 G d\underline{\underline{e}} \quad \text{avec} \quad \underline{\underline{s}} = \underline{\underline{\sigma}} - \sigma_m \underline{\underline{I}} \quad \text{et} \quad \underline{\underline{e}} = \underline{\underline{\epsilon}} - \frac{\epsilon_v}{3} \underline{\underline{I}} \quad (1.16)$$

les équations (1.15) et (1.16) décrivant respectivement le comportement hydrostatique et déviatorique.

Remarque : Contrairement au modèle poroélastique linéaire utilisé dans le cas saturé ([COU95a] p. 19, [BOU95a] p.22), les termes constitutifs de ce modèle ne sont pas constants et pour cette raison le modèle est formulé sous forme incrémentale.

La détermination des termes b_i et N_{ij} de l'équation (1.15) est réalisée en utilisant les relations de compatibilité entre le comportement poroélastique défini ci dessus et le comportement élastique à l'échelle des différents constituants. Ainsi pour les grains solides et les différents fluides on peut écrire :

$$d\sigma_s = K_s d\epsilon_s \quad dp_\alpha = K_\alpha \frac{d\rho_\alpha}{\rho_\alpha} \quad (\alpha = lq, vp, as) \quad (1.17)$$

où ϵ_s et σ_s sont respectivement la dilatation volumique et la contrainte moyenne appliquée à la phase solide et K_i est le module de compressibilité de la phase i ($i = s, lq, vp, as$).

Pour l'identification des termes b_j et N_{ij} on a notamment utilisé les équations d'apport de masse pour chaque phase fluide (déterminées grâce à la formule de transport (1.1)) :

$$m_\alpha = (1 + \epsilon_v) \rho_\alpha \phi_\alpha - \rho_\alpha^0 \phi_\alpha^0 \quad \alpha = lq, vp, as \quad (1.18)$$

où ρ_α^0 et ϕ_α^0 sont la masse volumique et la fraction de porosité relative à la phase α à l'état de référence.

Sous forme incrémentale et en considérant $\epsilon_v \ll 1$:

$$dm_\alpha \simeq \rho_\alpha d\phi_\alpha + \phi_\alpha d\rho_\alpha + \rho_\alpha \phi_\alpha d\epsilon_v \quad \alpha = \text{lq, vp, as} \quad (1.19)$$

ϕ_α représente la fraction volumique du constituant α , $\phi_\alpha = \frac{\text{volume de la phase } \alpha}{\text{volume total}}$, $0 \leq \phi_\alpha \leq 1$, $\sum_\alpha \phi_\alpha = \phi$, $\phi_\alpha = \phi S_\alpha$, où S_α représente le degré de saturation relatif à la phase α . ϕ est la porosité du milieu poreux, c'est à dire le rapport du volume des vides connectés au volume total.

Le détail de la détermination des coefficients b_j et N_{ij} peut être trouvé dans ([COU95c] p.250) et [LAS94] pour le cas où l'on considère que la phase liquide et la phase solide sont incompressibles et dans [SCH95] pour le cas général. On renvoie également le lecteur au paragraphe 7 de [BOU95a] portant sur les relations entre les caractéristiques de la roche et de ses constituants dans le cas saturé.

Les coefficients du modèle sont donnés ci dessous dans le cas général (en considérant la compressibilité des différentes phases constituantes).

$$b_{\text{lq}} = b S_{\text{lq}} \quad b_{\text{as}} = b_{\text{vp}} = b (1 - S_{\text{lq}}) \quad (1.20)$$

$$N_{\text{lq}\epsilon} = b S_{\text{lq}} \quad N_{\text{vp}\epsilon} = N_{\text{as}\epsilon} = b (1 - S_{\text{lq}}) \quad (1.21)$$

$$N_{\text{lq}|\text{lq}} = \frac{(1-b)b S_{\text{lq}}^2}{K_o} + \frac{\phi (K_o - (1-b) K_{\text{lq}} S_{\text{lq}}) S_{\text{lq}}}{K_{\text{lq}} K_o} - \phi \frac{dS_{\text{lq}}}{dp_{\text{cp}}} \quad (1.22)$$

$$N_{\text{lq}|\text{vp}} = N_{\text{lq}|\text{as}} = N_{\text{vp}|\text{lq}} = N_{\text{as}|\text{lq}} = \phi \frac{dS_{\text{lq}}}{dp_{\text{cp}}} + \frac{(1-b)(b-\phi)(1-S_{\text{lq}}) S_{\text{lq}}}{K_o} \quad (1.23)$$

$$N_{\text{vp}|\text{vp}} = \frac{(1-b)(b-\phi)(1-S_{\text{lq}})^2}{K_o} + \frac{\phi(1-S_{\text{lq}})}{p_{\text{vp}}} - \phi \frac{dS_{\text{lq}}}{dp_{\text{cp}}} \quad (1.24)$$

$$N_{\text{vp}|\text{as}} = N_{\text{as}|\text{vp}} = \frac{(1-b)(1-S_{\text{lq}})^2(b-\phi)}{K_o} - \phi \frac{dS_{\text{lq}}}{dp_{\text{cp}}} \quad (1.25)$$

$$N_{\text{as}|\text{as}} = \frac{(1-b)(b-\phi)(1-S_{\text{lq}})^2}{K_o} + \frac{\phi(1-S_{\text{lq}})}{p_{\text{as}}} - \phi \frac{dS_{\text{lq}}}{dp_{\text{cp}}} \quad (1.26)$$

où $b = 1 - K_o / K_s$ est le coefficient de Biot.

Suivant le type de matériau dont nous cherchons à décrire le comportement, l'hypothèse d'une phase solide incompressible ($K_s \rightarrow \infty$) peut être effectuée (voir par exemple [COU95c] p.251). Il semble que cette hypothèse se justifie plus facilement ([GRA96] p.207) dans le cas d'un sol que dans le cas

d'une roche à faible porosité ou un béton ; en effet, moins un matériau est poreux plus son module apparent K_o est proche de celui des grains solides qui le constituent. Pour un sol, le module apparent est beaucoup plus faible que celui du granulat, on pourra donc considérer que le rapport K_o / K_s sera petit devant 1 et que le coefficient de Biot sera égal à 1. La prise en compte d'un coefficient de Biot inférieur à 1 est nécessaire lorsque le rapport entre la porosité occluse et la porosité connectée n'est pas négligeable (ce rapport est négligeable dans le cas d'un sol à forte porosité connectée). Plus la porosité connectée est faible, plus la porosité occluse a une importance relative forte.

On notera que l'on a considéré l'état de saturation en liquide du milieu poreux comme une fonction de la pression capillaire, $S_{lq} = S_{lq}(p_{cp})$ avec $p_{cp} = p_{gz} - p_{lq}$ (p_{gz} est la pression du mélange gazeux). Ceci correspond à une hypothèse puisque, dans le cas général on peut considérer que l'état de saturation du matériau sera fonction de la pression capillaire mais également de l'état de déformation et de la température ([OLC98], [COU95c] p.256, [THO99] p.11). La caractérisation de la fonction $S_{lq}(p_{cp})$ est basée sur des expériences de sorption isotherme et lors des modélisations des ajustements théoriques sont utilisés ([LI00] p.46, [THO99] p.10). On remarque (équations (1.20) à (1.26)) que la loi d'évolution de la saturation $S_{lq}(p_{cp})$, ainsi que sa dérivée en fonction de la pression capillaire, sont prépondérantes et constituent la principale source de non linéarité du modèle de comportement.

1.2.3 - Transferts hydriques et équations de champ

Nous allons dans ce paragraphe décrire les équations traduisant les phénomènes de transport des fluides interstitiels ; l'objectif est de formuler, en couplant ces équations avec le modèle de comportement, un système d'équations de diffusion décrivant les évolutions hydriques du milieu poreux. Les modèles mathématiques que nous avons utilisés pour décrire le mouvement des différentes phases fluides s'inscrivent dans une approche macroscopique, c'est à dire en moyennant les hétérogénéités du milieu poreux sur un volume élémentaire représentatif ([MAI99b] p.33-34). On gardera en tête que la validité des lois d'écoulement utilisées par la suite ne peut être justifiée que par une approche à l'échelle microscopique, permettant de décrire les transferts hydriques à l'échelle des pores et intégrant des aspects structurels tels que la géométrie du réseau poreux ([AUR01], [DOR00]).

On notera que contrairement à d'autres approches (voir [THO99] p.12), le modèle de transfert hydrique utilisé prend en compte une pression du mélange gazeux variable et néglige les termes gravitaires. Cette dernière hypothèse se justifie si on considère, que dans le cas d'une cavité profonde, le rayon de la cavité est négligeable devant la hauteur de recouvrement.

Le lecteur pourra se référer aux travaux réalisés par Mainguy ([MAI99a], [MAI99b]) pour une étude détaillée de l'approche macroscopique et des différents phénomènes pris en compte ; cependant on attire l'attention sur le fait que le modèle de diffusion macroscopique présenté par

Mainguy est formulé en supposant que le squelette du milieu poreux* est indéformable ce qui n'est pas le cas dans nos travaux. Cette hypothèse permet notamment de simplifier la formulation puisque dans ce cas là les vitesses des phases fluides sont des vitesses absolues et non pas des vitesses relatives par rapport au mouvement du squelette.

1.2.3.1 - Lois de conservation de masse

En considérant un volume élémentaire $d\Omega$ du milieu poreux, on peut écrire pour chaque constituant que la variation en masse correspond à la différence entre le flux de masse sortant et le flux de masse entrant. Soit en considérant l'eau sous forme liquide, sa vapeur et l'air sec, on obtient les équations de conservation de masse ([COU91] p.403) :

$$\frac{dm_{lq}}{dt} = -\text{div } \underline{M}_{lq} - m_{lq \rightarrow vp}^o \quad \text{conservation de la masse d'eau liquide} \quad (1.27)$$

$$\frac{dm_{vp}}{dt} = -\text{div } \underline{M}_{vp} + m_{lq \rightarrow vp}^o \quad \text{conservation de la masse de vapeur} \quad (1.28)$$

$$\frac{d(m_{lq} + m_{vp})}{dt} = -\text{div}(\underline{M}_{lq} + \underline{M}_{vp}) \quad \text{conservation de la masse d'eau totale} \quad (1.29)$$

$$\frac{dm_{as}}{dt} = -\text{div } \underline{M}_{as} \quad \text{conservation de la masse d'air sec} \quad (1.30)$$

1.2.3.2 - Ecoulement de l'eau liquide

Afin de décrire les mouvements de l'eau sous forme liquide au sein du milieu poreux, on considère que l'écoulement est dû au gradient de la charge hydraulique et qu'une loi de Darcy permet de décrire la vitesse de l'écoulement. Cette hypothèse semble acceptée dans le cas des sols saturés et non saturés ([LIO0] p.81) et Mainguy ([MAI99b] p.44) fournit une justification en se basant sur l'étude de la dissipation liée aux mouvements des fluides. Il fait notamment apparaître que la dissipation relative aux transports Darcéens permet d'écrire :

$$\phi_{lq} \underline{v}_{lq} = -\lambda_{ll} \underline{\text{grad}} p_{lq} - \lambda_{lg} \underline{\text{grad}} p_{gz} \quad (1.31)$$

$$\phi_{gz} \underline{v}_{gz} = -\lambda_{gl} \underline{\text{grad}} p_{lq} - \lambda_{gg} \underline{\text{grad}} p_{gz} \quad (1.32)$$

où, \underline{v}_{lq} est la vitesse de la phase liquide, \underline{v}_{gz} est la vitesse de référence pour le mélange gazeux, ces deux vitesses étant des vitesses absolues puisque le squelette est supposé indéformable par Mainguy. Les coefficients de couplage entre la phase liquide et gazeuse λ_{ij} sont ici des scalaires, le milieu poreux étant considéré isotrope.

Les termes de couplage λ_{lg} et λ_{gl} (avec $\lambda_{lg} = \lambda_{gl}$), lorsqu'ils sont non nuls, conduisent à dire qu'une variation de la pression du mélange gazeux va induire un mouvement de la phase liquide (et réciproquement une variation de la pression de liquide induit un mouvement du mélange gazeux) ; ce couplage entre les mouvements des phases liquide et gazeuse est induit à l'échelle microscopique par la viscosité des fluides à l'interface des phases ([COU91] p.412). Mainguy ([MAI99b] p.44) justifie le fait que ce couplage visqueux soit négligé en comparant le rapport entre la viscosité dynamique de la phase mouillante (l'eau liquide) et celle de la phase non mouillante (le mélange gazeux).

Enfin pour l'eau liquide, on peut donc relier le vecteur flux massique (par rapport à des axes stationnaires) \underline{M}_{lq} directement au gradient de pression de liquide grâce à la loi de Darcy :

$$\underline{M}_{lq} = - \rho_{lq} \lambda_{lq} \underline{\text{grad}} p_{lq} \quad (1.33)$$

où λ_{lq} (en $m^3.s.kg^{-1}$) représente la conductivité hydraulique au liquide du milieu poreux, qui s'écrit :

$$\lambda_{lq} = \frac{k K_{lq}^{rel}}{\eta_{lq}} \quad (1.34)$$

avec,

k en [m^2] est la perméabilité intrinsèque du milieu poreux (indépendante des fluides saturants),

K_{lq}^{rel} (sans dimension) est la perméabilité relative au liquide,

η_{lq} en [$kg.m^{-1}.s^{-1}$ ou Poise] est la viscosité dynamique du liquide (on prendra $\eta_{lq} = 10^{-3} kg.m^{-1}.s^{-1}$ pour une température de 20°C).

1.2.3.3 - Transports au sein du mélange gazeux

Au sein du mélange gazeux, deux phénomènes de transport sont à prendre en compte : l'écoulement du mélange gazeux au sein du milieu poreux et le transport diffusif au sein du mélange gazeux binaire (constitué de la vapeur d'eau et de l'air sec).

L'hypothèse énoncée ci-dessus qui consiste à négliger les couplages visqueux est reconduite.

En couplant les différentes approches concernant la description des flux massiques de chaque constituant du mélange gazeux, Mainguy ([MAI99b] p. 47) montre que l'on peut écrire :

$$\underline{M}_{as} = - \rho_{as} \lambda_{gz} \underline{\text{grad}} p_{gz} + \rho_{as} F C_{vp} \underline{\text{grad}} C_{vp} \quad (1.35)$$

$$\underline{M}_{vp} = - \rho_{vp} \lambda_{gz} \underline{\text{grad}} p_{gz} - \rho_{vp} F (1 - C_{vp}) \underline{\text{grad}} C_{vp} \quad (1.36)$$

où :

▪ λ_{gz} (en $m^3.s.kg^{-1}$) représente la conductivité hydraulique au gaz du milieu poreux, qui s'écrit :

$$\lambda_{gz} = \frac{k K_{gz}^{rel}}{\eta_{gz}} \quad (1.37)$$

avec :

- k en [m^2] est la perméabilité intrinsèque du milieu poreux,
- K_{gz}^{rel} (sans dimension) est la perméabilité relative au gaz,
- η_{gz} en [$kg.m^{-1}.s^{-1}$ ou Poise] est la viscosité dynamique du gaz (on prendra $\eta_{gz} = 1.846 \cdot 10^{-5} kg.m^{-1}.s^{-1}$ pour une température de $20^\circ C$).

- F est le coefficient de Fick en [$m^2.s^{-1}$] dont l'expression est ([THO99] p.19) :

$$F(T, p_{lq}, p_{gz}) = \frac{D_{va}(p_{gz}, T) f(S_{lq})}{C_{vp} (1 - C_{vp})} \left(1 - \frac{M_{vp} - M_{as}}{M_{vp}} \frac{\rho_{vp}}{\rho_{gz}} \right) \quad (1.38)$$

avec $D_{va}(p_{gz}, T)$ le coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans l'air dont l'expression est donnée par Moyne ([MOY87] p.285) :

$$D_{va}(p_{gz}, T) = 2.23 * 10^{-5} \frac{p_{atm}}{p_{gz}} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1.81} \quad (1.39)$$

où

$T_0 = 273 K$ la température de référence,

$p_{atm} = 101325 Pa$ la pression atmosphérique.

Le facteur $f(S_{lq})$ dans l'équation (1.38) est un facteur de résistance qui intègre les "obstacles" à la diffusion du gaz (tortuosité du réseau poreux connecté, présence des phases liquide et solide). L'expression de ce facteur de résistance est ([MAI99b] p.64) :

$$f(S_{lq}) = \tau \phi_{gz} = \tau \phi (1 - S_{lq}) \quad (1.40)$$

où τ est le coefficient de tortuosité.

Le coefficient de tortuosité est un des paramètres, utilisés pour décrire le comportement des milieux poreux, dont la détermination est très délicat. Il est important de mentionner les travaux portant sur l'homogénéisation des descriptions à l'échelle microscopique et à l'échelle macroscopique, qui permettent entre autre de fournir des encadrements pour ces paramètres indéterminés ([DOR00]).

Le mélange gazeux étant considéré comme obéissant à la loi des gaz parfaits, on a :

$$p_i M_i = R T \rho_i \quad i = vp, as \quad (1.41)$$

avec M_i en [$kg.mole^{-1}$] la masse molaire du constituant i , R en [$J.K^{-1}.mole^{-1}$] la constante des gaz parfaits, T la température en [K].

La pression du mélange est égale à la somme des pressions partielles des constituants :

$$p_{gz} = p_{vp} + p_{as} \quad (1.42)$$

Les concentrations molaires sont données par :

$$C_{as} = \frac{p_{as}}{p_{gz}} \quad \text{et} \quad C_{vp} = \frac{p_{vp}}{p_{gz}} \quad (1.43)$$

1.2.3.4 - Equilibre entre l'eau liquide et sa vapeur

L'équilibre thermodynamique entre l'eau sous forme liquide et sa vapeur est traduit par l'égalité, à chaque instant, des enthalpies libres massiques g_m^α de chaque des deux phases. On rappelle que l'enthalpie libre massique d'un fluide est définie par :

$$g_m^\alpha = g_m^\alpha(p_\alpha, T) = e_\alpha + \frac{p_\alpha}{\rho_\alpha} - T s_m^\alpha \quad (1.44)$$

avec e_α et s_m^α , respectivement l'énergie interne massique et l'entropie massique du fluide α . L'enthalpie libre massique d'un fluide vérifie les équations (1.6) décrites précédemment.

L'équilibre entre l'eau et sa vapeur s'écrit donc :

$$g_m^{lq}(p_{lq}, T) = g_m^{vp}(p_{vp}, T) \quad (1.45)$$

et donc sous forme différentielle :

$$dg_m^{lq}(p_{lq}, T) = dg_m^{vp}(p_{vp}, T) \quad (1.46)$$

En considérant que les évolutions se font en conditions isothermes, avec les équations (1.6) on obtient :

$$\frac{\partial p_{lq}}{\rho_{lq}} = \frac{\partial p_{vp}}{\rho_{vp}} \quad (1.47)$$

1.2.3.5 - Equations de champ

Finalement, à partir des lois de conservation de masse pour chaque fluide interstitiel et de l'équation d'équilibre mécanique, on peut formuler un système d'équations ((1.48), (1.49) et (1.50)) permettant de décrire complètement les évolutions couplées isothermes du milieu poreux.

La prise en compte :

- de la loi de comportement (1.15) et (1.16),
 - des expressions des flux massiques des différents fluides interstitiels ((1.33), (1.35) et (1.36)),
 - des équations décrivant le mélange en tant que gaz parfait ((1.41), (1.42) et (1.43)),
 - de la condition isotherme d'équilibre entre l'eau liquide et sa vapeur (1.47),
- permet d'écrire le système d'équations aux dérivées partielles en fonction de la déformation volumique ϵ_v , de la pression du mélange gazeux p_{gz} et de la pression de liquide p_{lq} .

Les lois de conservation de la masse d'eau totale (1.29) et d'air sec (1.30) peuvent ainsi s'écrire sous la forme suivante :

$$C_{lqlq} \frac{\partial p_{lq}}{\partial t} + C_{lqgz} \frac{\partial p_{gz}}{\partial t} + C_{lqu} \frac{\partial \epsilon_v}{\partial t} = \text{div}[K_{lqlq} \underline{\text{grad}} p_{lq}] + \text{div}[K_{lqgz} \underline{\text{grad}} p_{gz}] \quad (1.48)$$

$$C_{gzlq} \frac{\partial p_{lq}}{\partial t} + C_{gzgz} \frac{\partial p_{gz}}{\partial t} + C_{gzu} \frac{\partial \epsilon_v}{\partial t} = \text{div}[K_{gzlq} \underline{\text{grad}} p_{lq}] + \text{div}[K_{gzgz} \underline{\text{grad}} p_{gz}] \quad (1.49)$$

Le système d'équation couplé est complet en associant aux deux équations de diffusion (1.48) et (1.49) l'équation d'équilibre mécanique (en négligeant les forces volumiques) :

$$\text{div} \underline{\underline{\sigma}} = 0 \quad (1.50)$$

Les coefficients C_{ij} et K_{ij} étant :

$$C_{uu} = K_o + \frac{4}{3} G \quad C_{ulq} = -b S_{lq} \quad C_{ugz} = -b(1 - S_{lq}) \quad (1.51)$$

Les termes C_{ui} ci-dessus sont les coefficients dérivant de l'équation d'équilibre mécanique.

$$C_{lqu} = b(\rho_{lq} S_{lq} + \rho_{vp}(1 - S_{lq})) \quad (1.52)$$

$$C_{lqlq} = \frac{1}{R^2 T^2 K_{lq} K_o \rho_{lq}} \left((b-1) b R T K_{lq} S_{lq} \rho_{lq} (M_{vp} p_{vp} (S_{lq} - 1) - R T S_{lq} \rho_{lq}) + \phi \left(-K_{lq} K_o p_{vp} (S_{lq} - 1) \right. \right. \\ \left. \left. M_{vp}^2 + R T K_{lq} p_{vp} \left(K_o \frac{dS_{lq}}{dp_{cp}} + S_{lq} (-S_{lq} b + b + S_{lq} - 1) \right) \rho_{lq} M_{vp} + \right. \right. \\ \left. \left. R^2 T^2 \left(S_{lq} (K_o + (b-1) K_{lq} S_{lq}) - K_{lq} K_o \frac{dS_{lq}}{dp_{cp}} \right) \rho_{lq}^2 \right) \right) \quad (1.53)$$

$$C_{lqgz} = \frac{1}{R T K_o} \left((1-b) b (S_{lq} - 1) (M_{vp} p_{vp} (S_{lq} - 1) - R T S_{lq} \rho_{lq}) + \right. \\ \left. \phi \left(M_{vp} p_{vp} \left(b (S_{lq} - 1)^2 - (S_{lq} - 1)^2 - K_o \frac{dS_{lq}}{dp_{cp}} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. R T \left(K_o \frac{dS_{lq}}{dp_{cp}} + S_{lq} (-S_{lq} b + b + S_{lq} - 1) \right) \rho_{lq} \right) \right) \quad (1.54)$$

$$C_{gzuz} = - \frac{b M_{as} (p_{gz} - p_{vp}) (S_{lq} - 1)}{R T} \quad (1.55)$$

$$C_{gzlq} = \frac{1}{R^2 T^2 K_o \rho_{lq}} \left(M_{as} \left((b-1) b R T (p_{gz} - p_{vp}) (S_{lq} - 1) S_{lq} \rho_{lq} + \phi \left(K_o M_{vp} p_{vp} (S_{lq} - 1) + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. R T (p_{gz} - p_{vp}) \left(K_o \frac{dS_{lq}}{dp_{cp}} + S_{lq} (-S_{lq} b + b + S_{lq} - 1) \right) \rho_{lq} \right) \right) \right) \quad (1.56)$$

$$C_{gzzz} = - \frac{1}{R T K_o} \left(M_{as} \left(b^2 (p_{gz} - p_{vp}) (S_{lq} - 1)^2 - b (\phi + 1) (p_{gz} - p_{vp}) (S_{lq} - 1)^2 + \right. \right. \\ \left. \left. \phi \left((p_{gz} - p_{vp}) (S_{lq} - 1)^2 + K_o \left(p_{gz} \frac{dS_{lq}}{dp_{cp}} - p_{vp} \frac{dS_{lq}}{dp_{cp}} + S_{lq} - 1 \right) \right) \right) \right) \quad (1.57)$$

$$K_{lqlq} = \rho_{lq} \lambda_{lq} + \frac{F (1 - C_{vp}) \rho_{vp}^2}{\rho_{lq} p_{gz}} \quad (1.58)$$

$$K_{lqgz} = \rho_{vp} \lambda_{gz} - \frac{F (1 - C_{vp}) \rho_{vp}}{p_{gz}} \left(C_{vp} + \frac{\rho_{vp}}{\rho_{lq}} \right) \quad (1.59)$$

$$K_{gzlq} = - \frac{F C_{vp} \rho_{as} \rho_{vp}}{\rho_{lq} p_{gz}} \quad (1.60)$$

$$K_{gzgz} = \rho_{as} \lambda_{gz} + \frac{F C_{vp} \rho_{as}}{p_{gz}} \left(C_{vp} + \frac{\rho_{vp}}{\rho_{lq}} \right) \quad (1.61)$$

On considérera dans la suite de ce travail que le modèle ci-dessus (équations (1.48), (1.49) et (1.50) + définition des coefficients C_{ij} et K_{ij}) sera le modèle de référence pour décrire les couplages hydromécaniques au sein des milieux poreux déformables. On notera la forte non linéarité des différents coefficients liée à la fois au modèle de comportement mais également au modèle de transfert hydrique ; on peut notamment isoler les fonctions suivantes comme étant les principales sources de non linéarité :

- l'évolution de l'état de saturation du milieu poreux $S_{lq}(p_{cp})$.
- les conductivités hydrauliques au liquide et au gaz, λ_{lq} et λ_{gz} , fonctions de l'état de saturation.
- le coefficient de Fick, F .

1.3 - METHODES DE RESOLUTION

Ce paragraphe est consacré à la description des méthodes utilisées pour résoudre le système couplé décrit précédemment ; l'objectif est de déterminer pour un problème donné (géométrie, sollicitations, conditions initiales) les variables hydromécaniques (ϵ_{ij} , p_{lq} , p_{gz}), décrivant l'évolution du matériau considéré (roches, bétons, sols...), à chaque instant et en chaque point du modèle géométrique.

Nous avons utilisé dans le cadre des modélisations poroélastiques :

- d'une part, une méthode numérique basée sur la Méthode des Eléments Finis permettant de prendre en compte les nombreuses non linéarités du modèle,
- d'autre part, les méthodes semi-explicites, nécessitant la linéarisation du système d'équations à résoudre.

Si la justification de l'utilisation de la Méthode des Eléments Finis semble acquise dans les nombreux domaines d'application de la géomécanique, nous verrons que les méthodes semi-explicites (largement décrites dans [THO99]) offrent une alternative intéressante, liée à la facilité de leur mise en oeuvre ainsi qu'à une bonne complémentarité, notamment pour la validation des codes de calculs. Cependant, vu l'importance des non-linéarités dans les problèmes couplés HM, clairement explicitées dans les expressions des C_{ij} et K_{ij} , on gardera à l'esprit que les résultats de référence dans ce travail seront ceux obtenus avec le modèle non-linéaire.

On notera que l'on se restreint au cas unidimensionnel, ce qui permet de simplifier la structure des codes numériques utilisés ou les différentes expressions pour les méthodes semi-explicites, tout cela entraînant une accélération des temps de calcul ; cet aspect permet de se focaliser sur l'étude des évolutions des différentes variables grâce à une discrétisation spatiale et temporelle raffinée, tout en gardant des temps de calcul acceptables.

On notera également que d'autres méthodes numériques semblent relativement bien répondre aux exigences requises dans les applications liées à l'évolution des milieux poreux ; notamment, en ce qui concerne les problèmes de diffusion en milieux poreux, on citera les Méthodes des Volumes Finis ou des Eléments Finis Mixtes Hybrides qui permettent d'assurer les lois de conservation de masse au niveau discret ([MAI99a], [OLT95]).

1.3.1 - Méthode des éléments finis (modèle non linéaire)

Les méthodes numériques appropriées à la complexité du système couplé peuvent se décomposer schématiquement en trois phases distinctes :

- la discrétisation temporelle des équations, permettant d'exprimer les variables inconnues au temps t_{n+1} en fonction des variables connues au temps t_n ,
- la formulation variationnelle du problème exprimé en fonction des accroissements des différentes variables entre les temps t_{n+1} et t_n (Théorème Mixte des Travaux Virtuels en Accroissements, [COU91] p. 353),
- la discrétisation spatiale de cette formulation grâce à la Méthode des Eléments Finis, permettant d'exprimer des équations reliant les "déplacements nodaux" aux "forces nodales" (notation abusive pour faire le rapprochement avec les calculs purement mécaniques car ici les inconnues nodales sont non seulement le déplacement mais également les variables hydriques (*i.e.* les pressions p_α)).

Le travail effectué n'ayant pas porté sur la mise en oeuvre et la programmation des *subroutines* directement liées aux schémas de discrétisation spatiale et temporelle, on ne décrit pas en détail les différentes phases de la méthode de résolution et le lecteur pourra trouver les informations qui lui seront utiles dans les ouvrages cités ci-après. En ce qui concerne la Méthode des Eléments Finis, on peut se référer aux travaux de Zienkiewicz et *al.* [ZIE94] pour les principes de base. Pour la formulation variationnelle, les détails de la mise en oeuvre sont décrits dans le chapitre IX de [COU91]. Enfin, pour les formulations éléments finis (écriture des différentes matrices) dans le cadre des milieux poreux, on peut se reporter aux travaux de Schrefler et *al.* ([SCH97], [SCH95]) et pour le cas saturé à ceux de Shao ([SHAO95]).

Le code de calcul PARSAT utilisé est un code 1D développé au LAEGO ; il utilise la Méthode des Eléments Finis et sa formulation, orientée d'un point de vue mécanique, utilise comme inconnues le déplacement u et les pressions partielles p_{lq} et p_{gz} (ainsi que la température dans le cas non isotherme). La discrétisation temporelle est réalisée à l'aide d'un schéma semi-explicite classique ;

une fonction X est approximée de la façon suivante sur l'intervalle de temps $[t^{n-1}, t^n]$, avec $t^n = t^{n-1} + \Delta t^n$:

$$X = (1 - \theta) X^{n-1} + \theta X^n \quad (1.62)$$

ou encore

$$X = X^{n-1} + \theta \Delta X^n \quad \text{avec} \quad \Delta X^n = X^n - X^{n-1} \quad (1.63)$$

(avec $0 \leq \theta \leq 1$). Dans ce travail, les calculs effectués ont été réalisés en prenant $\theta = 1$, ce qui correspond à une méthode implicite ayant l'avantage d'être inconditionnellement stable.

Les dérivées partielles par rapport au temps vont donc s'écrire :

$$\frac{\partial X}{\partial t} = \frac{X^n - X^{n-1}}{\Delta t^n} = \frac{\Delta X^n}{\Delta t^n} \quad (1.64)$$

Pour chaque incrément de temps $\Delta_n t$, on va déterminer l'accroissement $\Delta_n X$ de chaque inconnue X .

La formulation variationnelle du système d'équation et l'utilisation d'une discrétisation spatiale par la Méthode des Eléments Finis permettent d'écrire le système couplé sous une forme incrémentale (avec $\theta = 1$) :

$$\begin{pmatrix} \bar{C}_{uu} & \bar{C}_{ulq} & \bar{C}_{ugz} \\ \bar{C}_{lqu} & \bar{C}_{lqlq} + \Delta t^n \bar{K}_{lqlq} & \bar{C}_{lqgz} + \Delta t^n \bar{K}_{lqgz} \\ \bar{C}_{gzu} & \bar{C}_{gzlq} + \Delta t^n \bar{K}_{gzlq} & \bar{C}_{gzgz} + \Delta t^n \bar{K}_{gzgz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta u^n \\ \Delta p_{lq}^n \\ \Delta p_{gz}^n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Delta \bar{F}_u^n \\ \Delta t^n (\bar{F}_{lq}^{n-1} + \Delta \bar{F}_{lq}^n - \bar{K}_{lqlq} p_{lq}^{n-1} - \bar{K}_{lqgz} p_{gz}^{n-1}) \\ \Delta t^n (\bar{F}_{gz}^{n-1} + \Delta \bar{F}_{gz}^n - \bar{K}_{gzlq} p_{lq}^{n-1} - \bar{K}_{gzgz} p_{gz}^{n-1}) \end{pmatrix} \quad (1.65)$$

Le détail des différentes matrices dans l'équation (1.65) peut être trouvé dans ([SHA98a]).

Pour la discrétisation spatiale, on a utilisé, dans ce travail, comme éléments d'interpolation des éléments de Lagrange quadratiques linéaires à trois noeuds.

On notera que l'on aurait également pu choisir la pression capillaire et la pression de gaz comme inconnues du système à résoudre ([SCH95]).

1.3.2 - Méthodes semi-explicites (modèle linéaire)

Contrairement à la Méthode des Eléments Finis, l'utilisation de méthodes semi-explicites, dont les différentes étapes sont décrites sur la figure 1.1, pour résoudre les problèmes couplés nécessite une linéarisation des équations de champ.

L'étape de linéarisation permet de réexprimer le système d'équations aux dérivées partielles temporelles et spatiales, de telle sorte que les coefficients C_{ij} et K_{ij} soient des constantes. Cela permet d'exprimer les équations de champ en sortant les C_{ij} et K_{ij} des opérateurs de dérivation (grad, div). Ainsi les équations de diffusion linéarisées vont être de la forme :

$$A \frac{\partial f}{\partial t} = B \Delta f \quad (1.66)$$

où A et B sont des constantes et Δ l'opérateur Laplacien.

Ce système d'équation linéarisé est ensuite écrit dans le domaine des transformées de Laplace, ce qui permet de le simplifier en utilisant la propriété de transformation des dérivées temporelles :

$$\mathcal{L}\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right) = s \mathcal{L}(f) - f(t=0) \quad (1.67)$$

où \mathcal{L} désigne l'opérateur de transformation de Laplace : $\mathcal{L}(f(t)) = F(s) = \int_0^{\infty} f(t) e^{-st} dt$.

Le système dans le domaine des transformées de Laplace ne comporte donc plus de dérivées partielles temporelles. La forme générale des inconnues du système est déterminée suivant le type de géométrie du problème (cartésienne, cylindrique ou sphérique). Les conditions initiales et les conditions aux limites (ainsi que les conditions de continuité en présence de plusieurs matériaux) permettent de déterminer les solutions exactes du problème dans le domaine des transformées de Laplace. Le détail de cette résolution est présenté dans l'annexe A pour une géométrie cylindrique bi-matériaux.

La dernière étape consiste à inverser la solution exacte obtenue dans le domaine des transformées de Laplace pour revenir dans le domaine temporel en utilisant une méthode d'inversion numérique. De nombreuses méthodes d'inversion existent ([DAV79]) et certaines, basées sur des développements en série (par exemple la méthode de Stehfest, [DAV79] p.7 ou [THO99] p.50), sont relativement faciles à mettre en oeuvre. Cependant, ces dernières peuvent, dans le cas de problèmes en géométrie cylindrique, présenter des instabilités ([THO99] p.61) et c'est la raison pour laquelle nous avons utilisé la méthode d'inversion de Talbot ([TAL79]) modifiée par Piessens *et al.* ([PIE83]). Cette méthode est un peu plus complexe que les méthodes utilisant les développements en série puisqu'elle nécessite de séparer la partie réelle et imaginaire des solutions dans le domaine transformé puis d'effectuer plusieurs intégrales dans le plan complexe (le détail de la méthode se

trouve dans l'annexe A). Le terme semi-explicite s'explique par le fait que la solution obtenue est exacte dans le domaine des transformées de Laplace et que la seule source d'erreur numérique possible est due à l'inversion de cette solution transformée.

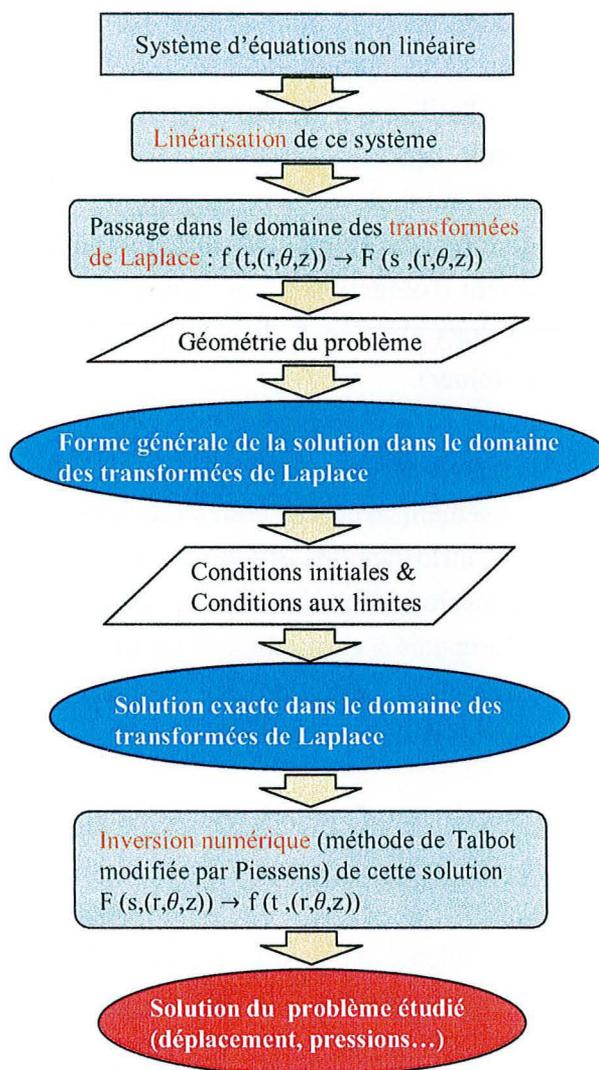


Figure 1.1 Algorithme des méthodes semi-explicites.

Le principal intérêt de ces méthodes semi-explicites réside dans l'obtention d'une solution quasi-exacte pouvant servir de référence pour la validation des codes de calcul et plus particulièrement pour valider les schémas de discrétisation spatiale et temporelle utilisés ([GIR99]). Dans ce travail, l'effort a donc été porté, plus spécifiquement, sur la mise en oeuvre de solutions semi-explicites les plus exactes possibles. Relativement aux travaux antérieurs réalisés par Thouvenin ([THO99]), portant sur l'application des méthodes d'inversion des transformées de Laplace, l'accent a été mis sur l'amélioration numérique de l'inversion, notamment en ce qui concerne la méthode de Talbot. Pour ce faire, la résolution est entièrement menée avec l'aide du logiciel de calcul formel *Mathematica*[®], cela permet :

- d'une part de déterminer les solutions exactes dans le domaine transformé ce qui, notamment pour

des géométries complexes (modèles multicouches), est très lourd à réaliser (calculs des constantes, séparation des parties réelles et imaginaires, voir annexe A) et conduit souvent à des erreurs, - d'autre part, d'utiliser les fonctionnalités du logiciel pour optimiser la précision, notamment au niveau des méthodes d'intégration numériques lors de l'inversion des transformées de Laplace, mais également grâce à l'utilisation des fonctions prédéfinies telles que les fonctions de Bessel pour les problèmes en géométrie cylindrique. L'utilisation de ces fonctions permet de s'affranchir en particulier des problèmes inhérents à l'utilisation de développements en série, qui nécessitent une adaptation pour les arguments petits délicate à réaliser. En ce qui concerne les méthodes d'intégration, le logiciel permet entre autre de choisir l'algorithme numérique désiré et ainsi de s'adapter aux allures de la fonction (par exemple en raffinant l'intégration autour des points singuliers). Tout ces aspects permettent d'obtenir une très bonne précision, comme en atteste (voir l'annexe A) la confrontation des résultats avec ceux de solutions analytiques (pour des problèmes dont la géométrie permet de les déterminer).

Le deuxième aspect intéressant des solutions semi-explicites est celui lié à la rapidité des temps de calcul ; cela permet de les coupler aisément avec des codes probabilistes dans l'optique de réaliser des études de sensibilité pour étudier l'influence des différents paramètres du modèle sur la solution ([THO99] p. 47). On notera que la résolution entière avec le logiciel *Mathematica*[®] entraîne une augmentation des temps de calcul, comparés à ceux obtenus en utilisant, pour la phase d'inversion, un compilateur (*Visual C++* par exemple) ; cette dernière méthode semble donc plus appropriée pour les études de sensibilité (aux dépens d'une meilleure précision).

On insiste sur le fait que le point délicat de ces méthodes semi-explicites se situe au niveau de la méthode de linéarisation (en début d'algorithme, figure 1.1). En effet, le choix de la méthode utilisée va conditionner le reste de la résolution et ainsi fortement influencer les solutions (c'est ce que nous verrons dans l'application au problème de galerie ventilée). Le domaine de validité de ces solutions reste très limité, particulièrement pour les problèmes couplés en non saturé, fortement non linéaire. Il est ainsi clair que le point fort de ce genre de méthode ne se situe pas au niveau de l'exactitude des solutions vis-à-vis des non-linéarités du modèle, mais au niveau de la légèreté de la mise en oeuvre face aux méthodes numériques. Tout en étant délicates à utiliser (condition de petites variations), ces solutions semi-explicites permettent cependant une bonne compréhension des couplages et des phénomènes dans les problèmes couplés. Elles constituent ainsi une première approche pour des problèmes complexes, sans chercher une modélisation fine et précise.

1.4 - APPLICATION AU PROBLEME DE GALERIE VENTILEE

On va, dans ce paragraphe, appliquer les équations et les méthodes de résolution décrites dans les paragraphes précédents au problème de séchage d'une galerie profonde. Les calculs réalisés en prenant les caractéristiques de deux argilites différentes : l'argilite du site de Tournemire et l'argilite

du site de l'Est.

1.4.1 - Géométrie et phasage du problème

Dans ce travail, on prend en compte le creusement de la galerie et donc l'évolution des contraintes, qui règnent au sein du massif rocheux, due à ce creusement ; de plus, pour essayer de modéliser au mieux l'influence du creusement sur l'évolution des différents phénomènes intervenant dans le calcul, on utilisera une géométrie cylindrique bi-matériaux unidimensionnelle (la seule variable d'espace étant le rayon r). Le matériau n°1 périphérique à la galerie ayant des caractéristiques mécaniques et physiques plus faibles que celles du matériau n°2, témoigne ainsi d'une altération du massif dans une "couronne" de matériau autour de la galerie à cause du creusement.

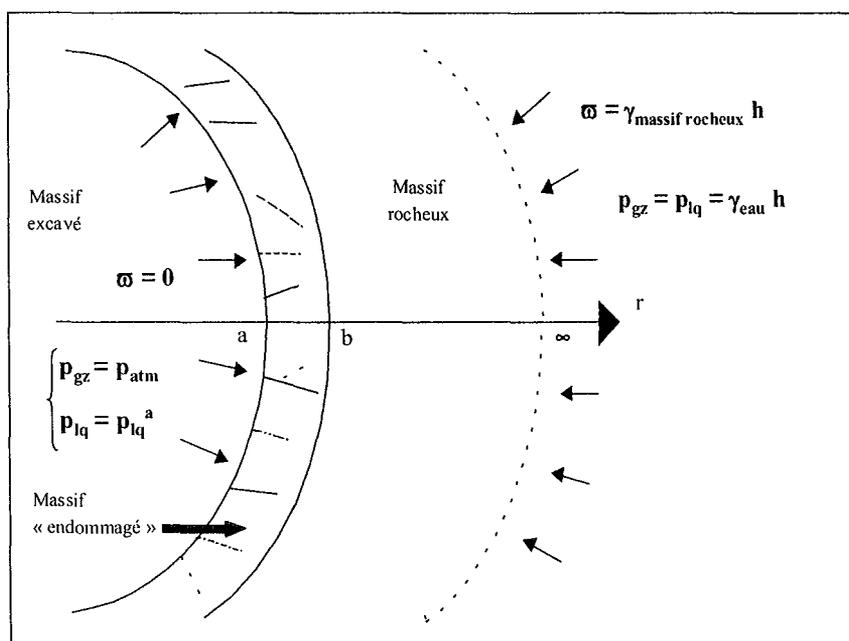


Figure 1.2 Géométrie du modèle de galerie utilisé.

Le phasage des calculs peut se décomposer en trois états distincts (décrits dans ce qui suit) et la sollicitation totale est à la fois d'origine **mécanique** (creusement) et **hydrique** (ventilation).

Etat initial :

L'état de contraintes est supposé isotrope et dû au poids du massif rocheux recouvrant la galerie (contraintes lithostatiques) ; pour la galerie du site de Tournemire la profondeur considérée est de 200 m (500 m dans le cas du site de l'Est). Les pressions de liquide et de gaz sont égales au poids volumique de l'eau multiplié par la hauteur de la colonne d'eau (le massif étant initialement saturé on a bien une pression capillaire nulle).

$$\underline{\underline{\sigma}}^0 = \sigma^0 \underline{\underline{I}} \text{ avec } \sigma^0 = -\gamma_{\text{massif rocheux}} \cdot h \Rightarrow (\sigma^0)_{\text{Tournemire}} = -5 \text{ MPa} \text{ et } (\sigma^0)_{\text{Est}} = -10 \text{ MPa}$$

$$p_{lq}^0 = p_{gz}^0 = p^0 = \gamma_{\text{eau}} \cdot h \Rightarrow (p^0)_{\text{Tournemire}} = 2 \text{ MPa} \text{ et } (p^0)_{\text{Est}} = 5 \text{ MPa}$$

Creusement de la galerie :

Le creusement de la galerie va induire une réponse instantanée du massif, de type élastique non drainée. Thouvenin ([THO99] annexe 1) donne l'expression des variations de contraintes et de pressions dans le cas linéaire. Lors de cette phase, la sollicitation est d'origine mécanique. Le creusement est simulé en appliquant une contrainte radiale de traction en paroi de la galerie (dont la valeur absolue est égale à la contrainte initiale *in situ*) de telle sorte que la contrainte radiale totale en paroi soit nulle.

matériau n°1 : $a = 1 \text{ m} < r < b = 1.5 \text{ m}$.

matériau n°2 : $b = 1.5 \text{ m} < r < c = 1000 \text{ m}$.

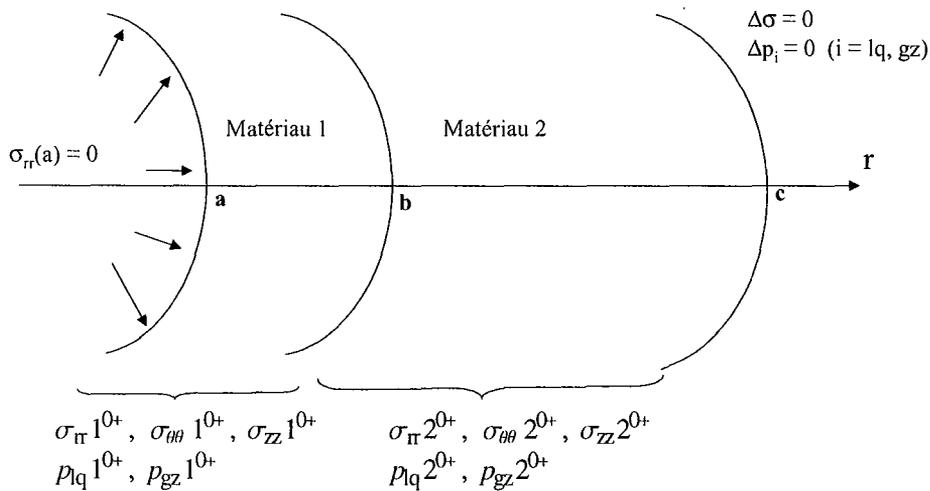


Figure 1.3 Etat instantané autour de la galerie après creusement.

Ventilation de la galerie :

Enfin pour la dernière phase du calcul, on applique la sollicitation hydrique entraînant la dessaturation du massif ; on considère que l'humidité relative dans la galerie est initialement de 100% et que la ventilation de la galerie va faire chuter ce taux d'humidité à 75%, ce qui revient à appliquer une pression capillaire à la paroi et donc une condition de chargement en pression de gaz et de liquide (la pression capillaire peut être reliée à l'humidité relative grâce à la loi de Kelvin).

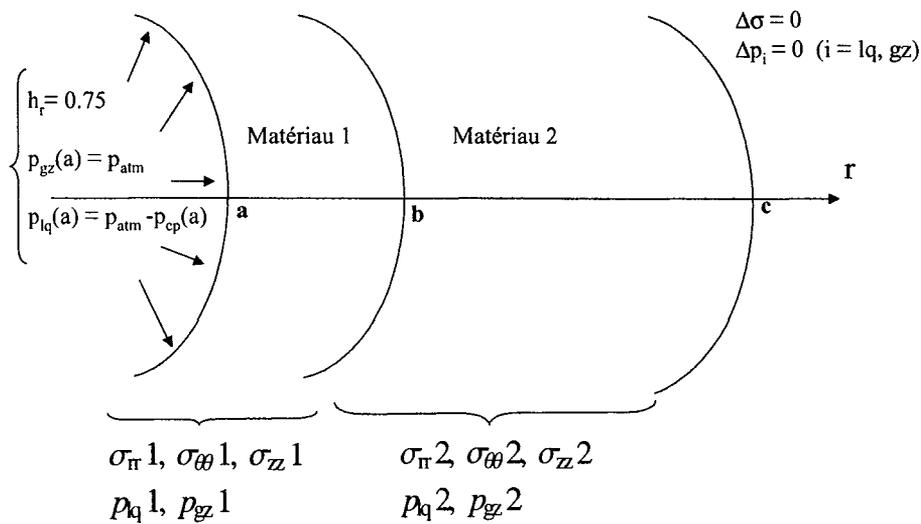


Figure 1.4 Etat du massif pendant sa dessaturation.

1.4.2 - Caractéristiques physiques et mécaniques du massif rocheux

Les deux matériaux considérés correspondent à des roches argileuses issues de deux bassins sédimentaires, l'un dans le sud de la France (Tournemire est une commune à l'Ouest du Causse du Larzac, située à 25 km au Sud de Millau dans l'Aveyron), l'autre est le bassin sédimentaire à l'Est de Paris (site de Meuse-Haute Marne) ; ces roches correspondent toutes les deux à des roches de sites d'étude dans le cadre du stockage de déchets radioactifs.

1.4.2.1 - Argilite de Tournemire

Le matériau est une argilite gris-noire micacée bien litée du Toarcien supérieur présentant une anisotropie ; cependant on peut modéliser ce matériau anisotrope par une loi de comportement isotrope (combinaison des paramètres transverses) dont les paramètres mécaniques ont les valeurs suivantes : $E = 26953 \text{ MPa}$ et $\nu = 0.128$ ([THO99] p. 119). Pour le matériau altéré (matériau n°1), on prendra des paramètres deux fois plus faibles. La porosité est donnée par Thouvenin ([THO99] p. 119) citant Niandou et *al.* : $\phi_0 = 0.03$.

En ce qui concerne la diffusion hydraulique, les données faisant défaut, on a considéré des valeurs constantes de perméabilité (perméabilité relative au liquide et au gaz égales à 1 et coefficient de tortuosité $\tau = 0.5$) et une perméabilité intrinsèque $k_{\text{sain}} = 10^{-21} \text{ m}^2$ pour le matériau sain. Pour le

matériau altéré, on a considéré que celui-ci était cent fois plus perméable que le matériau sain, $k_{\text{altéré}} = 10^{-19} \text{ m}^2$.

Une caractéristique prépondérante du matériau pour les problèmes couplés hydro-mécaniques (en conditions isothermes) est l'isotherme de sorption décrivant l'évolution de la saturation en liquide du matériau en fonction de la pression capillaire ; cette évolution de la saturation est un des "moteurs" du problème de dessaturation et elle intervient directement dans l'expression de la plupart des coefficients K_{ij} et C_{ij} (équations 1.51-1.61). Pour l'argilite de Tournemire, des mesures ont été effectuées par Daupley ([DAU97]) sur plusieurs échantillons pour déterminer les courbes de pression capillaire de ce matériau, en suivant des chemins d'imbibition et de drainage (figure 1.5).

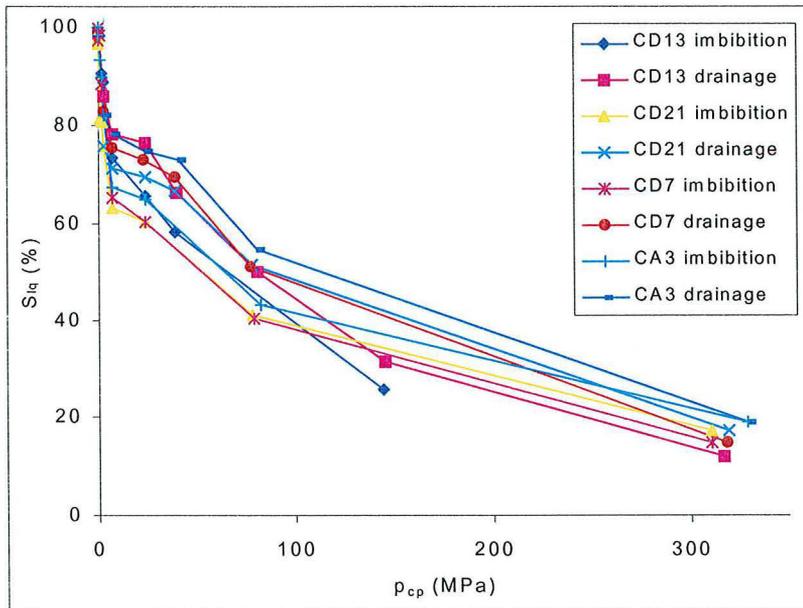


Figure 1.5 Courbes de pression capillaire expérimentales pour l'argilite de Tournemire (d'après Daupley, [DAU97]).

Un ajustement de type Vachaud et Vauclin (équation 1.68) a été utilisé du fait de sa bonne corrélation avec les données expérimentales (tableau 1.1).

$$S_{lq} = \frac{a}{a + (p_{cp} 10^{-4})^b} \quad (1.68)$$

Tableau 1.1 Valeurs de a et b pour l'ajustement des courbes de pression capillaire de l'argilite de Tournemire (avec r le coefficient de corrélation avec les données expérimentales).

	a	b	r
CD13 Imbibition	416.126	0.715	0.99
CD13 Drainage	2353.781	0.882	0.98
CD21 Imbibition	56.120	0.504	0.98
CD21 Drainage	128.787	0.555	0.94
CD7 Imbibition	183.619	0.642	0.99
CD7 Drainage	622.491	0.727	0.98
CA3 Imbibition	156.023	0.602	0.99
CA3 Drainage	657.342	0.715	0.96

1.4.2.1 - Argilite de l'Est

L'argilite de l'Est présente une anisotropie moins prononcée que celle de Tournemire et, en se basant sur les mesures réalisées au LAEGO, on considérera dans un premier temps le matériau comme isotrope : $E = 8000$ MPa et $\nu = 0.25$ (de même que pour Tournemire, on a pris les caractéristiques du matériau sain divisées par deux pour le matériau altéré). La porosité moyenne est : $\phi_0 = 0.13$.

Pour les caractéristiques hydrauliques (conductivité aux liquide et aux gazs, coefficient de Fick...) on reprend celles utilisées pour l'argilite de Tournemire, avec notamment les mêmes perméabilités intrinsèques ($10^{-21} m^2$ pour le matériau sain, $10^{-19} m^2$ pour le matériau altéré).

Les courbes de pression capillaire proviennent de mesures réalisées au LAEGO-ENSG (essais réalisés sur plusieurs échantillons compris entre les côtes 450 et 525 m d'un même sondage, [HOM98a]). La figure 1.6 donne les courbes expérimentales pour huit essais notés de A à H. Le tableau 1.2 donne les valeurs de a et b pour l'ajustement de type Vachaud et Vauclin de chacune des courbes expérimentales.

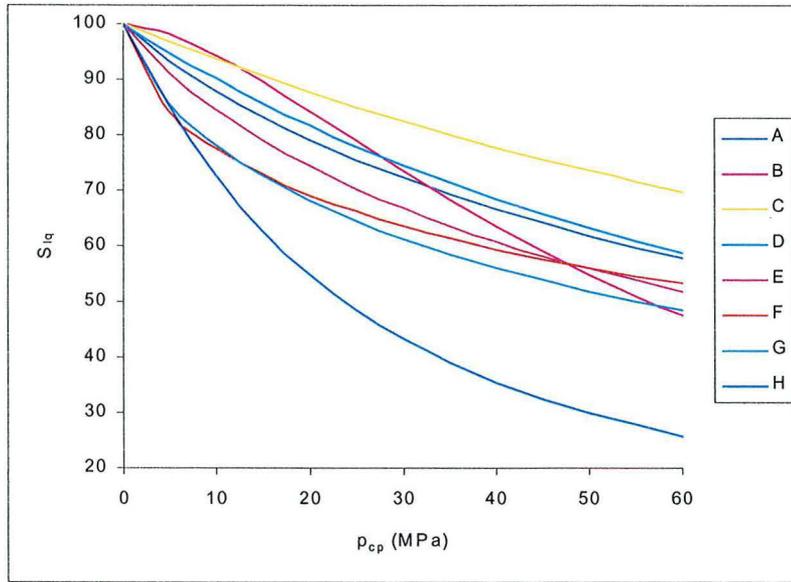


Figure 1.6 Courbes de pression capillaire expérimentales de l'argilite de l'Est.

Tableau 1.2 Valeurs de a et b pour l'ajustement des courbes de pression capillaire de l'argilite de l'Est.

Echantillon	Porosité (%)	a	b	r
A	13	4478.43	0.930	0.97
B	13	1257674.5	1.626	0.99
C	13	17012.23	1.024	0.92
D	11	11947.12	1.038	0.99
E	11	2842.04	0.906	0.97
F	11	248.34	0.619	0.95
G	11	648.82	0.751	0.98
H	9	6755.13	1.135	0.94

1.4.3 - Etude non linéaire

On présente dans cette partie les résultats de l'étude non linéaire réalisée avec le code PARSAT.

1.4.3.1 - Discrétisation

On a utilisé 401 éléments quadratiques à trois noeuds repartis depuis la paroi de la galerie jusqu'à un rayon de 1000 m ; le rayon maximal pris en compte est suffisamment grand pour pouvoir considérer que l'état mécanique et hydrique en ce point du massif est inchangé par rapport à l'état initial. La répartition est réalisée avec une raison géométrique, le maillage étant plus resserré à proximité de la paroi de la cavité de manière à décrire plus finement les phénomènes à proximité de la paroi, c'est à dire là où les variations imposées au massif sont les plus élevées (la zone dont le rayon est compris entre 1m et 15 m est discrétisée avec 350 éléments).

Pour la discrétisation temporelle, on a utilisé une discrétisation à progression "logarithmique", soit un nombre de pas de temps constant dans chaque intervalle : $10^n - 10^{n+1}$ (dans ces calculs on a pris 100 Δt par décade), associée à une méthode de résolution de type point fixe.

1.4.3.2 - Résultat de la phase de creusement

Le creusement de la galerie induit une réponse du massif rocheux, qui se traduit principalement par une modification de l'état de contraintes. La figure 1.7 représente l'évolution spatiale des différentes contraintes après le creusement ; on remarque la discontinuité des contraintes orthoradiales et axiales, due à l'écart entre les valeurs des caractéristiques mécaniques des deux matériaux. L'état de contraintes final étant une superposition des contraintes dues à chaque sollicitation (creusement + dessaturation), il présentera également ces discontinuités.

La zone d'influence du creusement est relativement localisée à la périphérie de la galerie. La modification de l'état de contraintes due au creusement est inférieure à 1% au-delà d'un rayon de 11m.

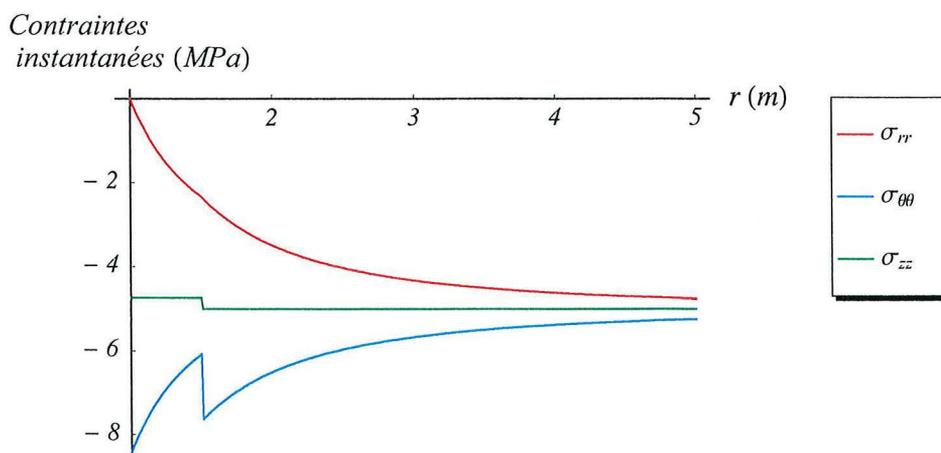


Figure 1.7 Etat de contraintes induit par le creusement.

On remarque également que le creusement correspond à un chemin de sollicitation déviatorique. En effet, l'état de contraintes initial est hydrostatique ($\sigma_0 = -5$ MPa, pour le site de Tournemire) alors que celui après le creusement est fortement déviatorique (surtout en paroi).

Le creusement modifie également les pressions interstitielles dans chaque matériau. Dans le cas linéaire, en utilisant les expressions pour la réponse hydrique instantanée (données dans l'annexe C), les variations qui apparaissent dans le matériau sain sont infimes et pour le matériau altéré les valeurs de la pression de liquide et de gaz sont respectivement de 1.89 MPa et de 1.99 MPa (pour l'argilite de Tournemire).

1.4.3.3 - Etude pour l'échantillon CD13-Imbibition

On présente ici les résultats des calculs pour l'échantillon CD13-Imbibition du fait de la bonne corrélation (tableau 1.1) de la courbe de pression capillaire expérimentale avec celle approximée par l'expression de type Vachaud & Vauclin. Ces résultats sont représentatifs de ceux obtenus pour l'ensemble des échantillons, cependant on s'intéressera par la suite à l'influence de la courbe de pression capillaire.

On regardera également l'influence de la perméabilité intrinsèque, notamment en prenant un matériau altéré moins perméable ($k = 10^{-20} m^2$) que dans le cas de référence ($k = 10^{-19} m^2$).

En ce qui concerne les conditions aux limites hydriques, les inconnues hydriques du code de calcul PARSAT étant les pressions partielles, on exprime la condition d'humidité relative imposée en paroi de la galerie en terme de pression capillaire grâce à la loi de Kelvin (voir [COU95c] p.248) :

$$h_r = 0.75 \quad \longrightarrow \quad p_{cp}^e = - \frac{\rho_{lq} R T}{M_{vp}} \ln(h_r) = 38.9 \text{ MPa} \quad (1.69)$$

Les courbes d'évolution spatiale de l'humidité relative et de la pression capillaire (figures 1.8 et 1.9) permettent de visualiser les phénomènes de transferts hydriques dans le massif rocheux. La valeur de l'humidité relative du massif décroît progressivement avec le temps et lorsque l'on se rapproche de la paroi de la galerie ($r \searrow$). Le front de séchage, pour lequel la valeur de l'humidité relative passe de 100% initialement à celle imposée en paroi, progresse avec le temps au sein du massif rocheux, pour un temps de 10 ans la zone d'influence de la désaturation ne dépasse pas un rayon de 3.5 m. Concernant le matériau altéré, on atteint assez rapidement un état permanent puisque exceptés pour les temps courts inférieurs à l'année, l'humidité relative et la pression capillaire n'évoluent pas et prennent les valeurs imposées en paroi, ce qui s'explique par la perméabilité relativement élevée. La couronne de matériau altéré a donc pour effet de translater le front de dessaturation d'une profondeur égale à la largeur de la couronne.

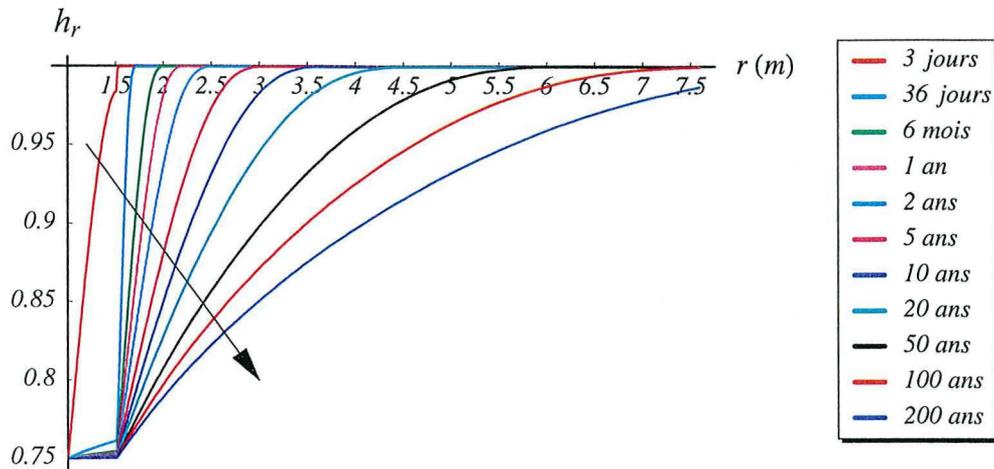


Figure 1.8 Evolution spatiale de l'humidité relative.

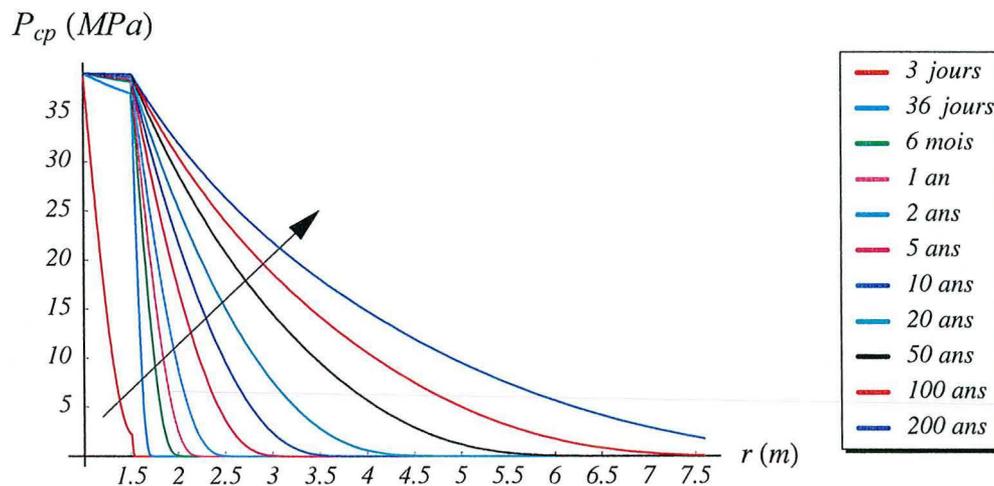


Figure 1.9 Evolution spatiale de la pression capillaire.

L'évolution de la saturation est déduite de l'évolution de la pression capillaire grâce à l'expression de l'ajustement de l'isotherme de sorption de l'échantillon. Ainsi la saturation limite en paroi va être :

$$p_{cp}^e = 38.9 \text{ MPa} \implies S_{lq}^e = \frac{a}{a + (p_{cp}^e 10^{-4})^b} = 0.53 \quad (1.70)$$

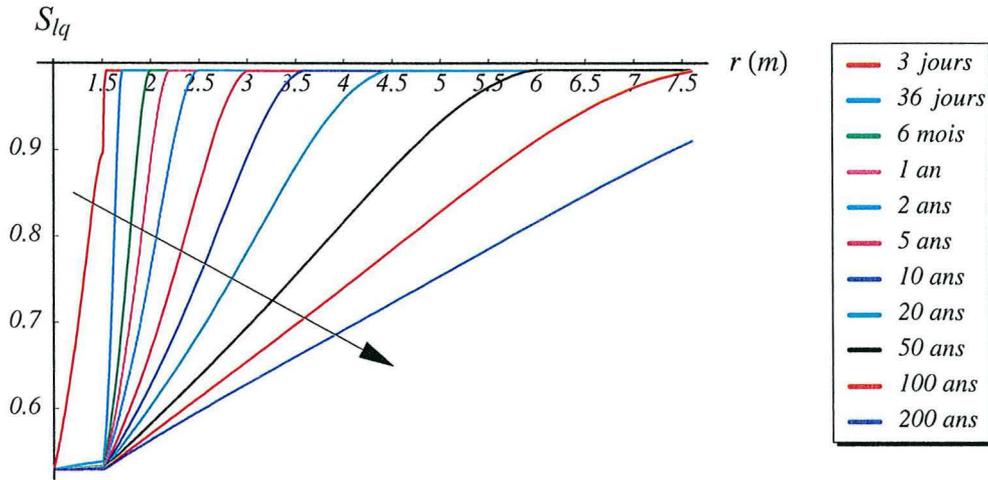


Figure 1.10 Evolution spatiale de la saturation en liquide.

L'allure générale de l'évolution de la saturation est logiquement semblable à celle de la pression capillaire, on voit notamment que le front de dessaturation atteint un rayon de l'ordre de 3.5 m pour un temps de 10 ans et que le matériau altéré est dessaturé très rapidement (temps inférieurs à l'année).

L'influence des couplages hydro-mécaniques est directement perceptible par l'intermédiaire de l'évolution des variables mécaniques (contraintes et déplacement radial) ; en effet c'est la dessaturation du massif qui est à l'origine des variations de l'état de contraintes et des déplacements par rapport à la fin du creusement (figure 1.7). L'évolution spatiale de la contrainte orthoradiale est représentative de l'importance des couplages hydro-mécaniques ; en effet on voit se développer une zone de traction autour de la galerie dont la valeur maximale se trouve en paroi (figure 1.11).

On retrouve une discontinuité à l'interface des deux matériaux, due à l'état de contraintes instantané provoqué par le creusement de la galerie (figure 1.7). Les tractions dans le matériau altéré restent élevées, tandis qu'elles s'atténuent progressivement dans le massif et tendent vers la valeur initiale (-5 MPa). Le maximum en traction est de 12.9 MPa à la paroi, ce qui est élevé comparé à la résistance en traction de l'ordre de 8 MPa pour l'argilite de Tournemire (mesurée par des essais de flexion réalisés au LAEGO), on peut ainsi expliquer une fissuration éventuelle en paroi.

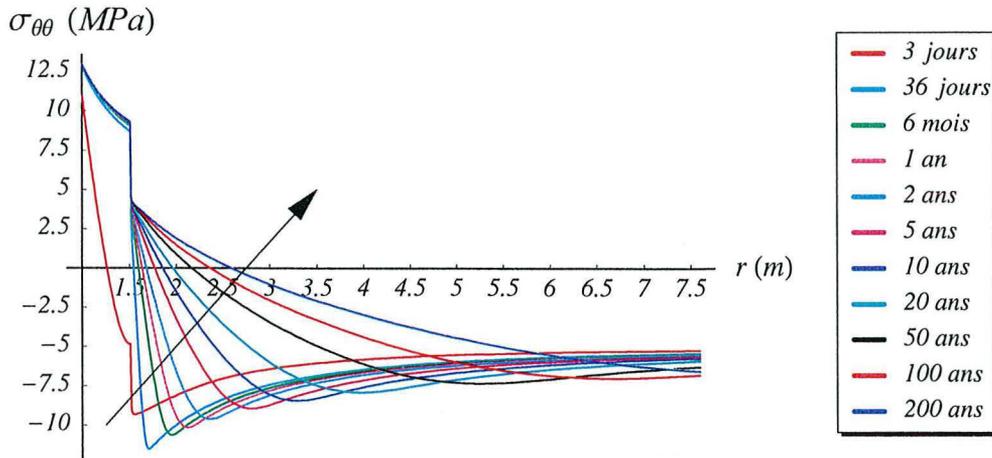


Figure 1.11 Evolution spatiale de la contrainte orthoradiale.

Il convient cependant de rester prudent quand à l'identification de l'origine d'une fissuration en se basant sur les valeurs des contraintes totales ; en effet, un bref calcul permet de déterminer les contraintes effectives, c'est à dire les contraintes totales auxquelles on soustrait les efforts repris par les fluides interstitiels, de telle sorte que l'on obtienne les efforts effectivement appliqués à la matrice solide. En considérant la loi de comportement (équation (1.15), on écrit :

$$d \underline{\underline{\sigma}}^{\text{eff}} = d \underline{\underline{\sigma}} + (b_{lq} dp_{lq} \underline{\underline{I}} + b_{gz} dp_{gz} \underline{\underline{I}}) = \left(K_o - \frac{2G}{3} \right) d\epsilon_v \underline{\underline{I}} + 2G d\epsilon \quad (1.71)$$

On peut calculer l'intégrale du terme en bleu dans l'équation (1.71) lors de la phase de dessaturation en paroi de la galerie :

$$\left(\int_{\text{creusement}}^{\text{ventilation}} b_{lq} dp_{lq} + b_{gz} dp_{gz} \right)_{\text{paroi}} = b \left(\int_{\text{creusement}}^{\text{ventilation}} dp_{gz} - S_{lq}(p_{cp}) dp_{cp} \right)_{\text{paroi}} \quad (1.72)$$

En utilisant :

$$(p_{gz}^{\text{ventilation}})_{\text{paroi}} = p_{\text{atm}}, (p_{gz}^{\text{creusement}})_{\text{paroi}} = 2 \text{ MPa},$$

$$(p_{cp}^{\text{ventilation}})_{\text{paroi}} = 38.9 \text{ MPa}, (p_{cp}^{\text{creusement}})_{\text{paroi}} = 0 \text{ MPa}, \text{ on obtient :}$$

$$b [p_{gz}]_{2 \cdot 10^6}^{p_{\text{atm}}} - b \int_0^{38.9 \cdot 10^6} S_{lq}(p_{cp}) dp_{cp} \approx -21.1 \text{ MPa} \quad (1.73)$$

On constate donc que si on ajoute cette valeur à celle de la contrainte orthoradiale en paroi la valeur de la contrainte orthoradiale effective en paroi est négative ; les grains solides subissent donc des efforts compressifs (les fortes tensions capillaires vont "resserrer" les grains). Il est donc nécessaire avant de se prononcer sur l'origine de la fissuration de déterminer le rôle et l'influence des fluides interstitiels sur la rupture du matériau (déterminations expérimentales).

En ce qui concerne la contrainte radiale (figure 1.12), on constate une évolution "en cloche" dont le maximum se situe à l'interface des deux matériaux ; de même que pour la contrainte orthoradiale, la dessaturation du massif induit une zone de traction qui se propage progressivement au sein du massif rocheux, ce qui est mis en évidence également par le signe négatif du déplacement radial (figure 1.13).

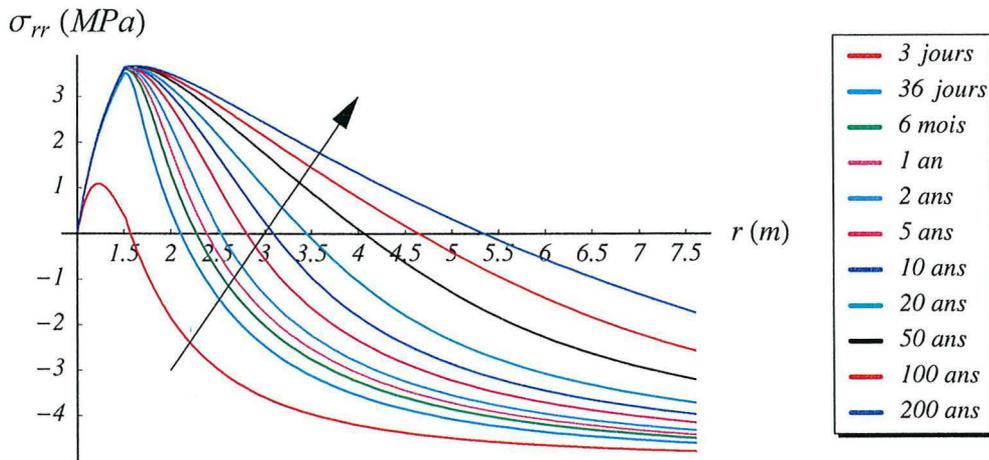


Figure 1.12 Evolution spatiale de la contrainte radiale.

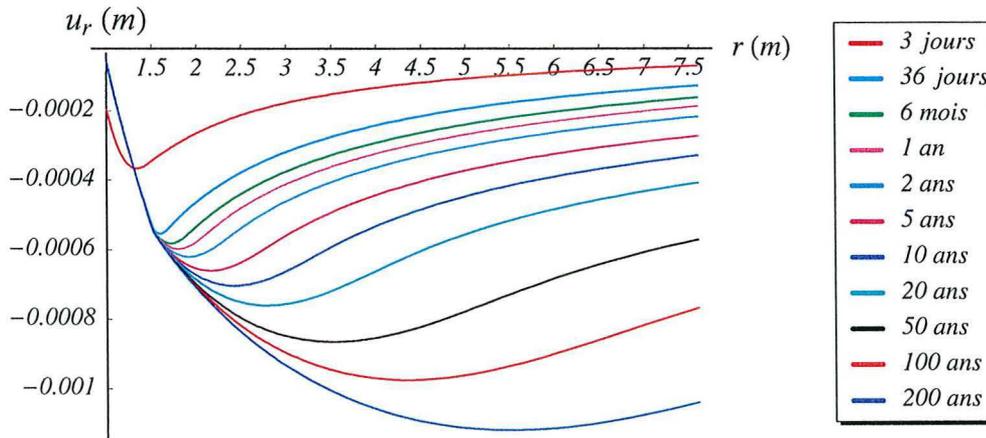


Figure 1.13 Evolution spatiale du déplacement radial.

1.4.3.4 - Influence de la perméabilité intrinsèque

Afin de voir l'influence de la perméabilité relative, nous avons réalisé des calculs avec un matériau altéré moins perméable, $k = 10^{-20} \text{ m}^2$ contre $k = 10^{-19} \text{ m}^2$ précédemment ; on peut ainsi voir l'influence de ce paramètre notamment sur la dessaturation du massif et les contraintes de traction engendrées (figures 1.14 et 1.15 pour l'échantillon CD13I).

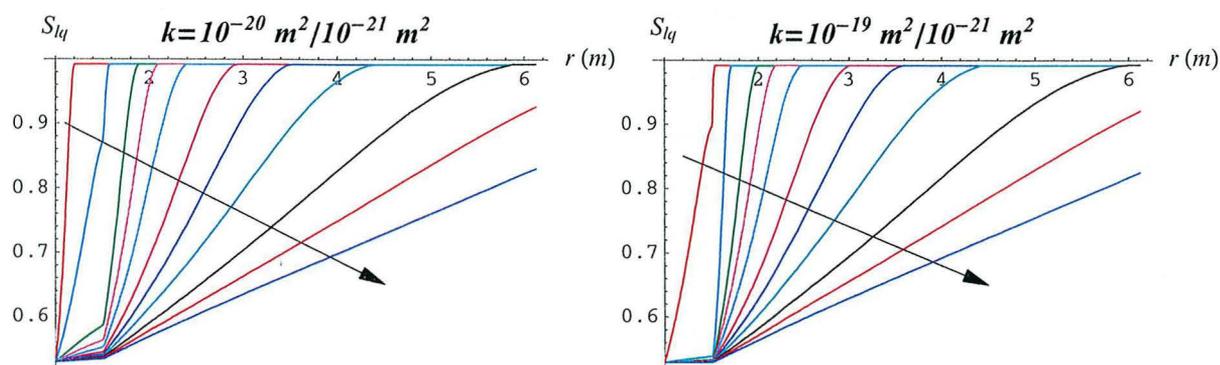


Figure 1.14 Comparaison de l'évolution spatiale de la saturation en liquide.

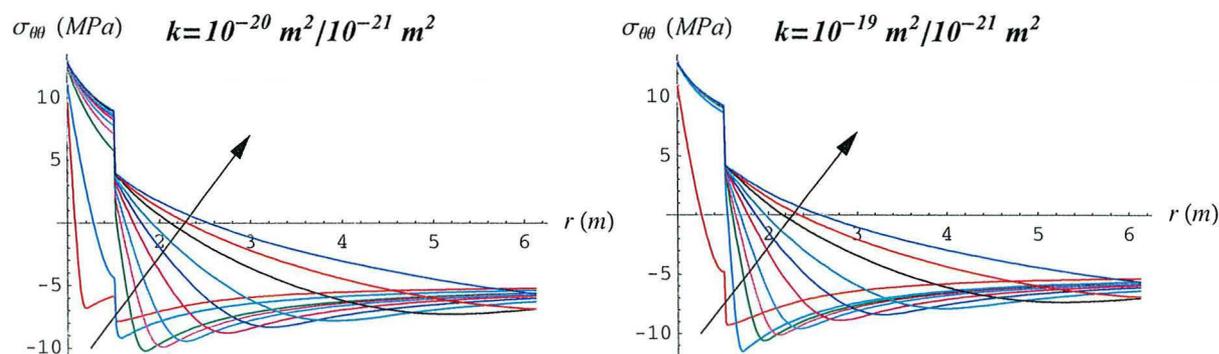


Figure 1.15 Comparaison de l'évolution spatiale de la contrainte orthoradiale.

On voit que la diminution de la perméabilité du matériau altéré entraîne principalement un retard des phénomènes de diffusion hydraulique, notamment le front de dessaturation n'atteint pas la totalité du matériau altéré pour des temps courts. Cependant pour les temps supérieurs à la dizaine d'année on ne remarque plus de changements entre les deux calculs. De plus les valeurs maximales des contraintes restent identiques entre les deux cas. Le rôle de la diminution de k dans la couronne de matériau altéré est donc principalement de différer dans le temps (pour des temps courts) la dessaturation du matériau et donc l'obtention des contraintes maximales.

1.4.3.5 - Influence de l'isotherme de sorption

L'allure de l'isotherme de sorption, $S_{lq}(p_{cp})$, est prépondérante dans les phénomènes de transferts hydriques et c'est notamment un des principaux moteurs de la dessaturation ; on retrouve en effet l'expression de l'isotherme de sorption ainsi que sa pente dans de nombreux coefficients C_{ij} de la matrice de capacité. Par exemple, si on considère la pente de l'isotherme, plus elle est forte, plus à augmentation de pression capillaire identique, on aura une dessaturation forte.

Soient deux isothermes de sorption différentes ayant des pentes α_1 et α_2 :

$$|\alpha_1| = \left| \frac{\Delta S_{lq1}}{\Delta p_{cp}} \right| \quad \text{et} \quad |\alpha_2| = \left| \frac{\Delta S_{lq2}}{\Delta p_{cp}} \right| \quad (1.74)$$

alors si $|\alpha_2| < |\alpha_1|$, si on impose le même incrément de pression capillaire, la dessaturation résultante sera plus grande pour l'échantillon correspondant à l'isotherme 1 : $|\Delta S_{lq2}| < |\Delta S_{lq1}|$. On voit bien sur la figure 1.16 que pour une même pression capillaire imposée en paroi de la galerie, la dessaturation finale la plus élevée correspond à l'échantillon dont la pente de l'isotherme est la plus forte.

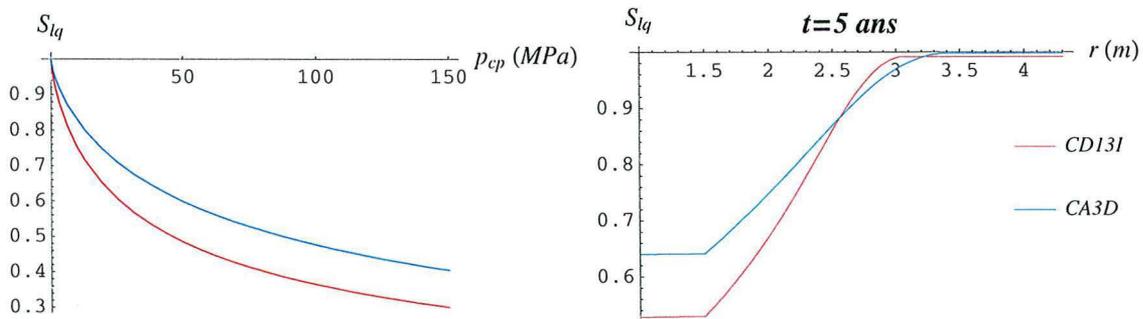


Figure 1.16 Influence de l'isotherme de sorption sur la dessaturation du massif.

Le chargement hydrique se fait d'une façon "mécanique". En effet, comme nous l'avons vu précédemment, la chute d'humidité relative dans la cavité se traduit par une pression capillaire imposée en paroi ; on comprend bien que, pour un même incrément de pression capillaire imposée en paroi pour tous les échantillons d'un même matériau, la valeur de la dessaturation en liquide à la paroi et donc les contraintes engendrées, sont directement liées à la pente de l'isotherme de sorption. Pour une pente élevée de l'isotherme, de faibles valeurs de pressions capillaires suffisent pour dessaturer le massif, ainsi le massif sera peu résistant à la sollicitation hydrique et donc les contraintes engendrées seront faibles (en paroi, $\sigma_{\theta\theta} = 15.57$ MPa pour l'échantillon CA3D et 12.96 MPa pour CD13I). C'est donc pour les courbes de pressions capillaires ayant les pentes les plus faibles que l'on va trouver les tractions les plus élevées en paroi et donc le risque de rupture le plus important.

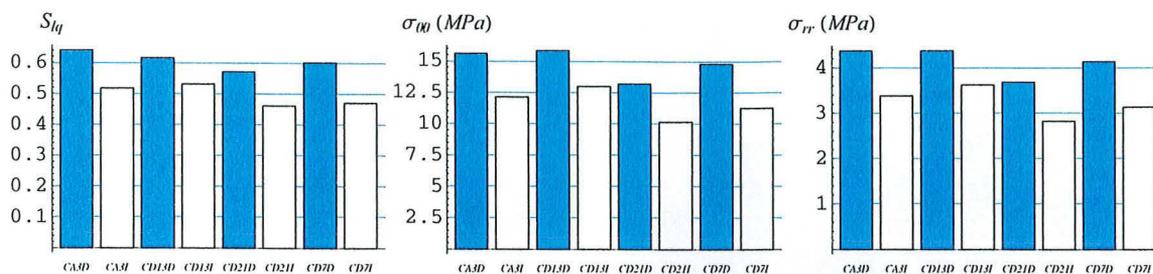


Figure 1.17 Saturation en liquide à la paroi et contraintes maximales en traction pour l'argilite de Tournemire.

La disparité des valeurs observée (figure 1.17) pour une même roche souligne bien l'importance de la bonne détermination des courbes de pression capillaire puisque les expressions de celles-ci sont directement liées à la valeur des contraintes calculées et donc à l'estimation du niveau de sollicitation imposée au massif rocheux.

1.4.3.6 - Comparaison entre l'argilite de Tournemire et l'argilite de l'Est

Nous nous intéressons ici aux principales différences entre les deux matériaux, notamment en comparant les évolutions des paramètres traduisant le mieux les échanges hydriques et les couplages hydro-mécaniques, c'est à dire la saturation en liquide et les contraintes maximales engendrées.

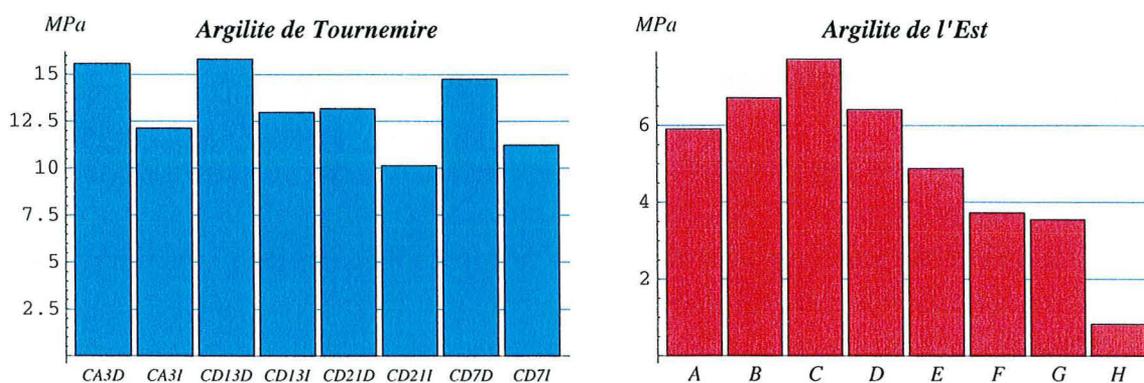


Figure 1.18 Comparaison des contraintes orthoradiales maximales en paroi.

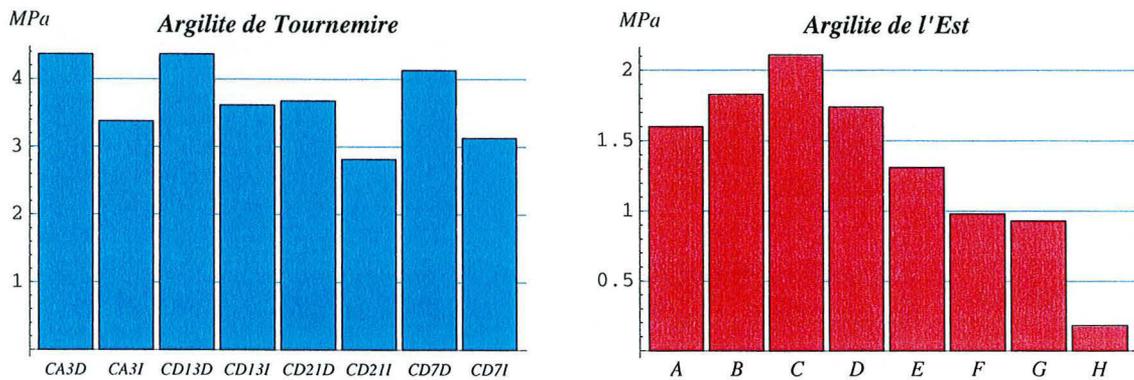


Figure 1.19 Comparaison des contraintes radiales maximales en traction.

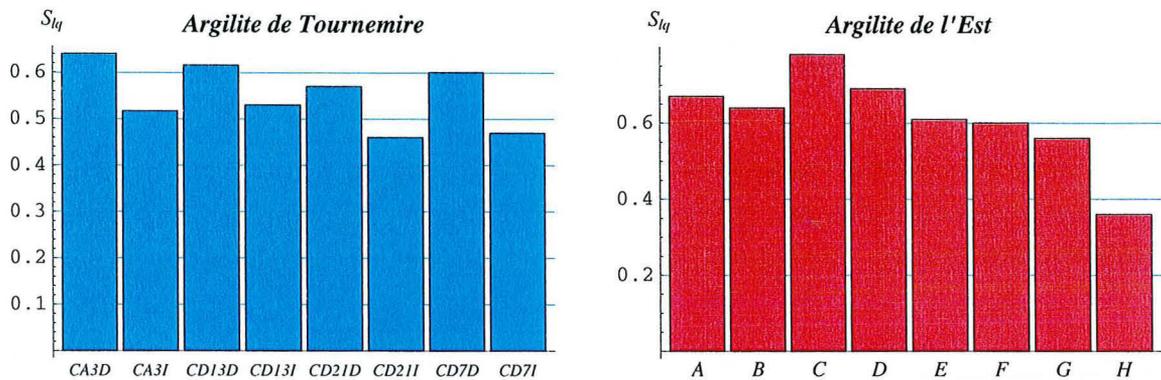


Figure 1.20 Comparaison de la saturation en liquide à la paroi.

On remarque tout d'abord une plus grande disparité des valeurs en ce qui concerne l'argilite de l'Est. Si on regarde les valeurs maximales des contraintes orthoradiales (figure 1.18), l'écart entre les extrêmes et la valeur moyenne est plus élevé dans le cas de l'argilite de l'Est ; en effet pour l'argilite de Tournemire la valeur maximale pour l'ensemble des échantillons est de 15.8 MPa soit 19.5 % au dessus de la valeur moyenne (13.2 MPa), alors que pour l'argilite de l'Est, elle est de 7.7 MPa soit 55.5 % au dessus de la valeur moyenne (4.9 MPa).

En ce qui concerne la dessaturation, on remarque (figure 1.20) que l'argilite de Tournemire se dessature plus fortement en moyenne ($S_{lq}^{paroi} = 55\%$) que celle de l'Est ($S_{lq}^{paroi} = 61\%$) ; ceci s'explique par des pentes d'isothermes de sorption en moyenne plus fortes pour Tournemire que pour l'Est. Comme nous l'avons vu précédemment les contraintes maximales devraient donc être plus faibles pour l'argilite de Tournemire, le matériau résistant moins à la sollicitation hydrique, cependant on constate que c'est l'inverse et que c'est pour l'argilite de l'Est que l'on trouve des contraintes maximales plus faibles. On peut expliquer cela par les plus faibles caractéristiques mécaniques de l'argilite de l'Est ($K_o = 5.3 \cdot 10^9$ MPa, $G = 3.2 \cdot 10^9$ MPa) par rapport à celle de

Tournemire ($K_o = 12 \cdot 10^9$ MPa, $G = 11.95 \cdot 10^9$ MPa). On peut donc dire que l'argilite est plus résistante d'un point de vue hydrique mais moins d'un point de vue mécanique que l'argilite de Tournemire.

1.4.4 - Etude linéaire

Nous décrivons dans cette partie les calculs réalisés grâce à l'utilisation des méthodes semi-explicites ; on rappelle que l'intérêt de ces méthodes est leur relative **simplicité** (leur mise en oeuvre ne nécessitant pas de formulation numérique lourde), leur **rapidité**, permettant d'effectuer aisément des études paramétriques, et surtout l'**exactitude** de leurs solutions (la seule source d'imprécision résidant dans l'inversion numérique des transformées de Laplace). Ce dernier point est particulièrement intéressant car on va ainsi pouvoir valider des codes de calcul, pour lesquels des incertitudes et des erreurs sont possibles à cause de la formulation numérique, des méthodes de discrétisation et de résolution. On jugera de la bonne précision des calculs réalisés avec le code PARSAT.

Cependant l'utilisation de ces méthodes pour la modélisation de phénomènes complexes (comme c'est le cas dans l'étude des matériaux partiellement saturés) semble délicate car les solutions trouvées dépendent fortement des linéarisations effectuées et notamment de la linéarisation des fonctions prédominantes dans le phénomène étudié ; dans notre cas on va ainsi voir l'influence de la linéarisation de l'isotherme de sorption sur les solutions en comparant les solutions obtenues avec les modèle linéaire et non-linéaire.

La résolution détaillée est donnée dans l'annexe A.

1.4.4.1 - Linéarisation de l'isotherme de sorption

Comme nous l'avons vu ci-dessus l'isotherme de sorption revêt un caractère prépondérant dans le calcul, or la forme de cette isotherme est fortement non linéaire ; la méthode de linéarisation de cette isotherme, permettant de trouver un point de référence pour lequel on va pouvoir calculer les différents K_{ij} et C_{ij} (qui seront alors des constantes), va donc fortement influencer les résultats des calculs comme le décrit Gilles Thouvenin ([THO98a]).

La méthode retenue pour ce calcul linéaire est la méthode dite "mécanique" puisque, en se référant aux travaux de Thouvenin ([THO99] p. 136), c'est cette méthode qui permet de trouver des valeurs de contraintes se rapprochant le plus de celles calculées par un calcul non linéaire ; ce choix se justifie si on considère que le paramètre qu'il nous importe d'estimer au mieux est le tenseur des contraintes résultant de la sollicitation hydrique, et plus particulièrement la contrainte orthoradiale qui peut être la source d'une fissuration. Pour cette méthode de linéarisation, on dispose d'un point

évident sur l'isotherme, c'est le point correspondant à l'état initial ; le second point (figure 1.21) utilisé pour tracer la droite sera un point de l'isotherme pour lequel la pression capillaire est une fraction de la pression capillaire de l'état final (correspondant à la pression capillaire à la paroi).

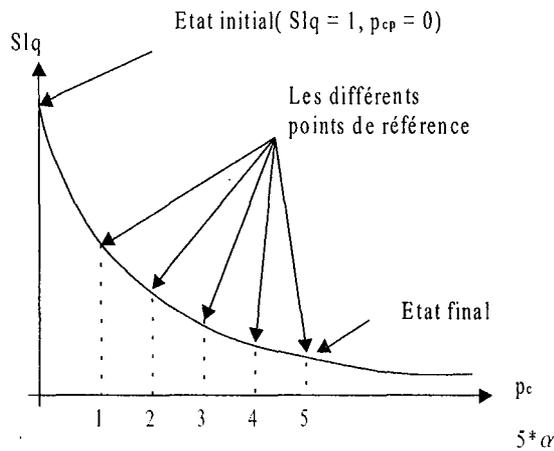


Figure 1.21 Points de référence pour la linéarisation de l'isotherme de sorption.

Pour les calculs, dont les résultats sont présentés dans ce qui suit, on a pris comme second point, pour l'isotherme de sorption linéarisée, celui pour lequel la pression capillaire vaut 2/5 de la pression capillaire en paroi (figure 1.21).

1.4.4.2 - Résultats des calculs

Les résultats présentés ici concernent l'échantillon CD13I de l'argilite de Tournemire comme pour les résultats présentés ci-dessus pour les calculs non linéaires. De plus, on ne présente que l'évolution des paramètres les plus représentatifs de la réponse du matériau à la sollicitation et des couplages hydromécaniques.

On constate (figure 1.22) une évolution de la contrainte orthoradiale comparable à celle donnée par les calculs non linéaires, tant au niveau des valeurs que pour l'allure des courbes. La contrainte maximale en traction à la paroi est de 13.8 MPa soit une différence de 7 % avec la valeur trouvée dans le cas non linéaire (12.9 MPa) ; la zone de contraintes de traction atteint un rayon de 1,85 m pour un temps de calcul de 200 ans alors qu'il était de 2,6 m dans le cas non linéaire.

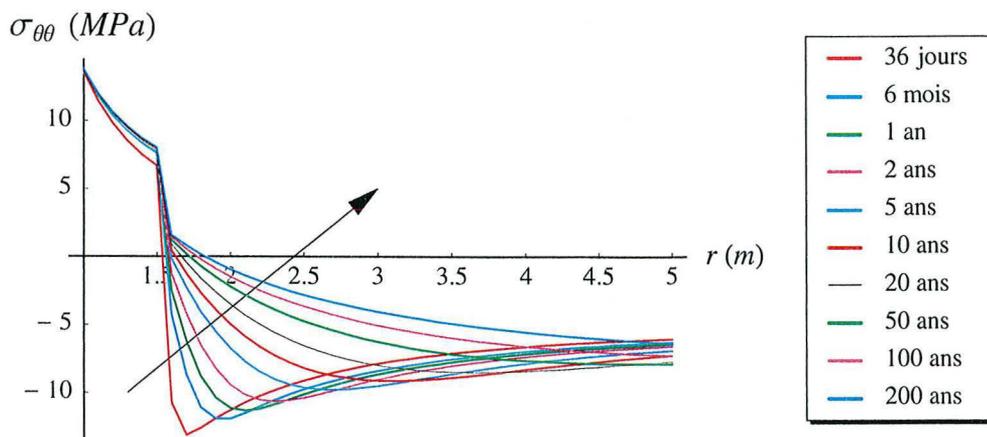


Figure 1.22 Evolution spatiale de la contrainte orthoradiale.

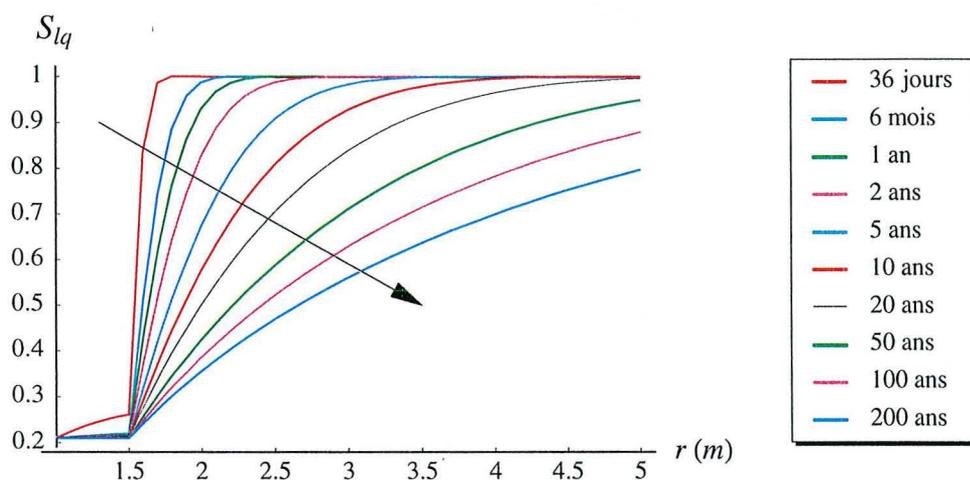


Figure 1.23 Evolution spatiale de la saturation en liquide.

En ce qui concerne la saturation en liquide (figure 1.23), on voit par contre que l'on a une grande différence avec le cas non linéaire ; la dessaturation en paroi est beaucoup plus forte pour le cas linéaire, 0.21 contre 0.53, soit une différence de 60 % avec le cas non linéaire. Ceci s'explique par le choix du point de référence qui induit que la pente de l'isotherme linéarisée est plus forte que celle de l'isotherme classique (figure 1.24).

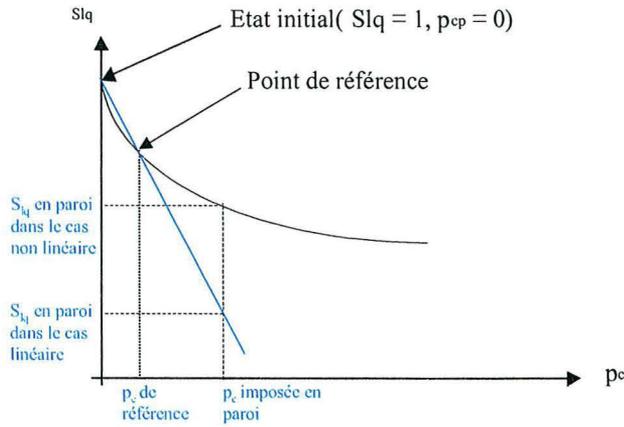


Figure 1.24 Influence du point de référence sur la saturation en paroi.

On remarque également sur la figure 1.23 que l'étendue de la zone dessaturée est plus important dans le cas linéaire : le front de dessaturation atteint un rayon de 3.5 m pour un temps de 5 ans soit une différence de 14,2 % avec le cas non linéaire ($r_{\text{front de dessaturation}} = 3$ m).

Des calculs ont été réalisés en prenant un point de référence pour linéariser l'isotherme de sorption plus proche de l'état imposé en paroi : $p_{cp}^{\text{ref}} = 4/5 p_{cp}^{\text{paroi}}$ (figure 1.21). A l'inverse des résultats ci-dessus on obtient une saturation en liquide en paroi proche de celle trouvée dans le cas non linéaire mais des contraintes assez éloignées ; on privilégie ainsi dans ce cas-là l'étude des paramètres hydriques tels que le degré de saturation, mais on sous-estime les contraintes engendrées par les couplages hydromécaniques. En effet on aura une isotherme de sorption linéarisée dont la pente sera plus faible que l'originale, ce qui se répercute par le biais des coefficients du système linéarisé.

Ces résultats mettent en évidence que les méthodes semi-explicites constituent un outil utile et élégant (voir annexe A), permettant d'appréhender de façon simple les évolutions des variables hydromécaniques pour des problèmes non linéaires relativement complexes ; on retiendra cependant que suivant l'orientation choisie, c'est à dire suivant que l'on veut calculer les contraintes engendrées ou que l'on veut prédire l'étendue de la zone de massif rocheux dessaturé, il convient de faire un choix approprié de la méthode de linéarisation.

1.4.4.3 - Validation du code de calcul PARSAT

On présente ici de façon succincte les résultats de la validation du code numérique PARSAT (une description plus détaillée de la validation des codes de calcul est donnée dans Giraud et *al.* [GIR99]) ; en effet, le fait que les méthodes semi-explicites fournissent des solutions exactes (la seule source d'erreur possible, provenant de l'inversion numérique des solutions de Laplace, est bien maîtrisée) est très utile pour tester la validité des codes numériques (validation de la discrétisation etc.). Dans notre cas (figure 1.25), on a une très bonne concordance des solutions obtenues par les deux méthodes ; l'erreur obtenue en comparant les résultats obtenus avec PARSAT avec ceux obtenus par la méthode semi-explicite reste inférieure à 1%. On peut donc conclure que les schémas de discrétisation, temporelle et spatiale, sont plus qu'acceptables.

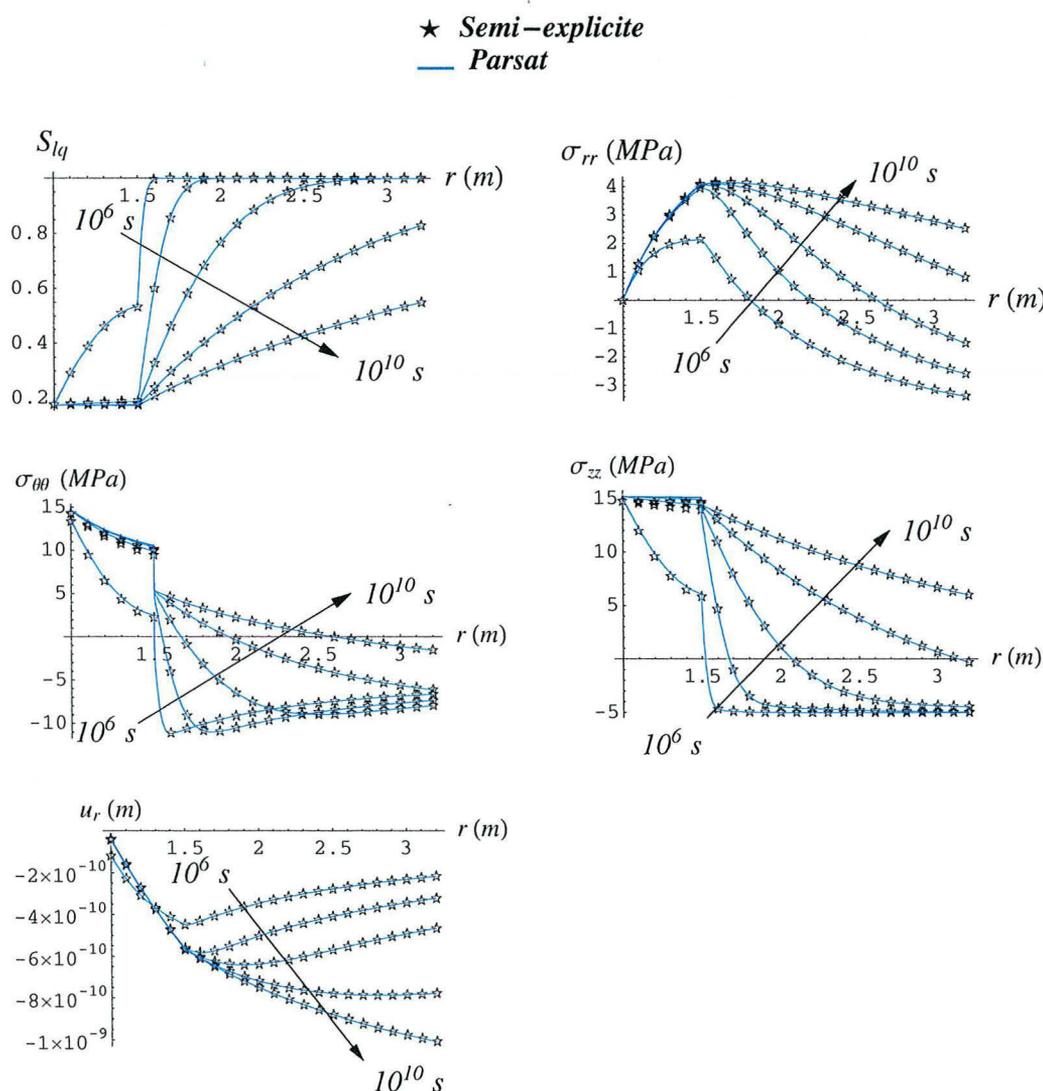


Figure 1.25 Comparaison des résultats donnés par les calculs linéaires avec PARSAT et avec les méthodes semi-explicites (échantillon CD7I).

1.5 - CONCLUSIONS

Dans ce chapitre, on a mis en évidence l'importance des couplages hydromécaniques sur le comportement du massif rocheux environnant un ouvrage souterrain. Plus spécifiquement, on s'est intéressé au problème de ventilation de galerie profonde afin de calculer l'ampleur de la sollicitation "mécanique+hydrique" (creusement et ventilation) imposée au massif rocheux. Les résultats des calculs effectués permettent d'affirmer que les contraintes de tractions induites par les couplages hydromécaniques peuvent être à l'origine d'une fissuration de la roche et notamment en paroi ; en effet les valeurs maximales en traction en paroi sont nettement supérieures aux valeurs de résistances en traction mesurées (au LAEGO). Les calculs non linéaires permettent non seulement de calculer ces contraintes maximales, éventuelle source de fissuration, mais également de se rendre compte de la cinétique des phénomènes et notamment de l'étendue des phénomènes (étendue de la zone non saturée) dans le massif en fonction du temps.

De plus, on a mis en évidence l'importance d'avoir une connaissance fine des caractéristiques physiques et mécaniques de la roche ; plus particulièrement dans les phénomènes de dessiccation, on a vu l'importance de la bonne détermination des courbes de pression capillaire et des perméabilités intrinsèques.

Les calculs réalisés par des méthodes semi-explicites vont également dans ce sens puisque l'on a pu juger de l'importance de l'isotherme de sorption, qui est en quelque sorte le moteur de la dessaturation ; ce point est notamment mis en évidence par les écarts de résultats suivant la linéarisation effectuée. On a également pu se rendre compte de l'intérêt des solutions semi-explicites pour la validation des codes numériques. On rappelle cependant que le modèle de référence est le modèle non linéaire ; en effet, le caractère fortement non linéaire des problèmes couplés en non saturé impose une grande prudence vis-à-vis de l'exploitation des solutions semi-explicites, leur domaine de validité étant relativement réduit et fortement lié au choix du critère de linéarisation.

Pour finir, on peut dire que ce chapitre constitue une première approche en ce qui concerne la fissuration et le comportement irréversible de la roche soumise à des couplages hydromécaniques. Il semble en effet que, vu le niveau de sollicitation imposée à la roche, le domaine des évolutions élastiques ne soit pas suffisant pour décrire le comportement de la roche. De plus la prise en compte d'un modèle bi-matériaux semble peu réaliste et notamment il semble souhaitable de modéliser l'apparition et l'évolution d'une zone de matériau endommagé.

Chapitre 2
Prise en compte de
l'endommagement

2.1 - INTRODUCTION

L'objectif de ce chapitre est d'étudier la prise en compte de la fissuration dans un modèle porélastique non linéaire et notamment de modéliser le problème de ventilation d'une galerie profonde.

Ce chapitre s'articule en quatre parties principales.

La première partie est consacrée à une introduction sur l'endommagement ; ainsi, après avoir présenté l'endommagement au sens large du terme dans le paragraphe 2.2, nous nous intéresserons dans le paragraphe 2.3 aux aspects et aux caractéristiques de l'endommagement dans le cas des roches et des bétons. Cette partie constitue une synthèse générale et non exhaustive des différents aspects concernant la prise en compte de l'endommagement pour des matériaux tels que les roches et les bétons.

La seconde partie (paragraphe 2.4) porte sur la prise en compte de l'endommagement dans le comportement des milieux poreux ; nous reviendrons sur le cadre thermodynamique et les équations constitutives permettant de décrire les évolutions du milieu poreux, puis nous présenterons l'introduction de l'endommagement dans la description thermodynamique. L'accent est notamment mis sur les couplages entre l'endommagement et le comportement hydromécanique afin de décrire les évolutions du milieu poreux partiellement saturé. Le modèle de Lemaitre-Marigo ([MAR81]) modifié par Shao ([SHAO98a]), permettant de prendre en compte l'endommagement dans un modèle de matériau partiellement saturé, est décrit.

La troisième partie (paragraphe 2.5) est consacrée à la modélisation du problème de ventilation d'une galerie profonde, en utilisant le modèle de Lemaitre-Marigo modifié par Shao afin de décrire le comportement de la roche environnant la galerie. On verra notamment l'influence de la prise en compte de l'évolution des caractéristiques de conductivité hydraulique du massif rocheux avec l'état de saturation et l'endommagement. On présente une étude paramétrique, portant sur 4 modèles de diffusion différents appliqués aux caractéristiques de l'argilites de l'Est dont le but est de déterminer, dans le contexte du stockage de déchets radioactifs, l'étendue de la zone perturbée (et donc affaiblie) du massif rocheux à cause de la sollicitation "mécanique + hydrique" (creusement + ventilation).

On mènera également une discussion sur le choix du critère de rupture à prendre en compte dans le problème de ventilation d'une galerie profonde, en s'appuyant sur une étude de l'évolution des différentes contraintes (contraintes totales, contraintes déviatoriques, contraintes effectives).

La dernière partie de ce chapitre est consacrée à une discussion sur la prise en compte de l'endommagement sur la partie hydrostatique du comportement de la roche : c'est à dire une

discussion sur le couplage poro-endommageable. Nous proposerons un modèle, en s'appuyant sur le cadre thermodynamique donné par Olchitzky et *al.* ([OLC98]), permettant de coupler l'endommagement et les échanges de fluides.

2.2 - UNE BREVE INTRODUCTION SUR L'ENDOMMAGEMENT

Le terme d'endommagement est couramment utilisé, parfois à tort, dans le vaste champ du domaine de la mécanique du solide et de la géomécanique en particulier ; dans le langage courant ce terme regroupe des notions générales d'altération, de détérioration, d'usure ou encore de vieillissement du matériau. Nous retiendrons comme définition générale de l'endommagement celle donnée par Lemaitre ([LEM92], p.1) décrivant l'endommagement comme étant le *processus physique progressif par lequel le matériau casse*.

Le point de départ des études portant sur l'endommagement est attribué, par la plupart des auteurs, à Kachanov en 1958 ([LEM92], Introduction), qui a introduit une variable continue d'endommagement. Durant les cinquantes dernières années, le champ d'investigation concernant ce phénomène s'est élargi à tous les domaines de la science qui s'intéressent au comportement des structures solides (aéronautique, génie civil et bâtiment etc.), avec dans la plupart des cas un objectif de prédiction de l'apparition et de l'évolution de la fissuration (ou de défauts au sens large), bien souvent fatale à la structure. Cette diversité au niveau des domaines concernés par le phénomène d'endommagement est bien évidemment liée à une grande diversité des matériaux étudiés (métaux, polymères, bois, roches, bétons etc.) ainsi qu'à une grande diversité des types de sollicitation (cyclique, fluage etc.). Tout ceci conduit à une grande complexité dans la description de l'endommagement, ce qui est vrai pour tel matériau et sous telle sollicitation ne l'étant pas pour un autre matériau sous un autre type de chargement. Pour illustrer de façon simple ces propos, le processus d'endommagement agissant sur un métal subissant des cycles de température ne sera pas le même que celui intervenant dans un béton subissant un chargement monotone.

2.2.1 - Un phénomène "multi-échelles"

Alors que les processus intervenant dans les déformations élastiques ont lieu au niveau des atomes et que les déformations plastiques sont principalement gouvernées par des glissements au niveau du cristal ou des molécules, la manifestation de l'endommagement intervient à plusieurs échelles :

- *l'échelle microscopique*, où l'on retrouve une accumulation de micro-contraintes dans le voisinage d'interfaces ou de défauts et une rupture des liens entre les atomes.

- *l'échelle intermédiaire* (échelle du volume élémentaire représentatif), où l'on a une augmentation et une coalescence des micro-fissures qui initient ensemble une fissure.

- *l'échelle macroscopique*, où se produit une augmentation de cette fissure.

Il apparaît nécessaire, notamment dans le désir de modéliser le processus d'endommagement, de postuler l'existence d'une variable susceptible de représenter l'état de détérioration de la matière ([LEM85] p.345). Dans ce but, plusieurs optiques s'opposent et de façon restrictive on peut en citer deux : celles qui se basent sur des mesures à l'échelle de la microstructure (densité de fissuration) qui conduisent à des modèles microscopiques et celles qui se basent sur des mesures mécaniques globales montrant des modifications des caractéristiques mécaniques du matériau.

On perçoit aisément la difficulté de formuler un modèle permettant, grâce à des techniques d'homogénéisation, de décrire l'endommagement aussi bien au niveau de la microstructure qu'au niveau macroscopique ([ULM96] p.22) ; c'est pourquoi il convient de choisir une échelle de description du phénomène et une (ou des) variable(s) correspondante(s). Dans le but d'intégrer la prise en compte de l'endommagement dans un modèle macroscopique, on retiendra donc dans ce travail une variable macroscopique d'endommagement, ne traduisant pas de façon fine les phénomènes agissant au niveau de la microstructure mais représentant une modification des caractéristiques mécaniques mise en évidence par les mesures lors d'essais mécaniques classiques (notamment pour les roches et les bétons).

De plus, afin de rester dans le cadre de la MMC on introduit la notion de Volume Elementaire Représentatif (VER), assez petit pour assurer la continuité des différentes variables et fonctions (éviter les "sauts" des gradients) et assez grand pour représenter une moyenne des micro-processus. A titre indicatif ce VER pour le béton est de l'ordre de 100 mm^3 ([LEM[92] p.3).

2.2.2 - Description macroscopique de l'endommagement

Dans le but de définir une variable d'endommagement macroscopique, on utilise une interprétation géométrique de l'endommagement et la notion de contrainte effective ([LEM[92]). On peut interpréter l'endommagement d'une façon géométrique comme étant la création de surfaces de disconti-nuité au niveau microscopique. Considérons un corps endommagé et un VER en un point M orienté par un plan défini par sa normale \underline{n} et son abscisse x suivant la direction \underline{n} :

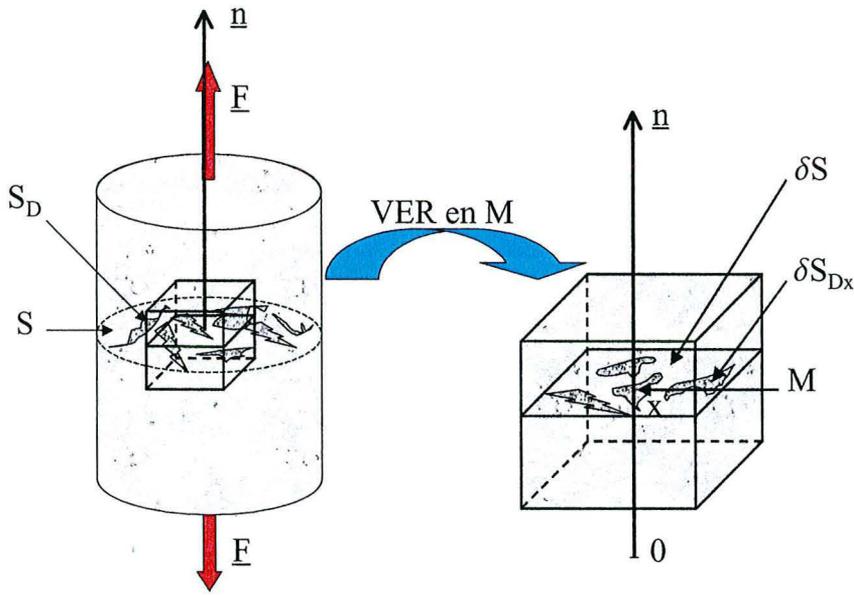


Figure 2.1 Représentation de l'endommagement (d'après Lemaitre [LEM92]).

δS_{Dx} est la surface effective des intersections des micro-fissures avec δS . On peut définir la valeur de l'endommagement $D(M, \underline{n}, x)$, attachée au point M dans la direction \underline{n} et d'abscisse x :

$$D(M, \underline{n}, x) = \frac{\delta S_{Dx}}{\delta S} \quad (2.1)$$

Afin de déterminer une variable continue sur le VER représentant sa détérioration jusqu'à la rupture on doit regarder tout les plans suivant x et considérer celui qui est le plus endommagé :

$$D(M, \underline{n}) = \text{Max}_{(x)} [D(M, \underline{n}, x)] \quad (2.2)$$

D est une variable scalaire qui dépend seulement du point M et de la direction considérée \underline{n} . D sera compris entre 0, qui équivaut au cas où le VER est intacte, et 1, cas où le VER est cassé en deux (taille de la fissuration supérieure ou égale à la dimension du VER). Le VER est chargé par une force $\underline{F} = F \underline{n}$, la contrainte totale est donc $\sigma = \frac{F}{S}$. On peut définir la contrainte effective :

$$\tilde{\sigma} = \frac{F}{S - S_D} \quad (2.3)$$

Ou encore en introduisant la variable d'endommagement :

$$\tilde{\sigma} = \frac{\sigma}{1 - D} \quad (2.4)$$

De façon schématique, la figure 2.2 représente la formulation de la prise en compte de

l'endommagement dans une loi de comportement, la fonctionnelle F étant la même dans le cas du matériau intacte et du matériau endommagé.

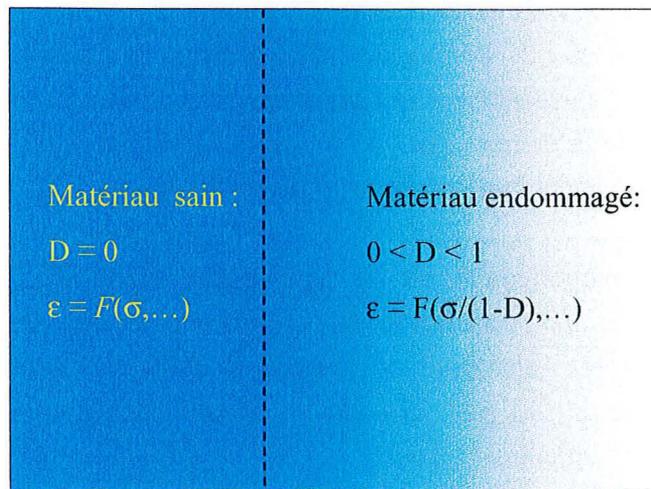


Figure 2.2 Formulation de la prise en compte de l'endommagement.

Remarque complémentaire :

Le cas théorique pour lequel la variable d'endommagement prend la valeur 1 n'est en réalité jamais atteint, et on peut dire qu'il existe une valeur de l'endommagement, *endommagement critique*, au delà de laquelle, à cause de l'instabilité de la fissuration (accélération de la cinétique du phénomène), il est difficile (voire impossible) de caractériser D .

2.3 - CARACTERISTIQUES DE L'ENDOMMAGEMENT DANS LES MATERIAUX POREUX (BETONS, ROCHES)

Dans le paragraphe précédent, les principaux traits du phénomène d'endommagement ont été décrits de façon générale, et notamment la diversité des formes d'expression du processus en fonction du matériau considéré (l'endommagement étant lié à la structure interne de la matière) et du type de sollicitation qui lui est appliquée. Dans ce paragraphe on s'intéresse plus particulièrement aux manifestations de l'endommagement au sein des matériaux poreux tels que les bétons ou les roches ; on présente, de façon succincte et non exhaustive, les principaux aspects et les différentes variables et fonctions introduites dans les modèles existants afin de les prendre en compte.

2.3.1 - Anisotropie induite par l'endommagement

L'utilisation de la variable scalaire D pour décrire l'évolution de l'endommagement traduit un endommagement isotrope et permet de décrire de façon correcte le comportement de nombreux matériaux ([LEM92], p.59) ; la représentation de l'endommagement par un scalaire traduit de façon globale l'état de détérioration de la matière mais ne fournit aucune information quant à la manière dont se développe la fissuration, et notamment sur les aspects directionnels.

Pour les matériaux dont le comportement est de type fragile ([BAR96], p.53), l'évolution de l'endommagement est associée à une évolution de la fissuration dans des directions préférentielles entraînant ainsi un comportement anisotrope du matériaux. Afin de traduire cette anisotropie, l'utilisation d'une variable scalaire n'est pas suffisante et il convient d'avoir recours à l'utilisation d'une description tensorielle de l'endommagement.

Plusieurs approches existent et on en cite ici deux représentatives.

L'une est basée sur une représentation géométrique de l'endommagement et une analyse de la microfissuration ([HALM96], [SHAOb98], [HOM98b], [CHIA99]), et définit :

$$\underline{\underline{D}} = \sum_i d_i(S) (\underline{n} \otimes \underline{n})_i \quad (2.5)$$

où $\underline{\underline{D}}$ est un tenseur du second ordre, \underline{n} et d_i représentent respectivement l'orientation et l'étendue de la famille i de microfissures dans le VER.

L'autre approche citée ici est une approche thermodynamique ([LEM92], p.64, citant Chaboche) et fait apparaître un tenseur d'endommagement du quatrième ordre (les tenseurs du quatrième ordre sont notés en gras) :

$$\mathbf{D} = \mathbf{I} - \tilde{\mathbf{a}} : \mathbf{a}^{-1} \quad (2.6)$$

où \mathbf{a} est le tenseur d'élasticité du quatrième ordre et $\tilde{\mathbf{a}}$ est le tenseur d'élasticité modifié de l'endommagement (: signifie le produit doublement contracté).

2.3.2 - Caractère unilatéral

Les matériaux tels que les bétons ou les roches présentent un comportement différent suivant le signe de la contrainte qui leur est appliquée ; ce caractère unilatéral peut être défini comme l'indépendance des raideurs en traction et en compression ([BAR96], p.54) ainsi que par un domaine élastique non symétrique dans l'espace des contraintes (limite élastique en traction beaucoup plus faible que la limite élastique en compression).

Cet aspect unilatéral intervient également dans le processus d'endommagement ; cela peut s'expliquer par le fait que pour un état d'endommagement donné (et donc pour un état de fissuration donné) l'application d'une contrainte de traction va avoir pour conséquence une ouverture de la fissuration alors qu'une contrainte de compression va avoir pour effet une fermeture des fissures. La figure 2.3 représente de façon simple les modes d'ouverture et de fermeture de la fissuration lors de traction simple et de compression simple.

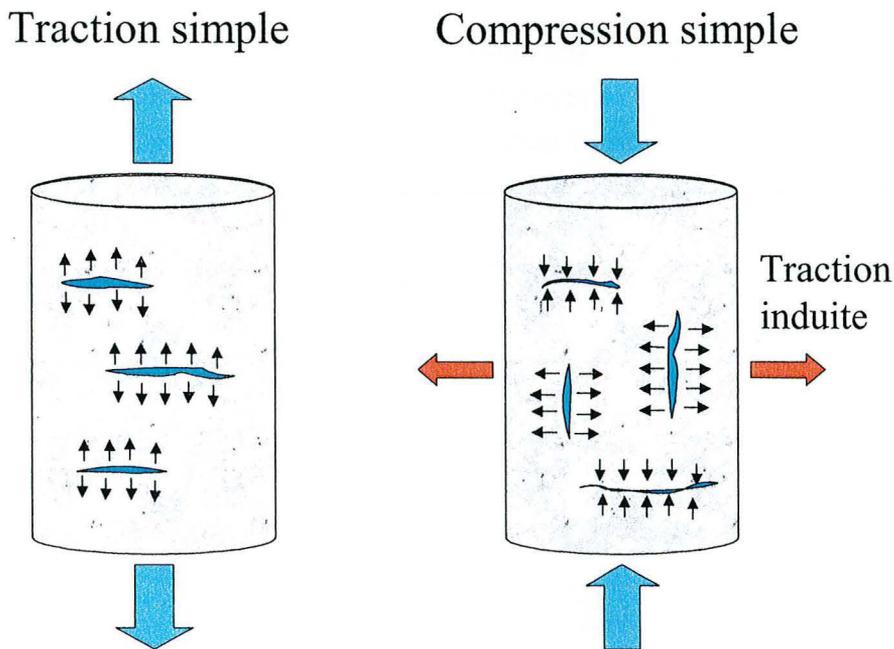


Figure 2.3 Evolution de la fissuration lors de traction et compression simple.

Dans le but de respecter ce caractère unilatéral il est nécessaire de séparer le comportement en traction et celui en compression du matériau ; il faut ainsi décomposer le tenseur des déformations en sa partie positive (extension) et sa partie négative, et définir deux variables d'endommagement distinctes agissant respectivement sur chacune des deux parties. Il est donc nécessaire d'analyser distinctement les deux phénomènes d'endommagement et de définir pour chacun une loi d'évolution.

Afin d'utiliser la seule et même variable tensorielle d'endommagement \underline{D} pour la traction et la compression, Bary ([BAR96], p.59) utilise deux fonctions de \underline{D} , f_+ et f_- , l'une étant la fonction d'endommagement de traction (agissant sur les déformations positives) et l'autre étant la fonction d'endommagement de compression (agissant sur les déformations négatives). Les deux fonctions définissent chacune deux modes distincts d'endommagement : f_+ traduit une fissuration due à une sollicitation de traction dont la direction est normale au plan des microfissures et f_- traduit une fissuration due à une sollicitation de compression dont la direction est quant à elle parallèle au plan des microfissures.

2.3.3 - Déformations anélastiques

Lors de l'évolution de l'endommagement dans un matériau, suite à une sollicitation croissante, des déformations irréversibles peuvent apparaître ; cela se manifeste lorsque l'on décharge complètement le matériau par le fait que l'on ne revient pas à un état de déformation nulle.

Ces déformations anélastiques qui se produisent simultanément au processus d'endommagement peuvent avoir plusieurs origines. Elles peuvent être dues à une évolution plastique du matériau qui intervient en même temps que la microfissuration. Cependant, lorsque le matériau ne présente pas de domaine plastique prononcé, ces déformations sont dues principalement à une refermeture incomplète de la fissuration lors d'un déchargement (ou d'un chargement en compression) ([CAR98], p.42 et [BAR96], p.62), pouvant s'expliquer par une reprise de contact imparfaite entre les deux lèvres de la fissure.

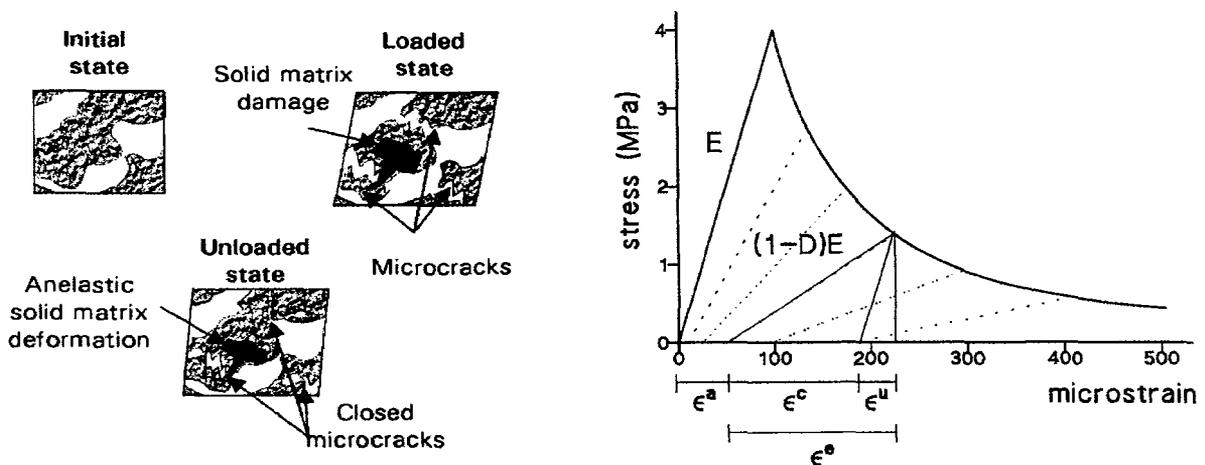


Figure 2.4 Décomposition de la déformation totale (Schémas et courbe issus de [CAR99] p.2).

Cependant pour un matériau tel que le béton, il est possible de considérer que ces déformations anélastiques sont peu importantes et que l'on a un comportement élastique couplé à l'endommagement ([LEM85], p.430-431). Pour un tel comportement, on retrouve un comportement élastique linéaire lors d'une éventuelle décharge-charge, mais avec un module élastique plus faible (figure 2.5).

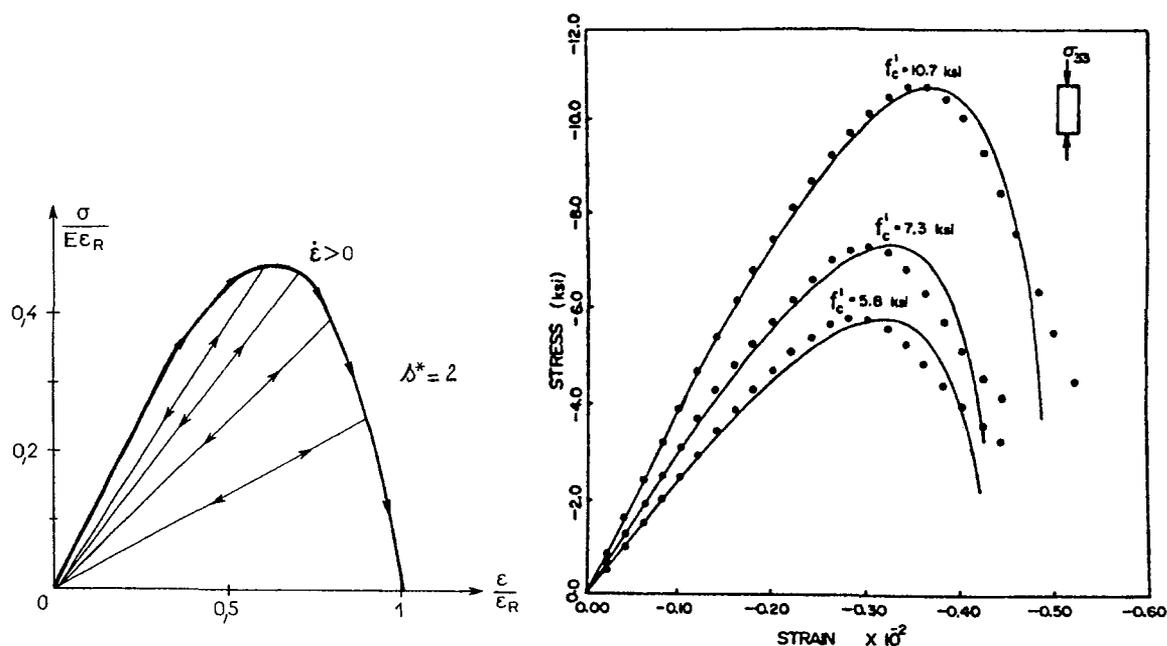


Figure 2.5 Courbes théoriques et expérimentales pour un béton en compression (courbes issues de [LEM85] p.431).

2.4 - COUPLAGES HYDRO-MECANQUES ET ENDOMMAGEMENT

Les aspects purement mécaniques de l'endommagement ont été présentés dans les paragraphes précédents. Nous allons, dans cette partie, nous intéresser à la prise en compte de l'endommagement dans la description des évolutions du milieu poreux partiellement saturé.

Dans un premier temps, nous reviendrons sur le cadre thermomécanique général permettant de décrire le milieu poreux partiellement saturé et notamment la description des phénomènes dissipatifs. Puis nous présenterons le modèle de Lemaitre-Marigo adapté par Shao ([SHAO98a]) aux milieux poreux partiellement saturés.

2.4.1 - Description thermodynamique des phénomènes dissipatifs

On revient dans ce paragraphe à la description du milieu poreux en tant que système thermodynamique ouvert et continu dont nous avons exposé les équations caractéristiques dans le chapitre 1 (paragraphe 1.2.1) ; on a notamment vu que les évolutions du milieu poreux peuvent être décrites par l'évolution de l'énergie libre du système ouvert (constitué par le squelette solide et les fluides saturants). L'énergie libre $\Psi(T, \underline{\epsilon}, m_\alpha, \chi)$ est écrite en fonction de variables traduisant l'état du système considéré et elle doit vérifier la non-négativité des dissipations (équations (1.4) et (1.5)).

Cependant, d'autres potentiels d'état et d'autres jeux de variables d'état peuvent s'avérer plus pratiques ; Dangla et al. ([DAN98], p.62) définissent un système, le squelette, comprenant non seulement la matrice solide mais également les interfaces entre les différentes phases coexistantes (ces interfaces ne représentent pas une entité matérielle à part entière mais possèdent des propriétés thermodynamiques telles que leur tension de surface). En supposant le mélange gazeux comme parfait et l'eau comme un fluide compressible standard, les variations d'énergie du système squelette s'écrivent :

$$dE_s = \sigma_{ij} d\epsilon_{ij} + p_\alpha d\phi_\alpha + T dS_s \quad (2.7)$$

Le paramétrage $(\epsilon_{ij}, \phi_\alpha, S_s)$ constitue donc un jeu de variables d'état pour le système squelette, en prenant $E_s(\epsilon_{ij}, \phi_\alpha, S_s)$ comme potentiel d'état, on obtient les équations d'état suivantes :

$$\underline{\sigma} = \frac{\partial E_s}{\partial \underline{\epsilon}} \quad p_\alpha = \frac{\partial E_s}{\partial \phi_\alpha} \quad (\alpha = \text{lq, gz}) \quad T = \frac{\partial E_s}{\partial S_s} \quad (2.8)$$

Ou encore en utilisant la transformation de Legendre-Fenchel, on peut exprimer un potentiel d'état G_s dont les variables d'état sont $(\epsilon_{ij}, p_\alpha, T)$, $G_s = E_s - p_\alpha \phi_\alpha - T S_s$, et ainsi :

$$\underline{\sigma} = \frac{\partial G_s}{\partial \underline{\epsilon}} \quad \phi_\alpha = -\frac{\partial G_s}{\partial p_\alpha} \quad (\alpha = \text{lq, gz}) \quad S_s = -\frac{\partial G_s}{\partial T} \quad (2.9)$$

Les équations d'état décrites ci-dessus et les variables d'état suffisent à caractériser les évolutions des systèmes élémentaires ouverts constituant le milieu poreux lorsque ceux-ci ont un comportement intrinsèquement réversible. Dans ce cas, il n'y a pas de variables internes et la dissipation intrinsèque est identiquement nulle.

Cependant, dès lors que le comportement n'est plus réversible (endommagement, plasticité), la prise en compte des variables internes χ est nécessaire afin de décrire les évolutions des systèmes thermodynamiques élémentaires ; la dissipation intrinsèque s'écrit alors :

$$\Phi_1 = -\frac{\partial \Psi}{\partial \chi} \frac{d\chi}{dt} = L_\chi \frac{d\chi}{dt} \geq 0 \quad (2.10)$$

où L_χ est la force thermodynamique associée au phénomène dissipatif décrit par la variable interne χ .

Il est nécessaire de prendre en compte des équations complémentaires afin de décrire l'évolution cinétique des variables internes et des flux dissipatifs associés. A ce titre, on peut noter l'intérêt, dans le contexte des phénomènes irréversibles, d'introduire deux potentiels ("State Kinetic Coupling Theory", [LEM92], p.39) :

- *le potentiel d'état* : qui est fonction des variables d'état ; il définit les équations d'état reliant les variables d'état (qui identifient chaque phénomène à analyser) et leurs variables associées, et permet de déterminer la puissance mise en jeu dans chaque processus physique. Ainsi pour la variable d'endommagement D , un critère dépendant de l'énergie développée par le processus d'endommagement est dérivé du potentiel élastique d'endommagement.

- *le potentiel de dissipation* : qui est écrit avec les variables associées et qui rend compte des lois cinétiques d'évolution des flux dissipatifs. Il permet de déterminer l'évolution des différentes variables d'états.

Ce potentiel de dissipation, φ , est une fonction scalaire continue non négative et convexe de $\frac{d\chi}{dt}$, ce qui assure la positivité de la dissipation (équation (2.10)). Il permet de relier, pour chaque phénomène dissipatif, la force thermodynamique associée L_χ à la vitesse d'évolution de la variable interne $\dot{\chi}$:

$$L_\chi = \frac{\partial \varphi}{\partial (d\chi/dt)} \quad (2.11)$$

On utilise le potentiel dual de φ , φ^* (transformée de Legendre-Fenchel sur φ) ([COU91], p.71) :

$$\dot{\chi} = \frac{\partial \varphi^*}{\partial L_\chi} \quad (2.12)$$

Cependant lorsque l'on considère le cas de phénomènes dissipatifs instantanés (comportement indépendant des vitesses d'évolution), la fonction φ^* est non différentiable ; on introduit une fonction "potentiel plastique", F , scalaire continue et convexe par rapport à L_χ . On retrouve la règle de normalité des matériaux standards, et ainsi avec les conditions portant sur la fonction de charge :

$$d\chi = d\lambda \frac{\partial F}{\partial L_\chi} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} d\lambda \geq 0 & \text{si } f = 0 \text{ et } df = 0 \\ d\lambda = 0 & \text{si } (f < 0) \text{ ou } (f = 0 \text{ et } df < 0) \end{cases} \quad (2.13)$$

L'équation (2.13) répond à la fois à la question "quand" et "comment" va évoluer le phénomène dissipatif relié à la variable interne χ et à sa force associée L_χ . En effet l'équation $f = 0$ est la limite du domaine élastique et détermine ainsi le "moment" pour lequel le phénomène dissipatif (identifié par χ et L_χ) intervient. La fonction "potentiel plastique" permet de définir la direction de l'évolution de χ (l'incrément de χ étant colinéaire au vecteur $\frac{\partial F}{\partial L_\chi}$). Dans le cas d'une théorie associée la fonction potentiel F et la fonction de charge f sont identiques et ainsi l'incrément de χ sera perpendiculaire à la fonction de charge délimitant le domaine élastique.

Lorsque le seul phénomène dissipatif sera l'endommagement (pas de prise en compte de la plasticité) les variables d'état internes χ seront donc celles utilisées pour décrire l'évolution de l'endommagement ; si l'on considère un endommagement isotrope, la variable scalaire D permettra

de décrire les évolutions de l'endommagement (sa force associée sera Y) et le potentiel d'état $G_s(\epsilon_{ij}, p_\alpha, T, D)$ conduira aux équations d'état suivantes :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \frac{\partial G_s}{\partial \underline{\underline{\epsilon}}} \quad \phi_\alpha = -\frac{\partial G_s}{\partial p_\alpha} \quad (\alpha = lq, gz) \quad S_s = -\frac{\partial G_s}{\partial T} \quad Y = -\frac{\partial G_s}{\partial D} \quad (2.14)$$

Il conviendra donc par la suite de déterminer les lois d'évolutions complémentaires pour le processus d'endommagement.

On remarquera que l'existence du potentiel de dissipation n'est pas nécessaire ([BAR96], p.55) et que si on ne peut le formuler, il conviendra de vérifier l'équation (2.10) à chaque pas de calcul.

2.4.2 - Modèle de Lemaitre-Marigo adapté par Shao et al.

On présente ici les équations constitutives et les hypothèses effectuées par Shao et al. [SHAO98a] permettant d'adapter le modèle de Lemaitre-Marigo [MAR81] aux milieux poreux partiellement saturés.

L'endommagement est ici considéré comme isotrope et représenté par la variable scalaire D et on se place dans le cadre des évolutions isothermes. On notera également que les aspects liés à l'endommagement décrits précédemment (aspect unilatéral, déformations anélastiques) ne sont pas pris en compte, ce qui constitue un cadre restrictif à reconsidérer prioritairement pour reproduire fidèlement le comportement des roches ou des bétons.

Le manque de données expérimentales, concernant notamment les couplages entre l'endommagement et les variations de porosité, a conduit Shao et al. à supposer un découplage, l'énergie libre du squelette pouvant se diviser en deux parties ; une partie permet de décrire les évolutions poroélastiques et l'autre traduit les évolutions "elasto-endommagées" du constituant solide pris séparément :

$$E_s(\underline{\underline{\epsilon}}, D, (\phi - \phi_0)_k) \simeq E_s^{pe}(\underline{\underline{\epsilon}}, (\phi - \phi_0)_k) + E_s^{ed}(\underline{\underline{\epsilon}}, D) \quad (2.15)$$

Le modèle de Lemaitre-Marigo ([MAR81]) est utilisé pour décrire les évolutions élastiques avec endommagement du squelette ; l'expression du potentiel thermodynamique $E_s^{ed}(\underline{\underline{\epsilon}}, D)$ est ainsi :

$$E_s^{ed}(\underline{\underline{\epsilon}}, D) = \frac{1}{2} (1 - D) \mathbf{C}^0 : \underline{\underline{\epsilon}} : \underline{\underline{\epsilon}} \quad (2.16)$$

où \mathbf{C}^0 est le tenseur d'élasticité (du quatrième ordre) à l'état vierge du matériau. L'endommagement agit directement comme un facteur de réduction du module de Young. On peut réécrire ce potentiel en le décomposant en fonction des évolutions hydrostatiques et déviatoriques

$$E_s^{ed}(\underline{\underline{\epsilon}}, D) = \frac{1}{2} K_o(\epsilon_{kk})^2 + G(1 - D) e_{ij} e_{ij} \quad \text{avec } \epsilon_{kk} = \text{Tr}(\underline{\underline{\epsilon}}) \quad \text{et } e_{ij} = \epsilon_{ij} - \frac{1}{3} \text{Tr}(\underline{\underline{\epsilon}}) \quad (2.17)$$

K_o et G sont respectivement le module d'incompressibilité drainé et le module de cisaillement du matériau.

On remarque que l'endommagement n'agit que sur l'énergie mise en jeu dans le comportement déviatorique et que la variable scalaire d'endommagement D représente physiquement une réduction du module de cisaillement du squelette :

$$D = 1 - \frac{G}{G_0} \quad (G_0 \text{ est le module de cisaillement initial}) \quad (2.18)$$

La force thermodynamique associée à l'endommagement est :

$$Y = - \frac{\partial E_s^{ed}}{\partial D} = G e_{ij} e_{ij} \quad (2.19)$$

Le critère d'endommagement est représenté par la fonction de charge suivante :

$$f(Y, D) = G e_{ij} e_{ij} - \frac{1}{2} s_0 (1 + 2 m D) \quad (2.20)$$

où s_0 et m sont des paramètres du modèle, s_0 étant le seuil d'endommagement du matériau et m un paramètre permettant de contrôler le taux d'évolution de l'endommagement.

Ainsi dans le cas d'une théorie associée ($f = F$, dans l'équation (2.13)) le taux d'endommagement est :

$$\dot{D} = \frac{\partial \varphi^*}{\partial Y} = \lambda \frac{\partial f}{\partial Y} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \dot{\lambda} \geq 0 & \text{si } f = 0 \text{ et } df = 0 \\ \dot{\lambda} = 0 & \text{si } (f < 0) \text{ ou } (f = 0 \text{ et } df < 0) \end{cases} \quad (2.21)$$

le multiplicateur $\dot{\lambda}$ est déterminé grâce à la relation de consistance $\dot{f} = 0$.

En couplant le comportement élastique avec endommagement avec le comportement poroélastique non-linéaire pour les milieux poreux partiellement saturés (paragraphe 1.2.2), les expressions des incréments de contraintes et d'apports de masse des différents fluides sont les suivantes :

$$d\sigma_{ij} = L_{ijkl}^o(D) d\epsilon_{kl} - b_{lq} dp_{lq} \delta_{ij} - (1 - b_{lq}) dp_{gz} \delta_{ij} \quad (2.22)$$

$$dm_\alpha = \rho_\alpha (N_{\alpha\epsilon} d\epsilon_\nu + N_{\alpha\beta} dp_\beta) \quad (\alpha, \beta = lq, vp, as) \quad (2.23)$$

Le tenseur d'élasticité avec endommagement est

$$L_{ijkl}^o = K_o \delta_{ij} \delta_{kl} - \frac{1}{3} \delta_{kl} [2 G^*(1 - D) \delta_{ij}] + 2 G^*(1 - D) \delta_{ik} \delta_{jl} - 4 G^2 \frac{H(\dot{D})}{m s_0} e_{ij} e_{ij} \quad (2.24)$$

(H est la fonction de Heaviside).

Le calcul du tenseur utilise notamment l'expression de l'incrément d'endommagement, déduite de la relation de consistance :

$$f(Y, D) = \frac{\partial f}{\partial Y} \dot{Y} + \frac{\partial f}{\partial D} \dot{D} = \dot{Y} - s_0 m \dot{D} = \frac{\partial Y}{\partial e_{ij}} \frac{de_{ij}}{dt} - s_0 m \dot{\lambda} = 2 G e_{ij} \dot{e}_{ij} - s_0 m \dot{\lambda} = 0 \quad (2.25)$$

d'où :

$$\dot{D} = \dot{\lambda} = \frac{2 G e_{ij} \dot{e}_{ij}}{s_0 m} \quad (2.26)$$

Ainsi l'incrément d'endommagement s'exprime de la façon suivante :

$$dD = \frac{2 G e_{ij} de_{ij}}{s_0 m} \quad (2.27)$$

Il est clair dans ce modèle que, du fait du découplage effectué (équation (2.15)), les évolutions hydrostatiques et donc l'évolution des pressions partielles et des teneurs en masse de fluide, sont indépendantes de l'évolution de la variable d'endommagement D .

2.5 - MODELISATIONS POROELASTIQUES AVEC ENDOMMAGEMENT DU PROBLEME DE GALERIE VENTILEE

Ce paragraphe est consacré à l'application du modèle de Lemaitre-Marigo adapté par Shao et *al.* décrit dans le paragraphe précédent au problème de galerie ventilée ; comme l'ont montré les résultats du chapitre précédent portant sur les modélisations poroélastiques, l'excavation et la ventilation d'une galerie profonde sollicitent fortement le massif rocheux entourant cette galerie. Les fortes contraintes de traction (contraintes orthoradiales) mises en évidence (et pouvant être à l'origine d'une fissuration) et l'état de contraintes induit étant principalement déviatorique (surtout en paroi, là où le massif est le plus sollicité) nous ont conduit à choisir ce modèle. L'intérêt de ce modèle est sa simplicité au niveau de la formulation et le faible nombre de paramètres, s_0 et m , permettant de décrire l'endommagement, contrairement à d'autres modèles utilisant une multitude de paramètres et dont l'identification expérimentale semble délicate notamment pour des matériaux à faible porosité tels que les roches argileuses ou les bétons hautes performances. Il conviendra bien évidemment de reconsidérer les hypothèses effectuées, notamment l'isotropie de la roche, dans le but de décrire de façon plus fine le comportement du matériau.

L'accent est mis dans ce travail sur la façon dont la sollicitation en paroi de la galerie va se propager au sein du massif rocheux et donc induire des modifications structurelles de la roche, négatives dans un contexte de confinement de déchets ; une étude comparative de différents modèles de diffusion est présentée, prenant en compte l'influence de l'endommagement et de la saturation en liquide sur les caractéristiques intervenant dans la conduction des fluides au sein du milieu poreux.

2.5.1 - Description du problème

On ne revient pas ici sur la mise en équations et les méthodes de résolutions décrites dans le chapitre 1 ; les calculs ont été réalisés avec le code PARSAT et les discrétisations spatiales et temporelles utilisées sont similaires à celles prises en compte dans les calculs poroélastiques.

Les dimensions du modèle géométrique utilisé sont identiques à celles du chapitre 1, en notant qu'ici on considère un modèle "mono-matériau" (figure 2.6). Le matériau pris en compte est l'argilite de l'Est dont on rappelle ici succinctement les principales caractéristiques :

- Module d'incompressibilité drainé et module de cisaillement : $K_o = 5.333 \text{ GPa}$, $G = 3.2 \text{ GPa}$.
- Porosité : $\phi_0 = 0.13$.
- Coefficient de Biot : $b = 0.75$.
- Perméabilité intrinsèque : $k = 10^{-21} \text{ m}^2$.

L'état de contraintes *in-situ* avant le creusement de la galerie est considéré isotrope et égal à : $\underline{\underline{\sigma}}_0 = \sigma_0 \underline{\underline{I}}$ avec $\sigma_0 = -10 \text{ MPa}$; les pressions partielles initiales sont prises égales à 5 MPa.

Afin de simuler l'excavation et la dessaturation du massif, on impose en paroi de la galerie une contrainte radiale nulle : $\sigma_r = 0 \text{ MPa}$ et une pression capillaire de 84.7 MPa (qui correspond à une humidité relative de 53% via la loi de Kelvin, voir équation (1.69)). On notera que la sollicitation hydrique est plus forte que celle imposée dans les calculs poroélastiques (h_r dans la galerie = 75 %), le modèle prenant en compte l'irréversibilité, il semble justifié de pouvoir solliciter plus fortement le massif rocheux.

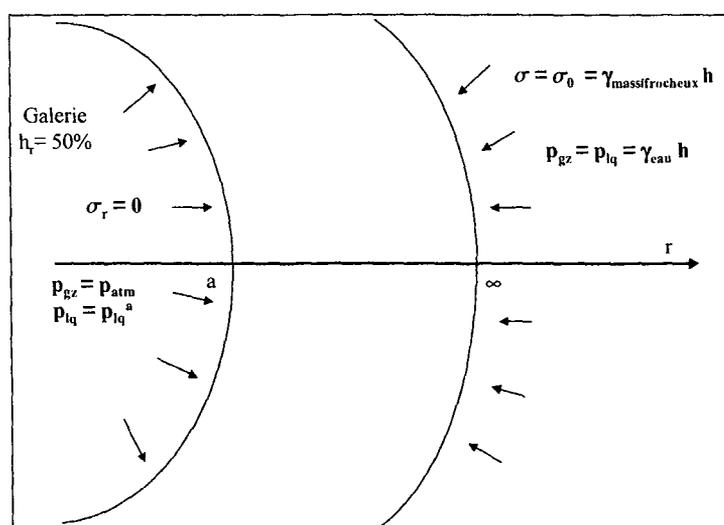


Figure 2.6 Géométrie et conditions aux limites du problème de ventilation d'une galerie profonde.

En ce qui concerne la limite en traction de l'argilite de l'Est, Chiarelli ([CHIA00], p.25) donne la valeur suivante : $R_t = 2.6 \pm 1.2$ MPa.

L'évolution de la saturation en liquide en fonction de la pression capillaire est décrite par un ajustement de type Vachaud et Vauclin dont la valeur des paramètres pour l'argilite de l'Est est donnée dans le tableau 1.2.

En ce qui concerne les paramètres gouvernant l'évolution de l'endommagement, le manque de données expérimentales nous a conduits à utiliser ceux donnés par Shao ([SHAO98a], appendix). Le seuil initial d'endommagement et la constante d'accroissement de l'endommagement, qui interviennent dans la fonction de charge (équation 2.20), sont : $s_0 = 2500$ Pa et $m = 100$.

2.5.2 - Modèles de conductivités hydrauliques

L'accent a été mis sur la prise en compte de l'influence de l'endommagement et de l'évolution de la saturation en liquide sur les phénomènes de transport de fluides au sein du milieu poreux et notamment les propriétés de conduction hydraulique du matériau. Dans cette optique on a donc utilisé plusieurs modèles de conductivité hydraulique au liquide (λ_{lq}) et au gaz (λ_{gz}) combinant l'influence de l'évolution de l'endommagement et de la saturation en liquide (figure 2.7).

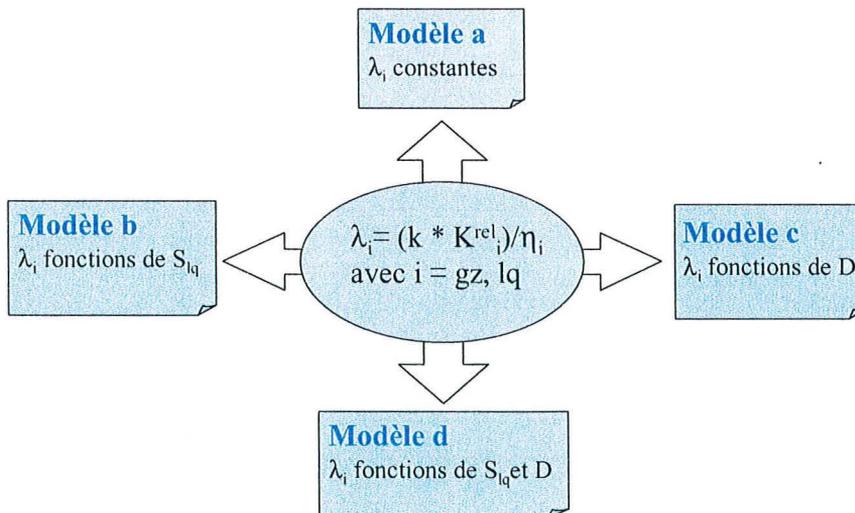


Figure 2.7 Modèles de conductivités hydrauliques λ_i ($i = lq, gz$).

On rappelle l'expression des conductivités hydrauliques (voir les paragraphes 1.2.3.2 et 1.2.3.3) prises en compte pour décrire le transport Darcéen de la phase liquide et de la phase gazeuse :

$$\lambda_i = \frac{k K_i^{\text{rel}}}{\eta_i} \quad \text{avec } i = \text{lq, gz} \quad (2.28)$$

On va considérer que les perméabilités relatives K_i^{rel} dépendent de l'état de saturation de la roche (modèle b et d sur la figure 2.7) et que l'endommagement va modifier la valeur de la perméabilité intrinsèque k (modèle c et d). Cependant les lois d'évolutions de ces deux fonctions ne reposant pas sur un support expérimental pour l'argilite de l'Est, les résultats de référence seront ceux donnés par l'utilisation du modèle a.

2.5.2.1 - Evolution de la perméabilité intrinsèque avec l'endommagement

La perméabilité intrinsèque traduisant les capacités d'échange par écoulement de la roche, indépendamment de la nature des fluides en mouvement, il semble pertinent que l'endommagement influe sur sa valeur ; en effet l'apparition de microfissuration et de défauts structurels de la matrice solide va permettre une meilleure circulation des phases fluides. Le manque de données expérimentales concernant l'argilite de l'Est nous a conduits à utiliser les fonctions théoriques suivantes :

$$k^{\text{exp}}(D) = k(100^{\alpha(D)}) \quad (2.29)$$

$$k^{\text{lin}}(D) = k(1 + 99\alpha(D)) \quad (2.30)$$

où $\alpha(D) = \frac{D}{D_{\text{max}}}$ est le rapport entre l'endommagement et sa valeur maximale.

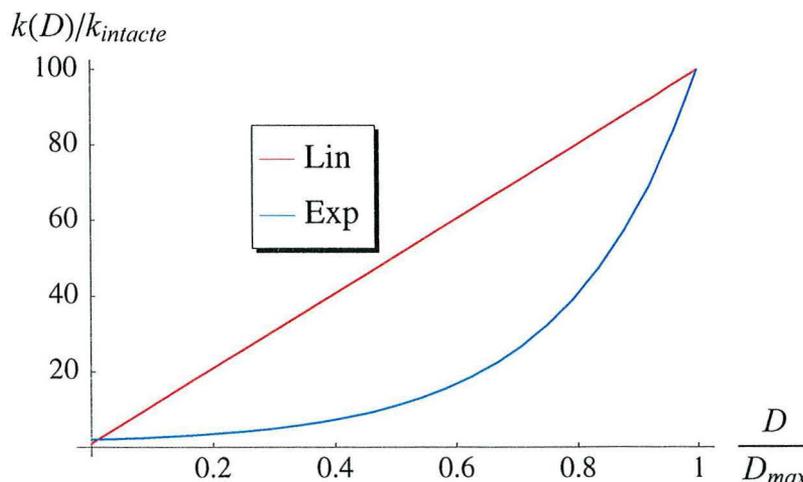


Figure 2.8 Evolution du rapport de perméabilité par rapport à l'endommagement.

Les fonctions choisies permettent d'avoir un facteur 100 entre la perméabilité intrinsèque de la roche considérée comme intacte ($k = 10^{-21} \text{ m}^2$) et celle de la partie du massif rocheux la plus

endommagée ($k = 10^{-19} m^2$). Le choix de deux fonctions à l'allure différente, une de forme linéaire et une de forme exponentielle (figure 2.8), permet de constater l'influence de cette fonction, et notamment sur la cinétique du phénomène de dessiccation au sein du massif.

2.5.2.2 - Evolution des perméabilités relatives avec la saturation

Dans le cas d'un matériau poreux saturé, la conductivité hydraulique est principalement fonction de l'espace interstitiel offert au fluide pour s'écouler, en d'autres termes la porosité connectée. Pour les milieux poreux partiellement saturés, les conductivités hydrauliques relatives à chacun des fluides saturants (liquide et mélange gazeux) vont être fonction non seulement de la porosité mais également de l'état de saturation du milieu poreux (voir [LI00] p.43). En effet plus la roche va être dessaturée, plus l'espace poreux va être rempli de gaz constituant un obstacle à l'écoulement de la phase liquide, et donc plus la conductivité hydraulique au liquide λ_{lq} sera faible (à l'inverse la conductivité hydraulique au gaz sera forte). Afin de prendre en compte cet aspect on décrit les perméabilités relatives au liquide et au gaz comme des fonctions du degré de saturation en liquide S_{lq} (voir aussi les exemples de fonctions pour des bétons données dans [MAI99b] p. 64) :

$$K_{lq}^{rel} = \frac{1}{(a(1 - S_{lq}))^b + 1} \quad \text{avec } a = 12 \quad \& \quad b = 1.5 \quad (2.31)$$

$$K_{gz}^{rel} = \frac{1}{(aS_{lq})^b + 1} \quad \text{avec } a = 3 \quad \& \quad b = 2.7 \quad (2.32)$$

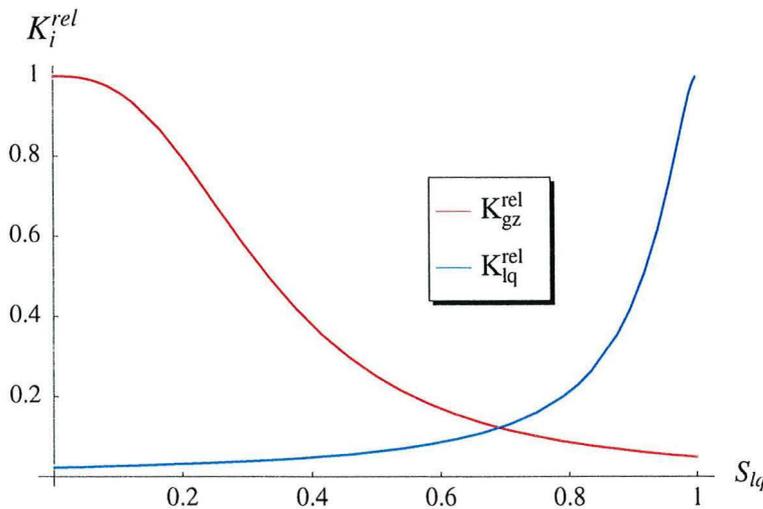


Figure 2.9 Evolution des perméabilités relatives en fonction de la saturation en liquide.

2.5.3 - Résultats

Lorsqu'aucune autre spécification n'est mentionnée, les courbes de résultats présentées correspondent à l'échantillon E2316-90 (référéncé par la lettre D dans le tableau 1.1), choisi pour la bonne corrélation de la fonction saturation en liquide en fonction de la pression capillaire avec les courbes expérimentales.

2.5.3.1 - Modèle a : conductivités hydrauliques λ_i constantes

Dans ce paragraphe, les calculs ont été réalisés en prenant des perméabilités relatives au liquide et au gaz égales à 1 et avec une perméabilité intrinsèque égale à $10^{-21} m^2$. Ces résultats constitueront une référence pour juger l'influence de la saturation et de l'endommagement dans les modèles b, c et d.

La figure 2.10 montre l'évolution de la saturation en liquide au sein du massif rocheux ; dans le cas précis du stockage de déchets radioactifs, on peut considérer que l'intervalle de temps entre la phase de ventilation et la phase de mise en place de l'ensemble colis+barrière ouvragée (avec ressaturation de la BO) sera compris, au maximum, entre 50 et 100 ans. Pour un temps de 100 ans, on constate que la zone d'influence du front de dessaturation atteint un rayon de 6m.

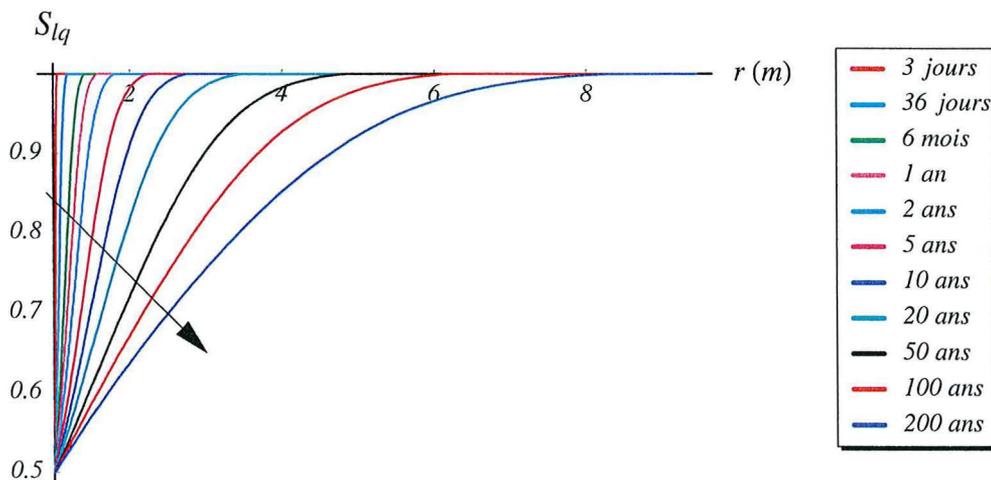


Figure 2.10 Evolution spatiale de la saturation en liquide.

En ce qui concerne l'endommagement (figure 2.11), pour le temps caractéristique de 100 ans, on constate que, pour un rayon supérieur à 6m, le massif n'est pas affecté par l'endommagement. De plus, même pour des temps grands (200 ans et plus), la zone, pour laquelle l'endommagement est supérieur à 1%, est circonscrite à une couronne de massif d'un rayon de 4m.

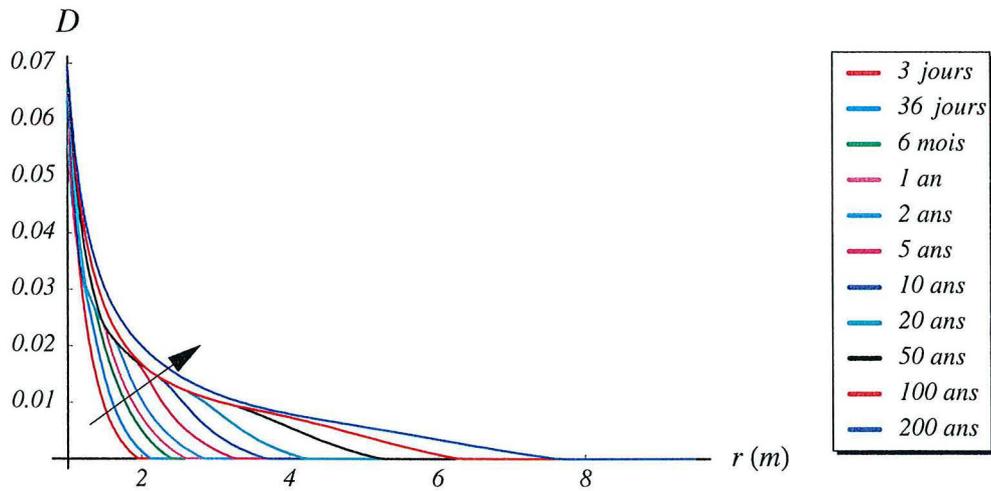


Figure 2.11 Evolution spatiale de l'endommagement.

Les contraintes engendrées (figure 2.12) montrent l'évolution d'une zone de traction périphérique à la galerie ; en paroi de la galerie, on constate une valeur de la contrainte orthoradiale de 13.5 MPa bien supérieure à la résistance en traction du matériau. Ainsi, si on considère un critère de rupture en contraintes totales, les contraintes de traction engendrées par la dessaturation en paroi peuvent expliquer une fissuration éventuelle.

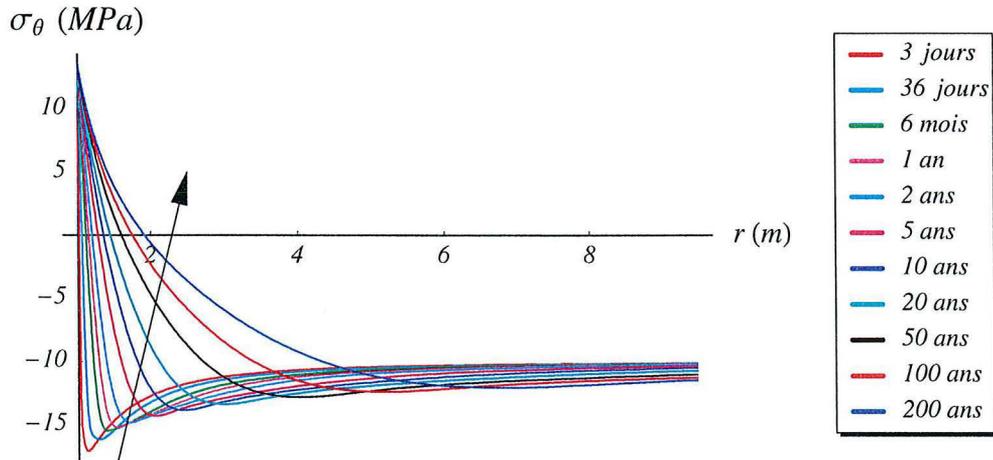


Figure 2.12 Evolution spatiale de la contrainte orthoradiale.

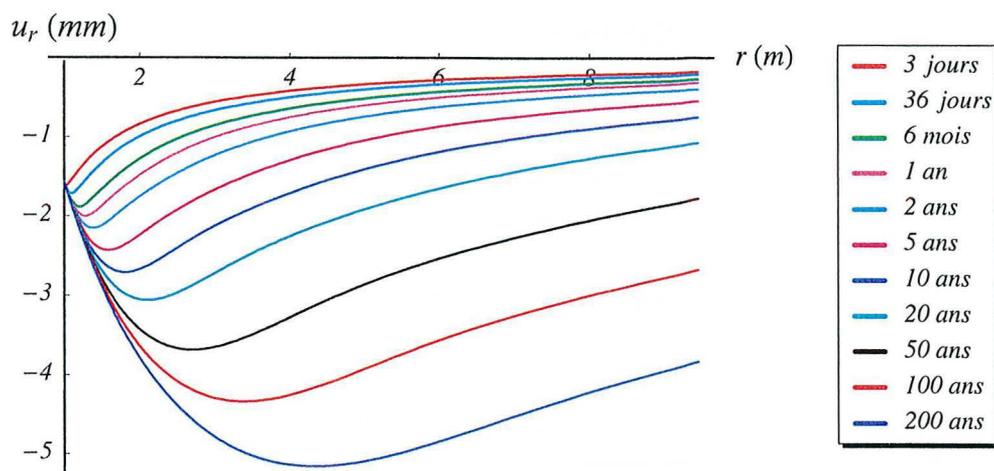


Figure 2.13 Evolution du déplacement radial u_r .

On constate également que le chargement, induit par le creusement et la ventilation, est fortement déviatorique ; ainsi, si on regarde l'écart entre les contraintes principales extrêmes ($\sigma_{zz} - \sigma_{rr}$) (figure 2.14), qui correspond au diamètre du plus grand cercle de Mohr, sa valeur est particulièrement élevée en paroi.

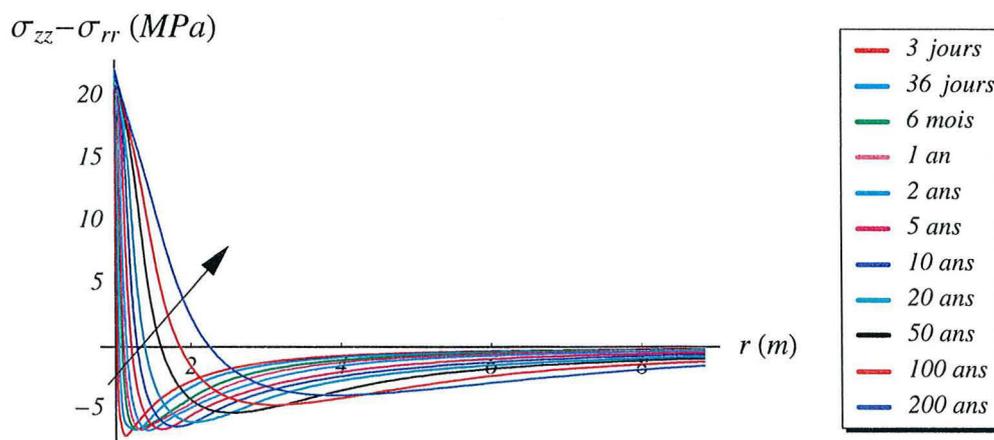


Figure 2.14 Evolution spatiale du $\sigma_{zz} - \sigma_{rr}$.

On notera au passage que, pour l'état de contraintes induit par le creusement, les contraintes principales extrêmes sont la contrainte radiale et la contrainte orthoradiale.

Pour le cas élastique, après le creusement on a :

$$\begin{pmatrix} \sigma_M & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_I & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_m \end{pmatrix}_{(r=a)} = \begin{pmatrix} \sigma_{rr} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{zz} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{\theta\theta} \end{pmatrix}_{(r=a)} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_0 & 0 \\ 0 & 0 & 2\sigma_0 \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

où σ_M , σ_I et σ_m sont respectivement la contrainte principale majeure, intermédiaire et mineure, σ_0 est la valeur de la contrainte isotrope initiale (négative).

Pour l'état de contraintes induit par la sollicitation cumulée du creusement et de la ventilation, on a une inversion des contraintes principales, par rapport à celui uniquement dû au creusement. Si on considère le cas élastique, les variations de contraintes en paroi, induites par le séchage (voir annexe B), sont nulle pour la contrainte radiale et égales pour la contrainte orthoradiale et axiale ($\Delta\sigma_{\theta\theta} = \Delta\sigma_{zz} = \Delta\sigma_{\text{ventil.}}$). Ainsi en superposant les états de contraintes induit par chacune des deux phases (creusement et ventilation) :

$$\begin{pmatrix} \sigma_{rr} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{zz} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{\theta\theta} \end{pmatrix}_{(r=a)} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_0 + \Delta\sigma_{\text{ventil.}} & 0 \\ 0 & 0 & 2\sigma_0 + \Delta\sigma_{\text{ventil.}} \end{pmatrix} \quad (2.34)$$

Ainsi, lorsque les variations de contraintes induites (positives) par la ventilation sont supérieures en valeur absolue à $2 * \sigma_0$, la contrainte principale majeure devient la contrainte axiale, la contrainte principale intermédiaire devient la contrainte orthoradiale et la contrainte principale mineure devient la contrainte radiale :

$$\begin{pmatrix} \sigma_M & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_I & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_m \end{pmatrix}_{(r=a)} = \begin{pmatrix} \sigma_{zz} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{\theta\theta} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{rr} \end{pmatrix}_{(r=a)} = \begin{pmatrix} \sigma_0 + \Delta\sigma_{\text{ventil.}} & 0 & 0 \\ 0 & 2\sigma_0 + \Delta\sigma_{\text{ventil.}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

2.5.3.2 - Modèle b : conductivités hydrauliques λ_i fonction de la saturation

Dans le massif, la saturation va être comprise entre une valeur autour de 0.5 en paroi (la pression capillaire est imposée en paroi, la saturation en paroi est donnée par l'ajustement $S_{iq}(p_{cp})$) et 1 dans la zone non perturbée, les perméabilités relatives vont donc être inférieures à celles du modèle a (perméabilités relatives constantes égales à 1). Ceci est particulièrement vrai dans la zone de massif proche de la paroi.

Les résultats (figures 2.15 et 2.16) montrent bien l'influence de cette prise en compte, et notamment si l'on compare avec le modèle a, on constate une forte diminution de la zone d'influence du phénomène de dessaturation :

- le rayon d'influence du front de dessaturation n'excède pas 6 m pour un temps de 200 ans (figure 2.15), contre 8 m pour le modèle a.
- la zone endommagée est circonscrite dans un rayon inférieur à 3.5 m pour un temps de 200 ans (figure 2.16), contre 7.5 m pour le modèle a.

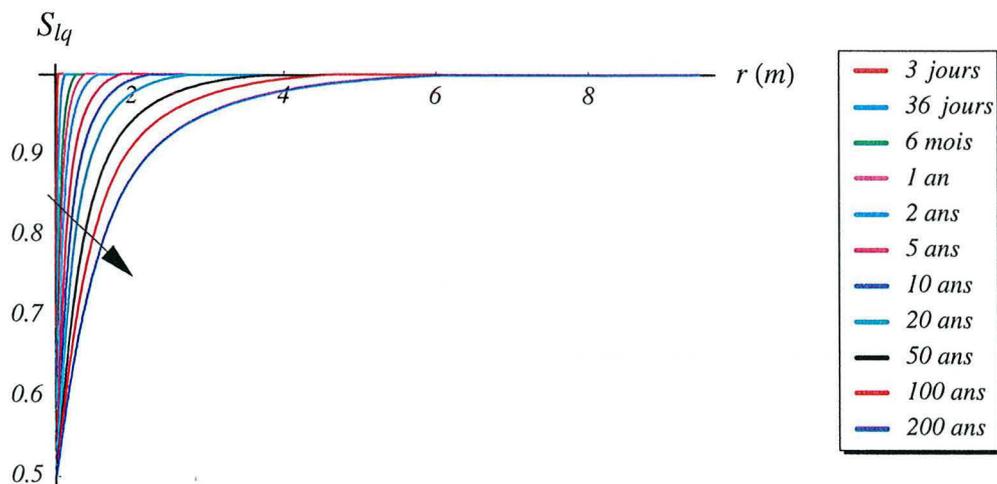


Figure 2.15 Evolution spatiale de la saturation en liquide.

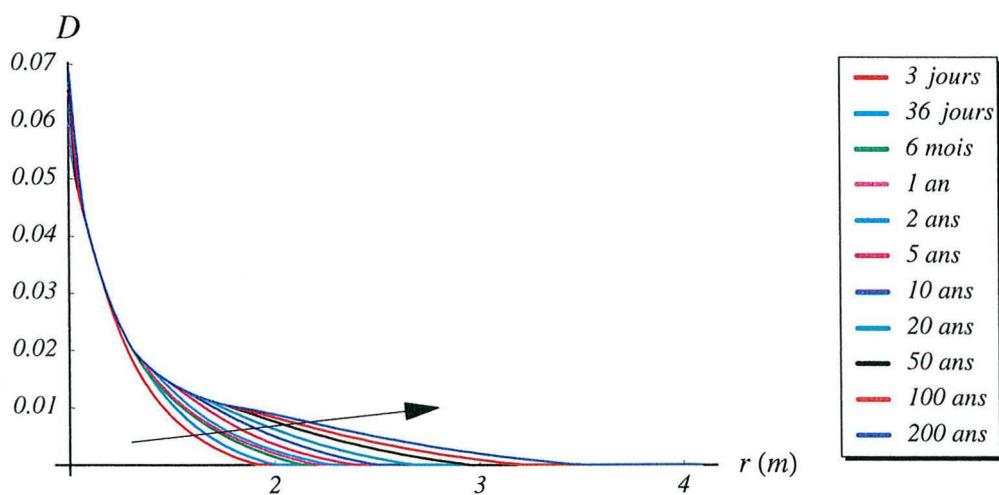


Figure 2.16 Evolution spatiale de l'endommagement.

2.5.3.3 - Modèle c : prise en compte de l'influence de l'endommagement sur la perméabilité intrinsèque

Les résultats montrent une très forte influence de l'évolution de la perméabilité intrinsèque avec l'endommagement notamment sur la propagation de la sollicitation au sein du massif rocheux (les deux lois d'évolution, équations 2.29 et 2.30, de la perméabilité intrinsèque sont identifiées par " $k_{intr}(d)$ exponentielle" et " $k_{intr}(d)$ linéaire"). Dans le cas de référence (modèle a) le front de dessaturation atteint un rayon maximal de 8 m pour un temps de 200 ans, on constate ici (figure 2.17) qu'il est deux fois plus grand pour " $k_{intr}(d)$ exponentielle" ($r = 16$ m pour $t = 200$ ans) et trois fois plus grand pour " $k_{intr}(d)$ linéaire" ($r = 30$ m pour $t = 200$ ans). Il en va de même pour le rayon de la zone endommagée (figure 2.18) qui atteint la valeur de 21 m pour " $k_{intr}(d)$ exponentielle" et 32 m pour " $k_{intr}(d)$ linéaire".

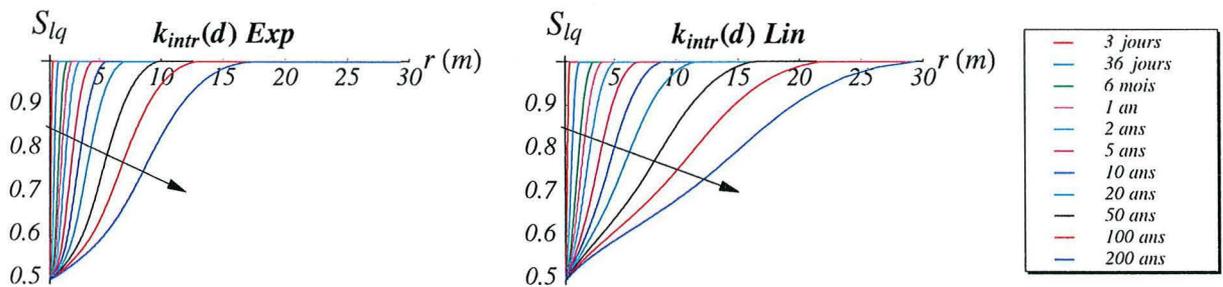


Figure 2.17 Evolution spatiale de la saturation en liquide.

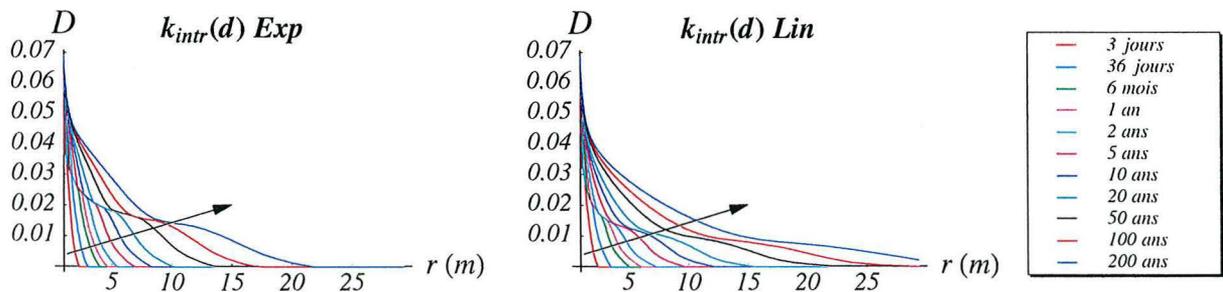


Figure 2.18 Evolution spatiale de l'endommagement.

On constate bien évidemment l'influence de la forme de la fonction utilisée ; l'influence de l'endommagement sur la perméabilité intrinsèque est plus forte dans la zone du massif où le rapport $\frac{D}{D_{max}}$ est grand, c'est à dire proche de la galerie. Cette influence est plus répartie sur toute la zone endommagée dans le cas où la fonction est linéaire (équation 2.30). Ainsi, lorsque le rapport d'endommagement $\frac{D}{D_{max}} = 0.3$:

- $k_{intr}(d) \simeq 5 * k_{intr}(\text{matériau sain})$ pour la loi exponentielle.
- $k_{intr}(d) \simeq 30 * k_{intr}(\text{matériau sain})$ pour la loi linéaire.

L'utilisation de la loi de type linéaire contribue donc à accélérer le phénomène de dessaturation et d'endommagement, et ainsi pour les mêmes temps de calculs, on aura une zone d'influence de la dessaturation beaucoup plus conséquente dans le cas linéaire qu'avec la loi de forme exponentielle. On perçoit donc la nécessité de décrire au mieux l'évolution de la perméabilité intrinsèque avec l'endommagement. La réponse pourrait être donnée par des essais de mesure de perméabilité après avoir effectué sur les éprouvettes des essais mécaniques réalisés à différents niveaux de contraintes (en supposant que pour chaque niveau de contrainte on puisse déterminer de façon précise l'endommagement de la roche).

2.5.3.4 - Modèle d : Conductivités hydrauliques fonction de l'endommagement & de l'état de saturation

Comme on a pu le constater avec les résultats correspondant aux modèles b et c, la prise en compte de l'influence de l'état de saturation du matériau et celle de son état d'endommagement ont deux effets antagonistes, notamment en ce qui concerne la cinétique et l'évolution des phénomènes au sein du massif rocheux. On constate d'ailleurs (figures 2.19 et 2.20) que les deux effets s'annulent quasiment si on compare les résultats avec ceux du cas de référence (modèle a) pour lequel les conductivités hydrauliques sont constantes.

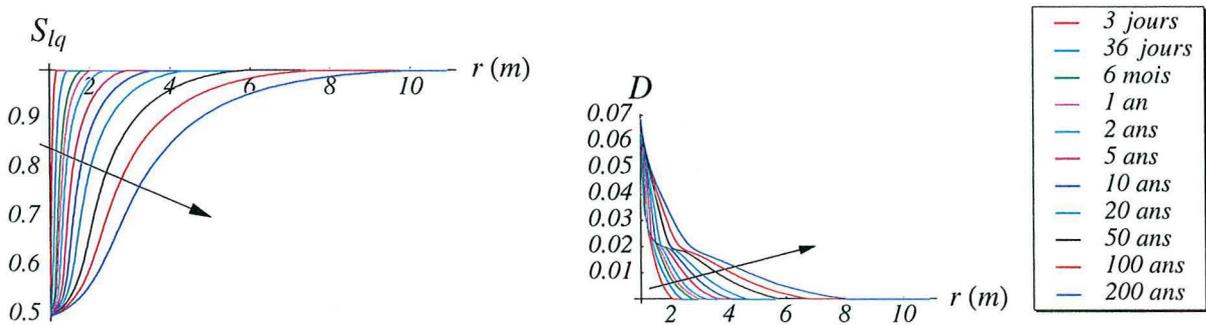


Figure 2.19 Evolution spatiale de la saturation et de l'endommagement.

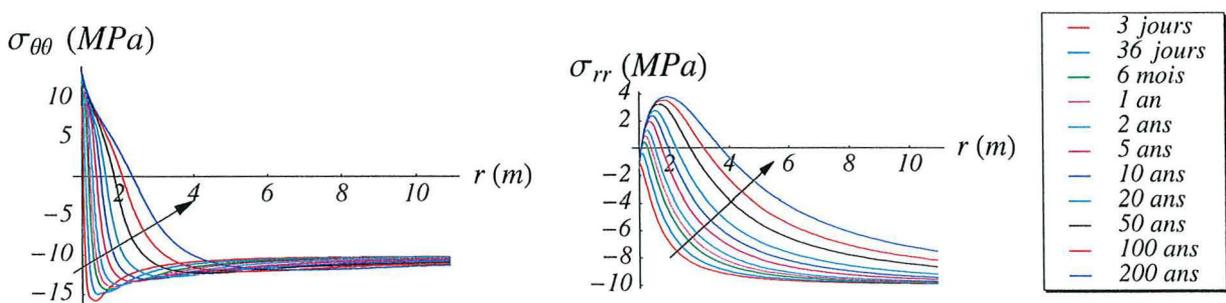


Figure 2.20 Evolution spatiale de la contrainte orthoradiale et radiale.

On constate que le rayon de la zone d'influence est proche de celui du cas de référence, ainsi pour un temps de 100 ans :

- le front de dessaturation atteint la profondeur de 7.6 m (6.1 m avec le modèle a)).
- le rayon de la zone endommagée est de 6.75 m (6.3 m avec le modèle a)).

2.5.4 - Synthèse des résultats et conclusions

Nous présentons ici la synthèse des résultats des différents calculs réalisés avec les différents modèles décrits ci-dessus et en utilisant les caractéristiques des courbes de pressions capillaires dont nous disposons pour l'argilite de l'Est (tableau 1.1).

Le rayon de la zone de massif rocheux affecté par la dessaturation imposée en paroi de la galerie est très différent suivant le modèle utilisé (tableaux 2.1 et 2.2, tableaux 2.3 et 2.4). Ainsi, en considérant un temps de 100 ans, le rayon moyen de la zone endommagée obtenu avec le modèle le plus favorable (notamment si on considère un objectif de sûreté dans le cas d'un stockage de déchets radioactifs) est de 3 m alors qu'il dépasse 23 m avec le modèle le plus défavorable.

Tableau 2.1 Rayons de la zone endommagée (en m) pour un temps de 100 ans.

Echantillon	λ_i cste	$\lambda_i(S_{lq})$	$\lambda_i(d)$ Lin	$\lambda_i(d)$ Exp	$\lambda_i(d, S_{lq})$
<i>E2186-90 (A)</i>		3.1	21.75	14.75	6.25
<i>E2186-0 (B)</i>		2.95	26.35	14.75	5.2
<i>E2186-45 (C)</i>		3.8	33	23.7	10.4
<i>E2316-90 (D)</i>	6.3	3.2	26.35	16.8	6.75
<i>E2316-0 (E)</i>		2.9	20.15	11.8	4.9
<i>E2316-45 (F)</i>		2.85	17.65	10.55	4.7
<i>E2423-0 (G)</i>		2.75	16.8	9.9	4.4
<i>E2538-45 (H)</i>		2.35	12		3.2
<i>Moyenne</i>		3	23.15	14.5	6.1

Tableau 2.2 Rayons de la zone dessaturée (en m) pour un temps de 100 ans.

Echantillon	λ_i cste	$\lambda_i(S_{lq})$	$\lambda_i(d)$ Lin	$\lambda_i(d)$ Exp	$\lambda_i(d, S_{lq})$
<i>E2186-90 (A)</i>		4.5	20.15	12	7.25
<i>E2186-0 (B)</i>		6.1	21.75	13.4	9.2
<i>E2186-45 (C)</i>		5.65	23.7	16.8	10
<i>E2316-90 (D)</i>	6.1	4.6	20.15	13	7.6
<i>E2316-0 (E)</i>		4.1	17.65	10.25	6.35
<i>E2316-45 (F)</i>		2.95	15.45	8.75	4.4
<i>E2423-0 (G)</i>		3.3	15	8.6	5.1
<i>E2538-45 (H)</i>		3.95	11.45		4.5
<i>Moyenne</i>		4.45	19.15	11.8	7.15

Tableau 2.3 Rayons de la zone endommagée (en m) pour un temps de 10 ans.

Echantillon	λ_i cste	$\lambda_i(S_{lq})$	$\lambda_i(d)$ Lin	$\lambda_i(d)$ Exp	$\lambda_i(d, S_{lq})$
<i>E2186-90 (A)</i>		2.4	10.25	7.3	3.8
<i>E2186-0 (B)</i>		2.5	12	7.25	3.65
<i>E2186-45 (C)</i>		2.75	14.5	10.9	5.65
<i>E2316-90 (D)</i>	3.65	2.5	12	8.25	4.1
<i>E2316-0 (E)</i>		2.3	9.05	6.1	3.3
<i>E2316-45 (F)</i>		2.2	8.35	5.7	3.15
<i>E2423-0 (G)</i>		2.2	8	5.45	3.05
<i>E2538-45 (H)</i>		2.1	6.55		2.6
<i>Moyenne</i>		2.35	10.1	7.3	3.65

Tableau 2.4 Rayons de la zone dessaturée (en m) pour un temps de 10 ans.

Echantillon	λ_i cste	$\lambda_i(S_{lq})$	$\lambda_i(d)$ Lin	$\lambda_i(d)$ Exp	$\lambda_i(d, S_{lq})$
E2186-90 (A)		2.15	8.25	5.3	3.4
E2186-0 (B)		2.7	9.2	5.55	3.95
E2186-45 (C)		2.5	10.25	6.95	4.4
E2316-90 (D)	2.75	2.2	8.75	5.55	3.55
E2316-0 (E)		2	7.4	4.55	3.1
E2316-45 (F)		1.65	6.55	4.15	2.55
E2423-0 (G)		1.75	6.55	4.1	2.65
E2538-45 (H)		1.95	5.5		2.45
<i>Moyenne</i>		2.1	7.8	5.15	3.25

Ces résultats mettent en évidence une cinétique très différente suivant le modèle utilisé, d'où la nécessité de déterminer expérimentalement le plus précisément possible, les perméabilités relatives en fonction de l'état de saturation du matériau et la perméabilité intrinsèque en fonction de l'endommagement. Ces déterminations semblent assez délicates à réaliser notamment à cause de la structure particulière des argilites. En effet, si on prend l'exemple de la détermination de la perméabilité intrinsèque, les argilites sont très peu perméables (les mesures réalisées au LaEGO par S. Escoffier [ESC99] donnent : $3 * 10^{-20} m^2 \leq k_{intr} \leq 4.2 * 10^{-21} m^2$) ce qui interdit l'utilisation de méthodes de détermination classiques en régime permanent et oblige à utiliser des méthodes de type transitoire (par exemple la méthode du pulse test). Les principales difficultés s'expliquent par le fait qu'étant donné les ordres de grandeur de k_{intr} , on atteint les limites expérimentales actuelles. Il semble donc délicat de mettre en oeuvre des mesures permettant de déterminer l'évolution de k_{intr} avec l'endommagement. De plus, il faudrait s'assurer que l'endommagement induit lors d'expérimentations en laboratoire soit représentatif de celui subit par la roche *in-situ*. En effet, dans le cas d'un matériau endommagé, la perméabilité intrinsèque est liée d'une part à l'interconnectivité de la porosité et d'autre part au degré de coalescence et à l'ouverture des micro-fissures éventuelles ; ainsi le type et le niveau d'endommagement subit par le matériau est déterminant dans l'évolution de la perméabilité.

On constate (tableau 2.5) que les contraintes orthoradiales engendrées sont élevées (valeur moyenne de 12.1 MPa) et bien supérieures à la résistance en traction de l'argilite de l'Est, ce qui accrédite l'hypothèse d'une fissuration due à la ventilation de la galerie, si on considère un critère de rupture en contraintes totales.

De plus, comme l'avaient souligné les résultats des calculs poroélastiques (chapitre 1), on constate

une disparité des valeurs pour les différents échantillons considérés, ce qui met en évidence l'importance de bien caractériser expérimentalement l'évolution de la pression capillaire en fonction de la saturation en liquide du matériau.

Remarque : dans le tableau 2.5 les valeurs moyennes ne prennent pas en compte les valeurs de l'échantillon H (E2538-45), qui sont bien plus faibles que les valeurs obtenues avec les autres échantillons.

Tableau 2.5 Valeurs de la saturation en liquide et de la contrainte orthoradiale en paroi de la galerie.

Echantillon	S_{lq}	$\sigma_{\theta\theta}$ (MPa)
E2186-90 (A)	0.5	13
E2186-0 (B)	0.34	11.2
E2186-45 (C)	0.62	17
E2316-90 (D)	0.5	13.5
E2316-0 (E)	0.44	11
E2316-45 (F)	0.48	10
E2423-0 (G)	0.42	9
E2538-45 (H)	0.19	1.8
<i>Moyenne</i>	<i>0.47</i>	<i>12.1</i>

On notera que les variations de contraintes en paroi, induites par la sollicitation hydrique, ne sont fonction que des variations de pressions imposées en paroi, de la saturation en paroi, de l'endommagement et des caractéristiques hydromécaniques de la roche ; en effet pour simplifier si on se place dans le cas d'évolutions élastiques, on peut établir la variation de contrainte orthoradiale en paroi induite par la sollicitation hydrique (calcul analogue à ceux réalisés en thermomécanique par Berest et *al.* [BER88] p.81, le détail est donné dans l'annexe B) :

$$\Delta\sigma_{\theta\theta}^{\text{paroi}} = -b \left(\frac{1-2\nu_o}{1-\nu_o} \right) \Delta\pi(a) \quad \text{avec} \quad \pi(p_{cp}, p_{gz}) = p_{gz} - \int_0^{p_{cp}} S_{lq}(x) dx \quad (2.36)$$

On remarque que le signe de la variation de contrainte orthoradiale est opposé à celui des variations de pressions, ainsi une dessaturation qui se traduit par des variations de pressions de liquide négatives, entraîne bien une variation positive (traction).

On s'intéresse maintenant à la répartition des contraintes et notamment entre ce qui est repris par les fluides interstitiels et ce qui est repris par la matrice solide. Nous utilisons les résultats obtenus avec

le modèle d. Comme nous l'avons vu précédemment, en contrainte totale, la dessaturation imposée en paroi de la galerie induit une zone de contrainte de traction dans la périphérie de la galerie (figure 2.21).

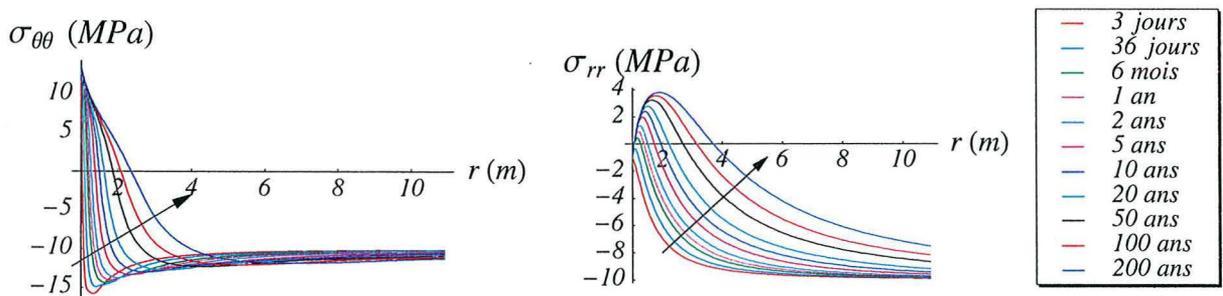


Figure 2.21 Evolution spatiale de la contrainte orthoradiale et radiale.

On regarde les contraintes effectives, c'est à dire les contraintes qui agissent réellement sur la matrice solide du matériau poreux, que l'on peut déduire en considérant l'équation suivante (en utilisant la notation de Olchitzky et al. ([OLC98]) :

$$\sigma_m = K_o \epsilon_v - b \pi \quad \text{avec} \quad \pi = p_{gz} - \int_0^{p_{cp}} S_{lq}(x) dx \quad (2.37)$$

d'où la contrainte effective moyenne :

$$\sigma_m^{\text{eff}} = \sigma_m + b \pi \quad (2.38)$$

On constate (figure 2.22 et 2.23) que, à l'inverse des contraintes totales, les contraintes effectives engendrées par la dessaturation sont fortement négatives (compression) et plus particulièrement en périphérie de la galerie.

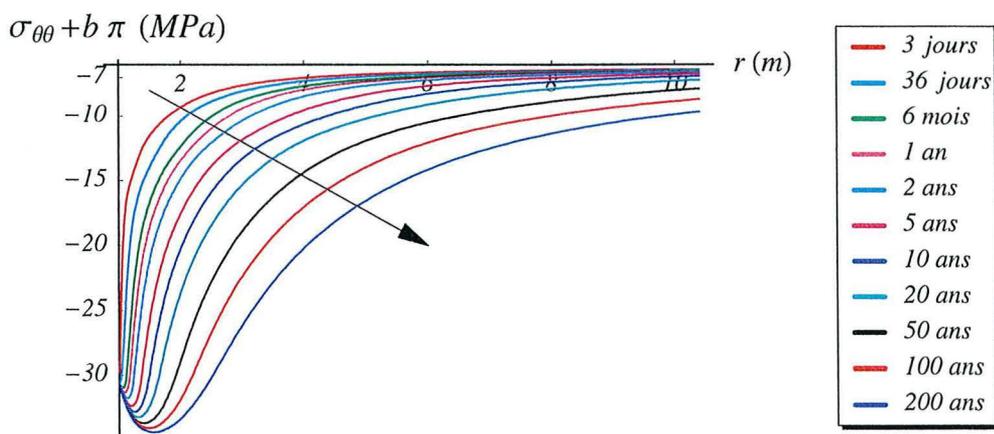


Figure 2.22 Evolution spatiale de la contrainte orthoradiale effective.

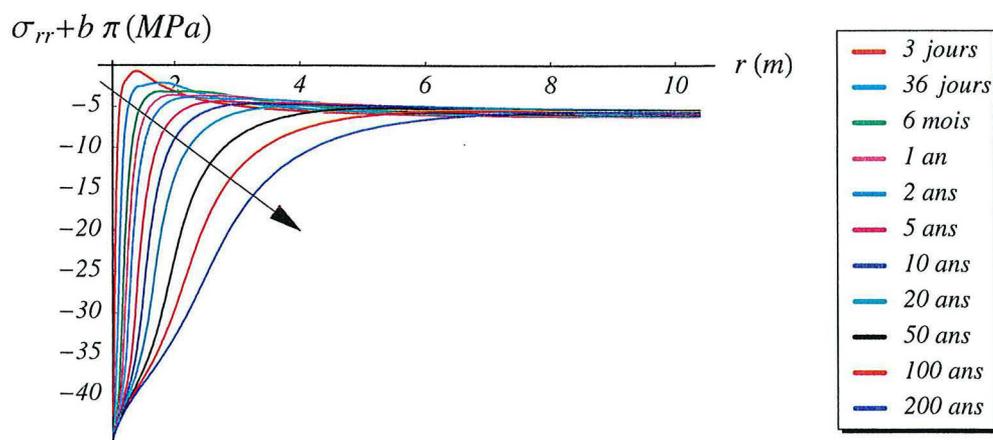


Figure 2.23 Evolution spatiale de la contrainte radiale effective.

Ces fortes contraintes effectives en compression s'expliquent par les conditions aux limites imposées en pression afin de dessaturer le massif rocheux. En effet, la variation de contrainte moyenne s'exprime :

$$\Delta\sigma_m = K_o \Delta\epsilon_v - b \Delta\pi \quad \text{avec} \quad \Delta\pi = \pi - \pi_0 \quad (2.39)$$

π_0 correspond à la valeur de la fonction π à l'état initial, c'est à dire, si on s'intéresse aux variations de contraintes dues à la dessaturation, à l'état du matériau avant d'appliquer les conditions aux limites en pression ($p_{cp}(\text{paroi}) = 84.7 \text{ MPa}$ et $p_{gz}(\text{paroi}) = p_{atm}$). Avant d'appliquer la dessaturation, la pression capillaire est nulle (la pression de liquide est la même que la pression de gaz : $p_{cp} = p_{gz} - p_{lq} = 0$) et donc $\pi_0 = p_{gz}(\text{in situ}) = 5 \text{ MPa}$.

La variation de contrainte effective moyenne est :

$$\Delta\sigma_m^{\text{eff}} = \Delta\sigma_m + b \Delta\pi \quad (2.40)$$

Si on regarde les ordres de grandeur, le fait d'imposer une très forte pression capillaire en paroi de la galerie fait que la variation de la fonction π est beaucoup plus forte que la variation de contrainte moyenne (figure 2.24). Le signe de la variation de contrainte effective est donc déterminé par le signe du terme $b \Delta\pi$.

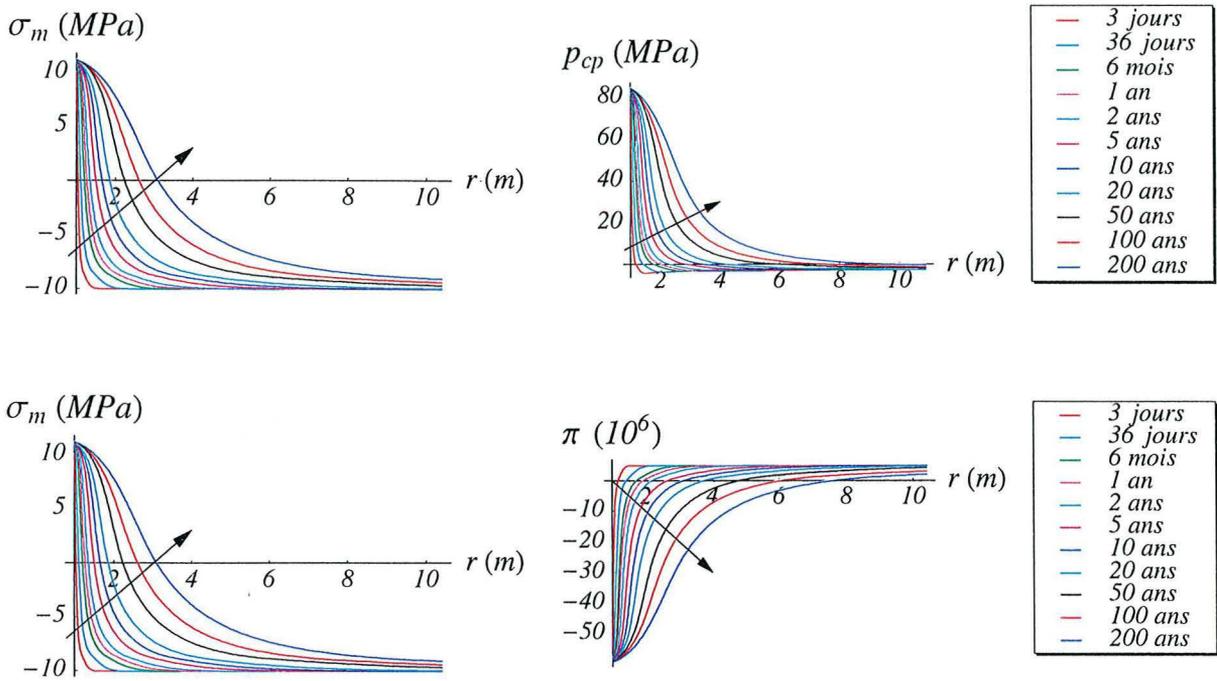


Figure 2.24 Evolution spatiale de la contrainte moyenne, de la pression capillaire et de la fonction π .

Les fortes pressions capillaires vont avoir tendance à rétracter la matrice solide et celle-ci subit donc des efforts compressifs.

On peut donc se poser la question du rôle joué par les pressions interstitielles sur le comportement du matériau et particulièrement sur le choix du critère de rupture choisi. En effet, les contraintes totales de traction (notamment la contrainte orthoradiale) peuvent expliquer une fissuration éventuelle en paroi de la galerie (elles sont bien supérieures à la limite en traction du matériau) alors que l'étude des contraintes effectives ne permet pas de telles conclusions.

Il semble donc nécessaire de caractériser plus finement le comportement de l'argilite et plus particulièrement le rôle des fluides interstitiels. En effet, dans le but de prévoir la rupture du matériau, et donc une fissuration éventuelle, il convient de déterminer si le critère de rupture doit être exprimé en contraintes totales ou en contraintes effectives (contrairement au critère d'endommagement exprimé en déformations) ; seuls des essais expérimentaux peuvent permettre d'orienter ce choix (essais triaxiaux à plusieurs niveaux de pression de confinement afin de caractériser le rôle de la pression interstitielle sur la rupture du matériau).

Cependant, on constate que la valeur du second invariant du déviateur des contraintes ($J_2 = \frac{1}{2} \text{Tr}(\underline{s}^2)$) est élevée (figure 2.25), tout particulièrement en paroi et donc que le chargement, subit par le massif suite au creusement et à la ventilation de la galerie, est fortement déviatorique.

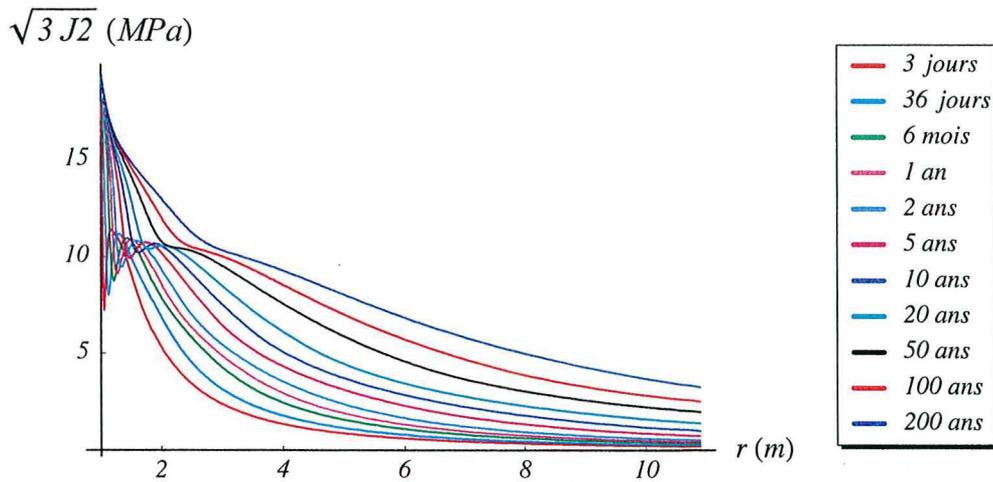


Figure 2.25 Evolution spatiale du second invariant du déviateur des contraintes.

On peut donc penser que le risque de fissuration de la roche autour de la galerie n'est peut être pas lié aux contraintes totales de traction qui apparaissent en paroi (alors que les contraintes effectives sont de compression) mais plutôt aux fortes contraintes déviatoriques.

2.6 - DISCUSSION SUR LE COUPLAGE POROENDOMMAGEABLE EN NON SATURE

Ce paragraphe est consacré à une discussion sur la prise en compte de l'influence de l'endommagement sur les couplages hydromécaniques. Le travail présenté consiste, en s'appuyant sur le cadre thermodynamique pour les milieux poreux partiellement saturés, donné par Dangla et Coussy ([DAN98]), Olchitzky *et al.* ([OLC98]) et Dangla *et al.* ([DAN99]), et à l'aide d'hypothèses permettant de simplifier la démarche et les équations, à formuler un modèle de comportement pour les milieux poreux partiellement saturés prenant en compte l'endommagement non seulement en ce qui concerne les évolutions mécaniques (modification des paramètres mécaniques) mais également en ce qui concerne les échanges de fluides.

2.6.1 - Cadre thermodynamique

Si on considère un système correspondant au squelette ([DAN99]), dont l'énergie est formée non seulement par celle reliée aux grains solides mais également par l'énergie d'interface entre les différentes phases considérées (liquide et gazeuse), dans le cas d'évolutions isothermes et en considérant que le comportement déviatorique n'est pas couplé aux échanges hydriques, grâce aux équations d'état (équations (2.9)), on peut écrire (Olchitzky *et al.* [OLC98]) :

$$d\sigma_m = K_o(\epsilon_v, p_{lq}, p_{gz}) d\epsilon_v - b_\alpha(\epsilon_v, p_{lq}, p_{gz}) dp_\alpha \quad \alpha = lq, gz \quad (2.41)$$

$$d\phi_\alpha = b_\alpha(\epsilon_v, p_{lq}, p_{gz}) d\epsilon_v + N_{\alpha\beta}(\epsilon_v, p_{lq}, p_{gz}) dp_\beta \quad \alpha, \beta = lq, gz \quad (2.42)$$

L'identification du modèle nécessite l'évaluation des fonctions $K_o(\epsilon_v, p_{lq}, p_{gz})$, $b_\alpha(\epsilon_v, p_{lq}, p_{gz})$ et $N_{\alpha\beta}(\epsilon_v, p_{lq}, p_{gz})$.

Après certaines hypothèses permettant de simplifier les notations, Olchitzky et al. ([OLC98]) proposent sous forme intégrée :

$$\begin{cases} \sigma_m = K_o \epsilon_v - b\pi \\ \phi - \phi_0 = b \epsilon_v + N \pi(p_{lq}, p_{gz}) \\ \phi_{lq} = \phi S_{lq}(p_c) \end{cases} \quad \text{avec} \quad \pi(p_{lq}, p_{gz}) = p_{gz} - \int_0^{p_c} S_{lq}(x) dx \quad (2.43)$$

Sous cette forme on retrouve une loi poroélastique linéaire (la fonction π remplaçant la pression interstitielle).

Les relations de compatibilité micro-macro pour un milieu isotrope impliquent :

$$b = 1 - \frac{K_o}{K_s} \quad \text{et} \quad N = \frac{b - \Phi_0}{K_s} \quad (2.44)$$

2.6.2 - Hypothèses

Les hypothèses effectuées ici peuvent sembler excessives mais la démarche menée avait pour but de formuler dans un premier temps un modèle permettant la prise en compte de l'influence de l'endommagement sur les couplages hydro-mécaniques. Le manque de données expérimentales et la "lourdeur" de certains termes nous a conduits à utiliser certaines fonctions dont l'allure nous semble justifiée, mais dont la réalité physique sera à prouver par la suite (justification expérimentale).

On considérera dans un premier temps que l'endommagement est isotrope (nous ne tiendrons pas compte de l'anisotropie induite par l'endommagement) et que le caractère unilatéral décrit plus haut n'intervient pas. Ainsi l'endommagement est décrit par une variable scalaire D . On se place volontairement "loin" de la description microscopique des phénomènes et de l'évolution de l'endommagement, et d'un point de vue macroscopique nous considérerons que l'endommagement agit directement comme une détérioration des caractéristiques du matériau, qu'elles soient mécaniques, hydrauliques, thermiques etc. et ainsi nous considérerons que les caractéristiques K_o , b et N sont fonction de D .

Nous nous intéressons ici à la partie hydrostatique de la loi de comportement. Nous proposons d'introduire l'endommagement au niveau du module d'incompressibilité drainé (paramètre macroscopique du matériau) :

$$K_o(D) = g(D) K_o \quad (2.45)$$

où $g(D)$ est la fonction qui "endommage" le module d'incompressibilité drainé du matériau considéré comme sain K_o (si tant est qu'il est possible de parler de matériau "sain" pour un matériau tel qu'une roche dont l'historique des sollicitations est vaste). La fonction $g(D)$ utilisée est :

$$g(D) = 1 - D \quad (2.46)$$

Ainsi, les caractéristiques du modèle de comportement seront :

$$\begin{cases} K_o(D) = (1 - D) K_o \\ b(D) = 1 - \frac{(1-D)K_o}{K_s} \\ N = \frac{b(D)-\phi_0}{K_s} \end{cases} \quad (2.47)$$

On considérera que l'endommagement ne modifie pas le module d'incompressibilité de la matrice solide (K_s constant), ce point étant bien évidemment à réenvisager par la suite ; en effet on peut penser que la hausse de l'endommagement va permettre "d'ouvrir" la porosité occluse contenue dans les grains solides et ainsi augmenter la porosité connectée (réseau de microfissuration) tout en réduisant la porosité occluse (et ainsi augmenter K_s). Des essais classiques destinés à évaluer K_s en conditions saturées (voir par exemple les essais réalisés par Grgic au LaEGO [GRG99] sur du minerai de fer de Lorraine) sont effectués en imposant une pression de confinement égale à la pression interstitielle ($\Delta\sigma_m = -\Delta p$). La démonstration de la relation $\frac{1}{M} = \frac{\phi_0}{K_0} + \frac{b-\phi_0}{K_s}$ fait appel à ce type d'expérience ([BOU95a], p.27). Il faudrait effectuer des essais analogues en conditions partiellement saturées avec en théorie ($\Delta\sigma_m = -\Delta\pi$).

De plus, en se basant sur les travaux de Olchitzky et *al.* ([OLC98]) en ce qui concerne la prise en compte de l'effet de la température, on introduit également D dans l'expression de la fonction π (voir équation (2.40)) :

$$\pi(p_{lq}, p_{gz}, D) = p_{gz} - f(D) \int_0^{\frac{p_c}{f(D)}} S_{lq}(x) dx \quad (2.48)$$

c'est à dire que l'évolution de la saturation en liquide est fonction de la pression capillaire mais également de l'endommagement. Ainsi il semble justifié de penser que plus le matériau sera endommagé, plus cela facilitera les capacités d'échange de fluide du matériau et plus il sera sensible aux variations de pression capillaire imposées. L'influence de l'endommagement sur l'évolution de la saturation en liquide du matériau est également prise en compte par Carmeliet ([CAR99]), qui utilise une fonction représentant l'évolution de la saturation en liquide en fonction de la pression

capillaire et pour un niveau d'endommagement donné.

On utilise l'ajustement des courbes de saturation expérimentales pour des bétons donné par Mainguy ([MAIN99a]) en introduisant D :

$$S_{lq}(p_{cp}, D) = \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{p_{cp}}{a(1-\gamma D)}\right)^{\frac{b}{b-1}}\right)^{\frac{1}{b}}} \quad (2.49)$$

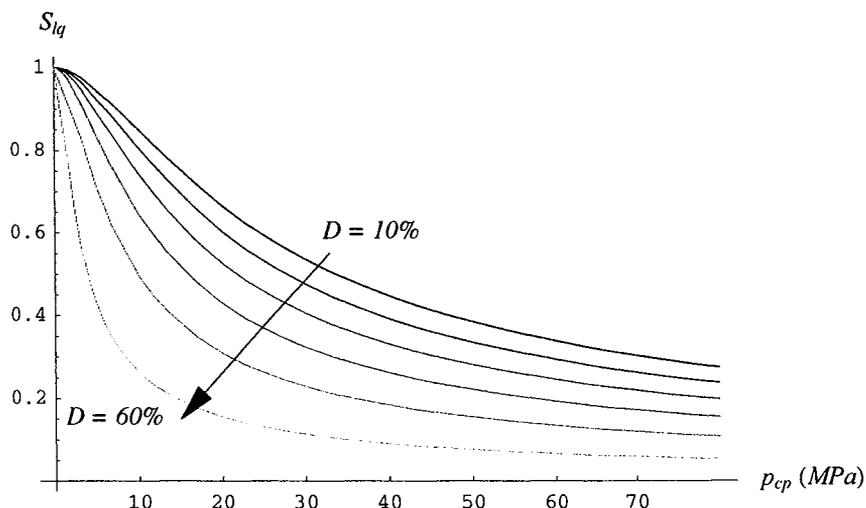


Figure 2.26 Courbes d'évolution théoriques de la saturation en liquide pour différents degrés d'endommagement.

2.6.3 - Equations constitutives

En introduisant l'endommagement dans le modèle, sous forme intégrée, défini par les équations (2.43), on obtient (pour le modèle de référence) :

$$\begin{cases} \sigma_m = K_o(D) \epsilon_v - b(D) \pi(p_{cp}, p_{gz}, D) \\ \phi - \phi_0 = b(D) \epsilon_v + N(D) \pi(p_{cp}, p_{gz}, D) \\ \phi_{lq} = \phi S_{lq}\left(\frac{p_c}{f(D)}\right) \end{cases} \quad (2.50)$$

$$\text{avec } \pi(p_{lq}, p_{gz}, D) = p_{gz} - f(D) \int_0^{\frac{p_c}{f(D)}} S_{lq}(x) dx$$

les paramètres du modèle sont :

$$K_o(D) = g(D) K_o = (1 - D) K_o \quad (2.51)$$

$$K_s = \text{constant} \quad (2.52)$$

$$b(D) = 1 - \frac{K_o(D)}{K_s} = 1 - \frac{(1 - D) K_o}{K_s} \quad (2.53)$$

$$N(D) = \frac{b(D) - \Phi_0}{K_s} \quad (2.54)$$

On peut formuler le potentiel d'état du système formé par le squelette du milieu poreux dont l'expression (quadratique en fonction de ϵ_v et $\pi(p_{lq}, p_{gz}, D)$) conduit aux équations d'état (équations (2.9)).

Le comportement déviatorique n'est pas couplé aux échanges hydriques, ainsi on peut écrire, G_s étant la transformée de Legendre-Fenchel de l'énergie libre du système "squelette" :

$$G_s(\epsilon_{ij}, p_\alpha, D, \delta) = G_{sv}(\epsilon_v, p_{cp}, p_{gz}, D) + G_{sd}(e_{ij}, \delta) \quad (2.55)$$

dans lequel on a dissocié l'endommagement qui agit sur le comportement hydrostatique et celui qui agit sur la partie déviatorique. On peut introduire deux variables d'endommagement D et δ de façon analogue au modèle décrit par Lemaitre citant Ladeveze ([LEM92], p.64-66) qui utilise deux variables scalaires indépendantes, l'une agissant sur l'énergie élastique de cisaillement et l'autre sur l'énergie élastique hydrostatique.

Pour la partie déviatorique de ce potentiel on gardera la forme donnée par Lemaitre-Marigo :

$$G_{sd}(e_{ij}, \delta) = G(1 - \delta) e_{ij} e_{ij} \quad (2.56)$$

La partie hydrostatique du potentiel est :

$$G_{sv}(\epsilon_v, p_{cp}, p_{gz}, D) = \frac{1}{2} K_0 g(D) \epsilon_v^2 - b(D) \epsilon_v \pi[p_{cp}, p_{gz}, D] - \frac{1}{2} N[D] \pi[p_{cp}, p_{gz}, D]^2 \quad (2.57)$$

Les équations d'état sont :

$$\sigma_m = \frac{\partial G_{sv}}{\partial \epsilon_v}, \quad s_{ij} = \frac{\partial G_{sd}}{\partial e_{ij}}, \quad \phi = -\frac{\partial G_{sv}}{\partial \pi}, \quad Y_h = \frac{\partial G_{sv}}{\partial D}, \quad Y_d = \frac{\partial G_{sd}}{\partial \delta} \quad (2.58)$$

2.6.4 - Application du modèle

On présente brièvement dans ce paragraphe l'application du modèle décrit ci-dessus, dans le cas d'essais mécaniques classiques dans le but d'illustrer les caractéristiques du modèle. Confronté au manque de données expérimentales, notamment en ce qui concerne la caractérisation du comportement hydromécanique dans le cas partiellement saturé pour des matériaux tels que les argiles raides, nous avons testé le modèle avec un jeu de paramètres nous semblant cohérent. Les données utilisées correspondent à celles d'un béton, pour lequel il semble plus "évident" de caractériser le comportement hydromécanique non saturé (voir les travaux sur l'influence de la microfissuration effectués par Carmeliet [CAR99]).

Afin de simplifier les calculs, on utilise une seule et même variable d'endommagement, D , commune pour la partie déviatorique et la partie hydrostatique.

En ce qui concerne un matériau tel que le béton et d'après Mazars (cité dans [LEM85] p. 440, [GAW99] p. 43 et [BOU01] p. 5), l'évolution de l'endommagement est directement liée à l'évolution des déformations positives (extension) qui apparaissent au sein du matériau et peut être décrite par le critère suivant :

$$f_D = \tilde{\epsilon} - k(D) \leq 0 \quad \text{où} \quad \tilde{\epsilon} = \sqrt{\sum_{i=1}^3 \langle \epsilon_i \rangle_+^2} \quad \text{et} \quad \left(\langle x \rangle_+ = \frac{1}{2} (|x| + x) \right) \quad (2.59)$$

La loi intégrée d'évolution d'endommagement est la suivante :

$$D = 1 - \frac{\epsilon_0(1 - \alpha)}{\tilde{\epsilon}} - \alpha \exp(-\beta(\tilde{\epsilon} - \epsilon_0)) \quad (2.60)$$

ϵ_0 est le seuil initial d'endommagement, α et β sont des paramètres du matériau. On notera que, dans le but de différencier le comportement et l'évolution de l'endommagement en traction et en compression, il convient de déterminer les paramètres de la loi (2.60) dans les deux types de chargement.

Dans le cas d'un essai de traction simple, on a utilisé les paramètres (voir tableau 2.6) donnés dans Lemaitre et al. ([LEM85] p. 440]) déterminés pour un béton lors d'essais de flexion. De plus dans le but de traduire une augmentation de la résistance du matériau avec la pression capillaire, on intègre une évolution du seuil d'endommagement avec la pression capillaire :

$$\epsilon_0(p_{cp}) = \epsilon_0 * \eta^{p_{cp}/p_{cpmax}} \quad (2.61)$$

avec $p_{cpmax} = 38.9$ MPa, correspondant à une saturation en liquide de 50% (en utilisant l'expression de l'isotherme de sorption décrite par l'équation (2.49) avec $\gamma = 1$) à l'état non-endommagé.

Tableau 2.6 Valeurs des paramètres utilisés.

Module de Young E_0	30 GPa
Coefficient de Poisson ν_0	0.2
Coefficient de Biot b	0.75
Porosité initiale ϕ_0	0.2
Seuil de fissuration ϵ_0	10^{-4}
Paramètre α	0.8
Paramètre β	$2 \cdot 10^4$
Paramètre η	2

La figure représente l'évolution de la contrainte axiale lors d'un essai de traction simple ; on considère que l'essai est effectué en conditions drainées (et donc sans évolution des pressions interstitielles) et que l'on peut imposer différents niveaux de pression capillaire (et donc de saturation initiale).

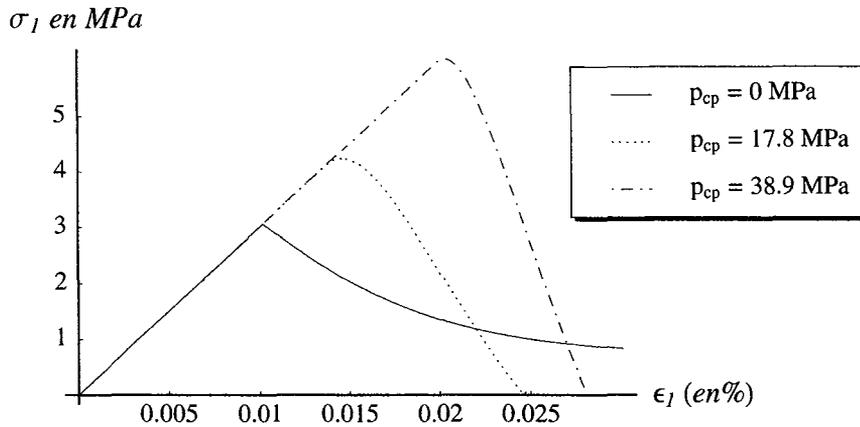


Figure 2.27 Essai de traction simple "drainé" sous plusieurs niveaux de pression capillaire.

Les courbes obtenues pour trois niveaux différents de pression capillaire (0, 17.8 et 38.9 MPa) correspondant respectivement à trois états de saturation initiale différents (100, 75 et 50 %) montrent une évolution plus "raide" une fois le seuil d'endommagement dépassé, lorsque le niveau de pression capillaire augmente. Cependant en ce qui concerne l'évolution de la porosité, les résultats obtenus semblent découplés de la réalité et on ne peut donc pas juger les apports du modèle par rapport à un modèle purement mécanique. On a donc choisi d'utiliser un autre critère d'endommagement également fonction des déformations positives ($\tilde{\epsilon}$) :

$$f_D(\tilde{\epsilon}, D) = \tilde{\epsilon} - (\epsilon_0 + m * D) \quad (2.62)$$

ϵ_0 est le seuil d'endommagement et m un paramètre contrôlant l'évolution de l'endommagement. De plus, afin également de traduire une évolution du comportement avec la pression capillaire on intègre une évolution du seuil ϵ_0 avec la pression capillaire :

$$\epsilon_0(p_{cp}) = \epsilon_0 * \eta^{(p_{cp}/p_{cpmax})} \quad (2.63)$$

Les paramètres utilisés sont ceux décrits dans le tableau 2.6 sauf η pour lequel on a pris une valeur plus élevée ($\eta = 2.5$).

Les résultats exposés ci-dessous correspondent à des essais de compression simple "drainés" sous plusieurs niveaux de pression capillaire. On notera que, pour suivre la représentation classique en mécanique des roches, les courbes de résultats présentées ci-dessous prennent en compte les

contraintes et les déformations compressives comme positives.

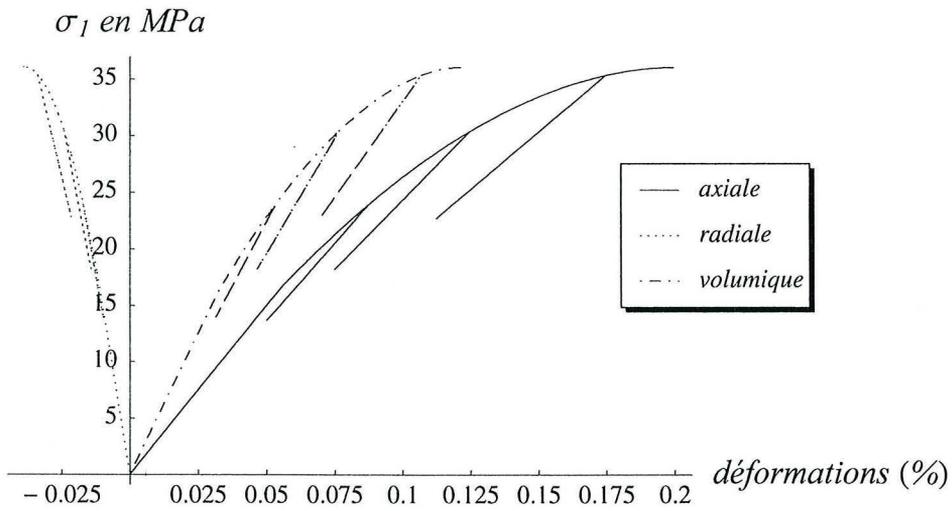


Figure 2.28 Evolution des déformations pour un essai de compression simple ($p_{cp} = 17.8 \text{ MPa} \Leftrightarrow S_{lq}^{\text{initiale}} = 0.75$).

La figure 2.29 montre la réponse du matériau pour différents niveaux de pression capillaire imposée. On constate que plus la pression capillaire augmente, plus la contrainte maximale est mobilisée rapidement (notamment si on regarde les déformations volumiques).

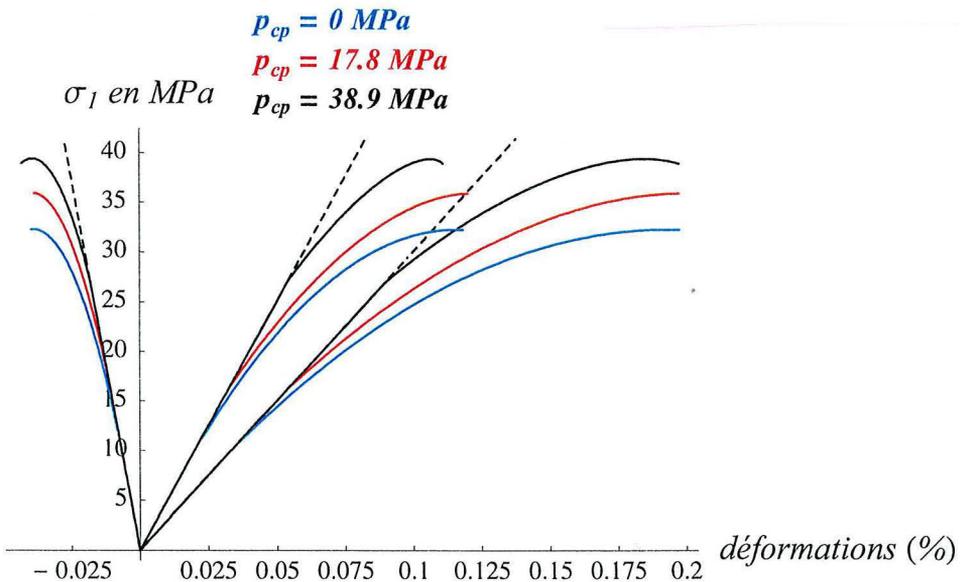


Figure 2.29 Evolution des déformations radiale (à gauche), volumique (au centre) et axiale (à droite) pour 3 niveaux de pression capillaire.

En ce qui concerne l'évolution de la porosité (figure 2.30), on constate que lorsque la pression capillaire augmente les variations de porosité sont plus faibles (elles se rapprochent du cas élastique en pointillé) ; on traduit donc bien une rigidification du squelette avec la hausse de la pression capillaire.

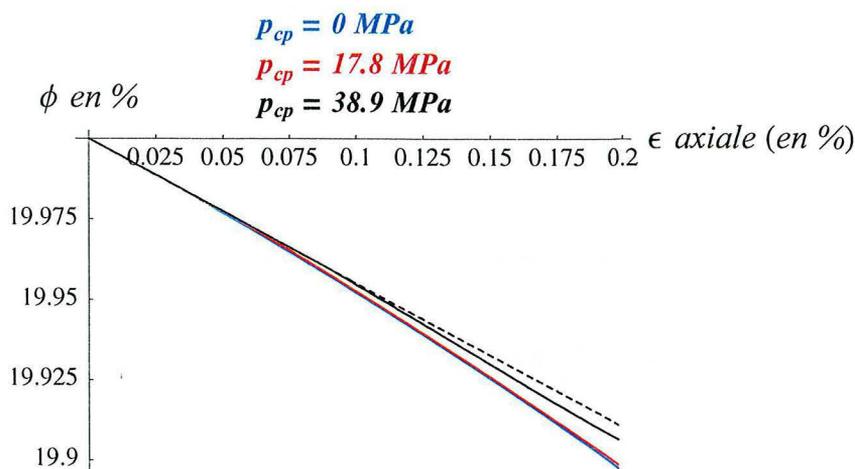
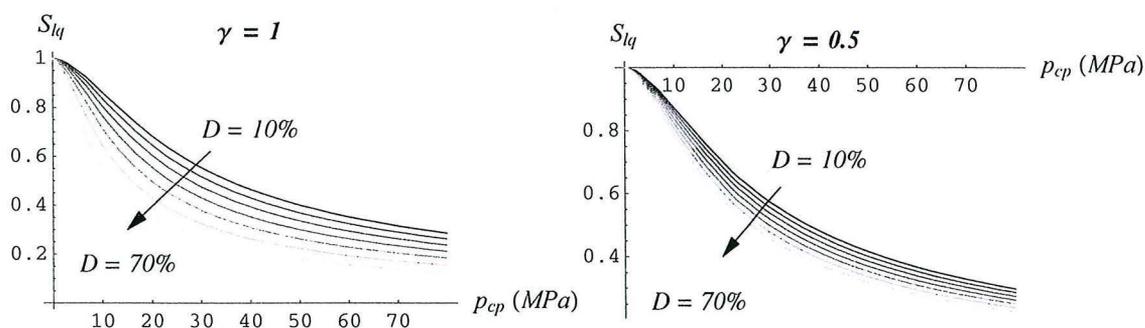


Figure 2.30 Evolution de la porosité pour 3 niveaux de pression capillaire.

Le paramètre γ permet de contrôler l'évolution de la saturation en liquide avec la pression capillaire et l'endommagement (équation (2.48)) ; on constate sur la figure 2.31 que plus ce paramètre est grand, plus la pente de l'isotherme de sorption devient raide. Par voie de conséquence, on constate que l'évolution de l'endommagement est accélérée quand γ augmente.



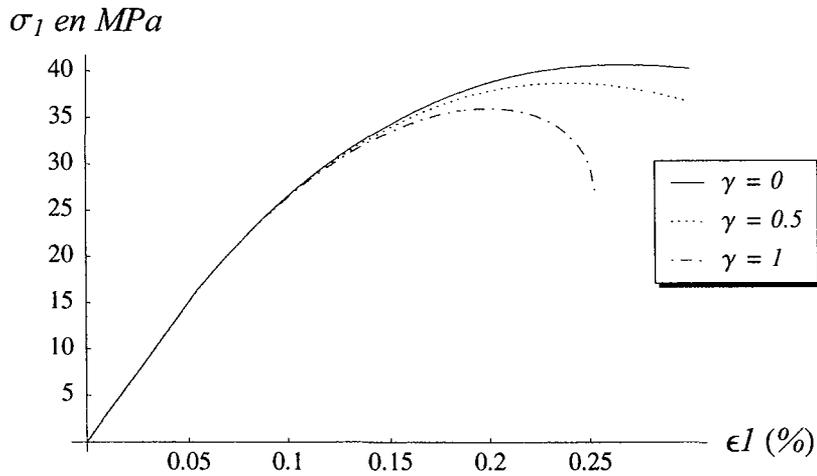


Figure 2.31 Influence du paramètre γ .

2.6.5 - Conclusions et réflexions

Le travail présenté dans ce paragraphe et le modèle présenté ci-dessus s'inscrivent dans une démarche de discussion sur l'évolution des coefficients de couplages avec l'endommagement. En l'état actuel des connaissances, tant au niveau des données expérimentales provenant d'essais hydromécaniques qu'au niveau de l'étude de la microstructure, ce travail doit être considéré comme purement spéculatif ; en effet, il convient d'être prudent vis-à-vis des hypothèses effectuées et de garder en mémoire que les résultats présentés nécessitent d'être comparés avec des résultats expérimentaux approfondis. Pour des matériaux à faible porosité (argilites, bétons HP), les essais nécessaires pour mettre en lumière l'évolution des coefficients de couplages avec l'endommagement semblent à l'heure actuelle encore relativement difficiles à réaliser.

On notera que pour des bétons en traction directe, un comportement couplé élasto-endommageable peut s'avérer acceptable ([LEM85]) du fait du caractère *quasi* fragile du comportement pour de faibles contraintes de traction. Il semble cependant que pour d'autres types de chargement tels un chargement triaxial, la prise en compte de déformations irréversibles (notamment avec un développement de déformations plastiques simultanément au processus d'endommagement) soit nécessaire.

De plus, en ce qui concerne l'argilite de l'Est, cette hypothèse d'absence de déformations irréversibles est à reconsidérer en priorité ; en effet, les essais mécaniques sur l'argilite de l'Est réalisés par Chiarelli ([CHIA00]) mettent en évidence (voir figure 2.32) l'apparition des déformations irréversibles lors de cycles de chargement-déchargement, alors que les modules mécaniques varient assez peu.

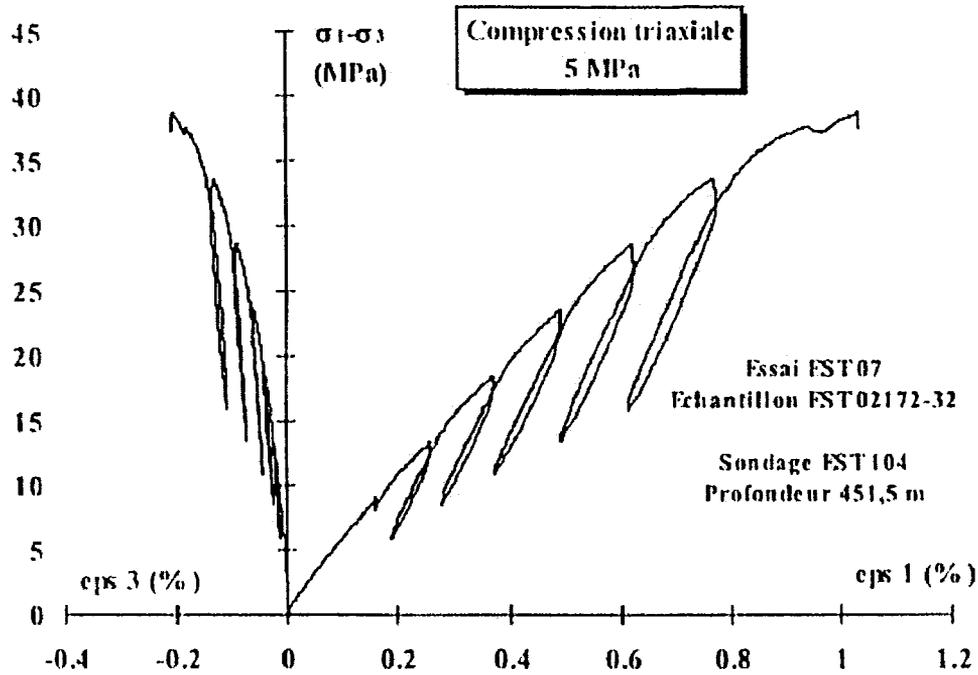


Figure 2.32 Courbes de compression triaxiale pour l'argilite de l'Est issues de [CHIA00] p. 256.

Le modèle que nous venons de présenter, ne semble donc pas convenir sans modification pour la modélisation du problème de ventilation de galerie profonde. Il semble cependant intéressant d'un point de vue qualitatif de considérer les aspects soulignés ci-dessus et notamment dans le cadre particulier de la micro-fissuration dans le béton induite par le phénomène de séchage (problème au sein des enceintes de centrales nucléaires par exemple).

2.7 - CONCLUSIONS

On s'est intéressé dans ce chapitre à la prise en compte de l'endommagement dans le comportement des milieux poreux partiellement saturés tels que les argilites ou les bétons ; plus particulièrement, les travaux présentés ici avaient pour but de modéliser le problème de ventilation d'une galerie profonde en prenant en compte une fissuration éventuelle et l'endommagement du massif rocheux autour de la galerie, induits par les sollicitations "creusement + dessaturation".

On a présenté les résultats de calculs effectués avec le modèle de Lemaitre-Marigo modifié par Shao, en utilisant le code de calcul aux éléments finis PARSAT. Les calculs ont été réalisés en utilisant les données disponibles concernant l'argilite de l'Est et on a effectué une étude paramétrique sur les caractéristiques d'évolution de la saturation en fonction de la pression capillaire.

On a également utilisé quatre modèles différents de diffusion hydraulique afin de mettre en évidence l'influence de certaines caractéristiques du matériau poreux. Ainsi, on a pu mettre en avant l'importance de déterminer expérimentalement les évolutions de la perméabilité intrinsèque avec l'endommagement et l'évolution des perméabilités relatives avec l'état de saturation du milieu poreux. En effet, suivant le modèle de diffusion utilisé, on a constaté des écarts importants entre les différentes cinétiques, se traduisant par des rayons très différents de la zone endommagée et de la zone dessaturée autour de la galerie.

Une étude des contraintes engendrées par la phase de creusement et la phase de ventilation de la galerie nous permet de caractériser le type de chargement subit par le matériau ; en effet, bien que les sollicitations entraînent de fortes contraintes totales de traction autour de la galerie, on a constaté que, en terme de contraintes effectives, la phase de dessaturation induit de fortes contraintes en compression. Ceci nous conduit donc à réfléchir sur le critère de rupture à utiliser dans le but de prévoir la fissuration en paroi de la galerie ; plus particulièrement, il convient donc, grâce notamment à des campagnes d'essais approfondies, de déterminer le rôle des pressions interstitielles sur la rupture du matériau et donc de savoir si le critère de rupture doit être formulé en contraintes totales ou en contraintes effectives. Cependant, malgré ces considérations, on a mis en évidence le fait que le chargement, induit par le creusement et la dessaturation, est fortement déviatorique ; on peut donc penser que le critère de rupture doit être formulé avec les variables et les forces thermodynamiques associées essentiellement à la partie déviatorique du comportement du milieu poreux.

La dernière partie de ce chapitre était consacrée à une proposition de modèle de comportement prenant en compte l'influence de l'endommagement sur les couplages hydro-mécaniques intervenant dans les évolutions du milieu poreux partiellement saturé. Les résultats de calculs modélisant des essais mécaniques simples ont été présentés ; cependant nous nous sommes

confrontés au manque de données expérimentales, ce qui nous a conduit à effectuer des hypothèses fortes. De notre point de vue, ce travail doit être vu comme une réflexion sur la prise en compte des couplages hydromécaniques dans les modèles poroélastiques couplés avec l'endommagement en milieux poreux partiellement saturés. La justification des hypothèses ne peut se faire qu'à partir de données expérimentales nécessitant des essais couplés HM très délicats (essais triaxiaux déviatoriques à succion contrôlée, essais destinés à évaluer K_s , etc.). De plus, bien que ce modèle semble convenir pour certains bétons, son utilisation pour modéliser le comportement hydromécanique de l'argilite de l'Est ne paraît pas réaliste ; en effet, la mise en évidence ([CHIA00]) de fortes déformations irréversibles nous conduit à orienter notre choix de modèle pour le comportement hydromécanique de l'argilite de l'Est dans la direction de la plasticité (éventuellement couplée avec l'endommagement). Dans le cas de matériaux tels que les bétons, on peut citer les travaux réalisés par Bary ([BAR96]) et Carmeliet ([CAR98] et [CAR99]) qui élargissent la description de l'endommagement au cadre irréversible.

Chapitre 3
Modélisations
poroplastiques

3.1 - INTRODUCTION

Ce chapitre est consacré à la prise en compte des déformations irréversibles dans le comportement du milieu poreux ; en particulier, en ce qui concerne l'argilite de l'Est, les essais triaxiaux réalisés par Chiarelli au LML ([CHIA00]) mettent en évidence des déformations irréversibles prononcées. On a donc cherché à prendre en compte cet aspect pour la modélisation de la galerie ventilée.

Dans un premier temps, on revient sur les aspects capillaires agissant au sein des matériaux non saturé et plus particulièrement sur les effets de la pression capillaire sur le comportement mécanique des sols et des roches. Il peut sembler fortuit de présenter ces aspects primordiaux au cours du dernier chapitre mais le but est de présenter brièvement l'orientation suivie pour la modélisation du comportement irréversible des sols et des roches ([ALO91], [LI00], [GEI99], [DAN97]). On pourra ainsi situer les travaux réalisés dans ce chapitre par rapport aux travaux existants dans le cadre des évolutions en non saturé.

On décrit le modèle de Drucker-Prager généralisé ([CHIA00]) utilisé. On présente l'ajustement des paramètres du modèle et l'algorithme de résolution retenu pour implanter le modèle dans le code de calcul PARSAT.

Les résultats de la modélisation de la phase de creusement de la galerie en conditions saturées sont présentés, puis on détaille les résultats de la modélisation du problème couplé de creusement et de ventilation de la galerie. Plus particulièrement, on revient sur le choix de la formulation de la contrainte effective.

3.2 - ASPECTS HYDRIQUES EN NON SATURE

Ce paragraphe est consacré à la description des aspects hydriques mis en évidence lors d'évolutions non saturées et à leur prise en compte dans les modèles de comportement développés récemment. On notera que la plus grande partie de la bibliographie existante dans ce domaine s'applique plus particulièrement aux sols. Cela peut s'expliquer par le fait que les sols non saturés représentent l'essentiel des sols à la surface du globe et donc que la connaissance de leur comportement est primordiale dans de nombreux problèmes de Génie Civil. Brièvement, on peut citer quelques problèmes courants pour lesquels la prise en compte de la non saturation du sol semble inévitable :

- les risques d'instabilité de pentes lors de pluies torrentielles sur des sols non saturés.
- les problèmes liés aux fondations d'ouvrages superficiels (routes, voies ferrées...) pour lesquelles les matériaux sont susceptibles de subir des cycles d'humidification et de séchage.
- la mise en place de barrières de confinement dans le cadre du stockage de déchets radioactifs, en utilisant notamment les capacités de gonflement sous humidification et la faible perméabilité de

certains matériaux.

- les problèmes de migration de polluants dans la zone non saturée (située au dessus des nappes phréatiques) dans le but de déterminer une éventuelle pollution de la nappe.

Du fait des enjeux économiques et de ceux liés aux risques, la Mécanique des Sols s'est intéressée depuis les dernières décennies du XX^{ème} siècle à la description du comportement des sols non saturés. On peut citer en référence parmi les travaux récents ceux de Li ([LI00]) et Geiser ([GEI99]) qui recensent et décrivent les évolutions récentes tant au niveau du développement des méthodes expérimentales qu'en ce qui concerne la modélisation.

En ce qui concerne l'étude, en conditions non saturées, des matériaux plus raides, tels que les roches argileuses ou les bétons, les travaux sont plus récents. Dans le cas des roches, une des applications prioritaire afin de prendre en compte le comportement du matériau dans des conditions non saturées est le problème des cavités profondes ventilées. Pour les bétons, les applications portent tout naturellement sur les problèmes de retrait au séchage ([LAS94], [COU95c]). Du fait de l'antériorité des travaux sur les matériaux raides (roches argileuses, bétons hautes performances) par rapport aux sols, ainsi qu'aux nombreuses difficultés expérimentales (particulièrement dans le cas des matériaux très peu perméables), les données expérimentales, qui permettent de décrire les évolutions du milieu poreux en non saturé, sont quasi-inexistantes.

On décrit dans ce qui suit les phénomènes apparaissant lors d'évolutions non saturées et leur influence sur le comportement du milieu poreux. On présente également le modèle de Barcelone développé par Alonso et *al.* ([ALO91]) qui est cité par de nombreux auteurs comme modèle de référence. L'objectif est notamment de situer les travaux effectués par rapport aux travaux existants portant sur la modélisation des évolutions des milieux poreux non saturés.

3.2.1 - Phénomène de succion

Dans le cas d'un sol, la succion est définie ([GEI99] p. 5, [LI00] p. 28) comme étant une mesure de l'affinité entre le sol et l'eau (ou l'attraction exercée par le sol sur l'eau interstitielle). Elle se décompose en trois composantes :

- la succion capillaire (détaillée dans ce qui suit).
- la succion osmotique due à la force liée à la répulsion osmotique lorsque des sels solubles sont présents dans l'eau ([LI00] p. 29).
- la succion d'adsorption créée par les forces d'origines électrostatiques lorsque des zones chargées électriquement apparaissent à la surface des minéraux.

On ne prendra en compte ici que la composante d'origine capillaire et le terme de succion sera assimilé à la pression capillaire.

Lorsqu'un liquide et un gaz sont en contact, l'interface entre les deux phases est le siège d'une

tension superficielle. Ce phénomène s'explique par la différence du rayon d'action moléculaire (caractérisant la distance pour laquelle l'attraction entre deux molécules s'annule) ; en effet, contrairement aux gaz au sein desquels les molécules tendent à occuper tout l'espace qui leur est offert (les forces de cohésion inter-moléculaires sont très faibles et le rayon d'action moléculaire est très réduit), les molécules au sein d'un liquide sont retenues au voisinage les unes des autres. Si on considère (figure 3.1) une molécule M_1 , située à une distance de la surface supérieure au rayon d'action moléculaire (symbolisé par les cercles pointillés), la résultante des forces de cohésion, qui agissent sur elle, est nulle. Par contre, lorsque la molécule M_2 est proche de la surface, la résultante des forces exercées sur elle par les molécules contenues dans le volume V' n'est pas contrebalancée par celle (nulle) exercée par les molécules de gaz contenue dans V . La molécule M_2 subit donc une attraction vers l'intérieur du liquide ; si on veut l'amener dans la couche superficielle et ainsi accroître la surface du liquide, il faudra donc exercer un travail, ce qui est exprimé en disant que la surface du liquide possède une énergie potentielle proportionnelle à son aire. Ainsi de manière analogue à une membrane élastique lorsque l'on "étire" la surface du liquide, son énergie augmente et on peut traduire cela par la notion d'énergie superficielle ou de tension superficielle.

Cette tension superficielle permet notamment d'expliquer le phénomène d'ascension capillaire dans un tube de faible diamètre intérieur (figure 3.2).

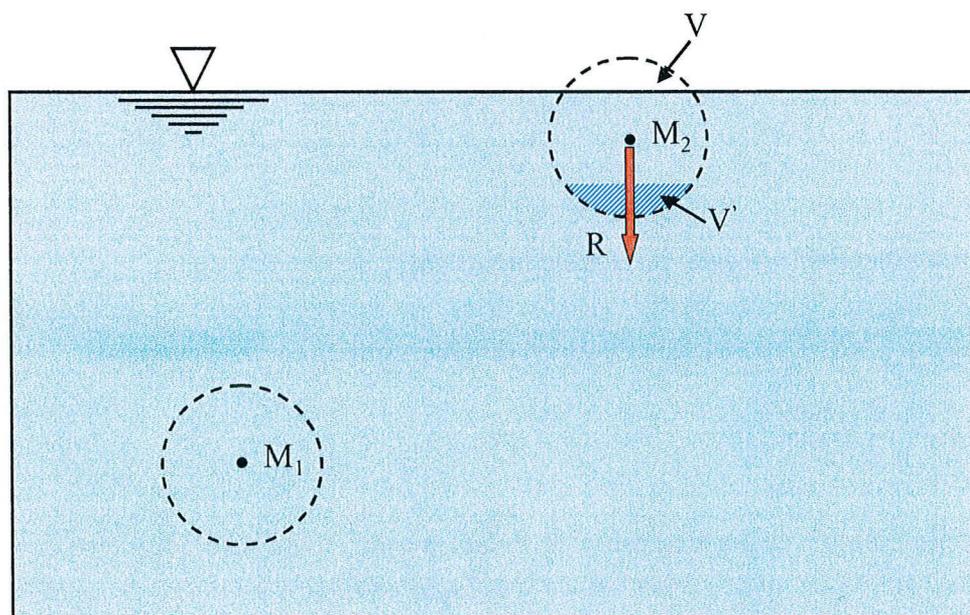


Figure 3.1 Forces d'attraction au sein d'un liquide.

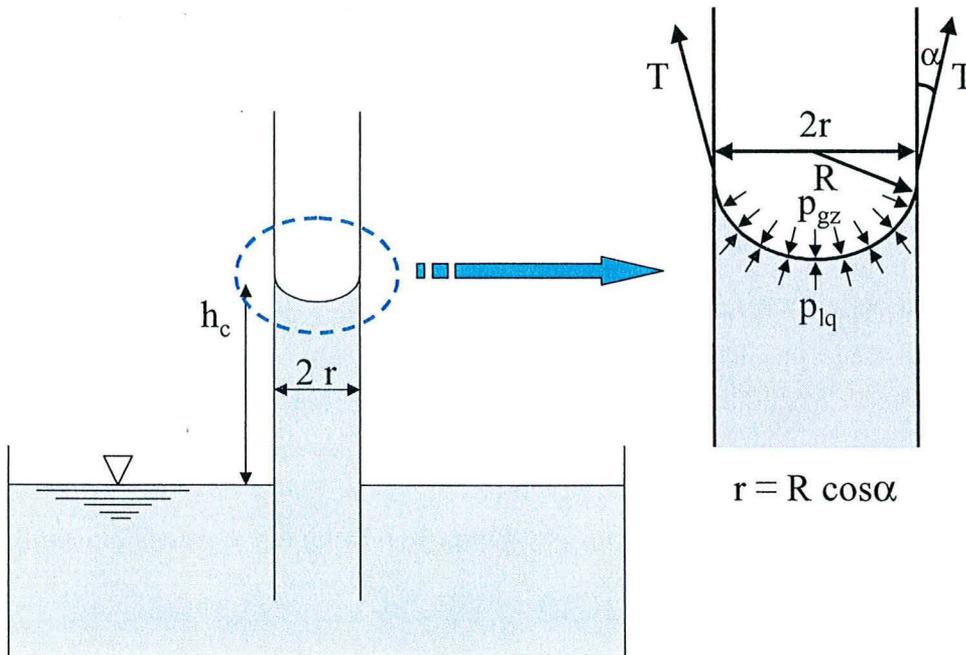


Figure 3.2 Schématisation d'un tube capillaire.

La loi de Laplace ([BRU62] p. 470) décrit la hauteur d'ascension h_c en fonction de la tension T :

$$h_c = \frac{2 T \cos \alpha}{\rho_{lq} g r} \quad (3.1)$$

où α est l'angle de mouillage ($\alpha = 0$ pour un liquide mouillant).

La pression capillaire p_{cp} s'écrit en fonction du rayon du tube capillaire r :

$$p_{cp} = p_{gz} - p_{lq} = \frac{2 T \cos \alpha}{r} \quad (3.2)$$

De façon schématique, le sol, et par extension le milieu poreux, peut être considéré comme un assemblage de tubes capillaires avec formation de ménisque capillaire à l'interface solide-liquide-gaz (figure 3.3). En réaction à la tension capillaire s'exerçant sur le liquide (flèche en rouge sur la figure 3.3) les grains solides sont soumis à des forces (flèches bleues) tendant à augmenter la cohésion du squelette.

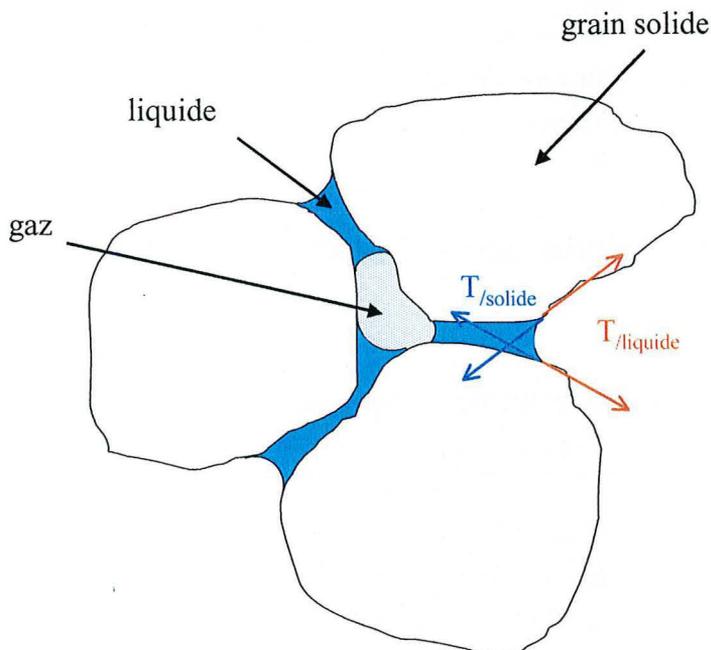


Figure 3.3 Tensions capillaires au sein du milieu poreux.

On notera que si on applique la loi de Laplace (équation (3.2)) pour calculer la pression capillaire au sein du réseau poreux, plus la taille des pores (par analogie au rayon d'accès d'un tube capillaire) est petite, plus la valeur de cette pression capillaire est élevée.

3.2.2 - Evolution du comportement mécanique du milieu poreux avec la succion

De manière analogue à l'évolution des propriétés hydriques déjà évoquée précédemment (notamment l'évolution des perméabilités relatives avec l'état de saturation au chapitre 2), le comportement mécanique du milieu poreux est modifié par l'évolution de la succion. Les principaux aspects mis en évidence expérimentalement pour des sols sont (le lecteur se référera à [LI00] pp. 48-51 et [GEI99] pp. 12-25 pour plus de détails et pour les références des travaux expérimentaux correspondants) :

- diminution de la compressibilité du sol, lorsque la succion augmente (rigidification du sol) .
- augmentation de la contrainte de préconsolidation avec la succion (la surface de plasticité est plus grande lorsque la succion augmente).
- phénomène d'effondrement de pore ("pore collapse") qui peut se produire sous forte contrainte lorsque l'on resature le sol (diminution rapide de la succion) et qui s'explique par l'annulation rapide des forces de cohésion agissant sur le squelette ; à l'inverse sous faible contrainte un phénomène de gonflement peut se produire lorsque l'on remouille un sol sec.

- des déformations volumiques irréversibles peuvent apparaître, lorsque la succion évolue.
 - augmentation de la cohésion apparente avec la succion mise en évidence lors d'essais triaxiaux.
- En ce qui concerne l'évolution avec la succion de l'angle de frottement et du module de cisaillement les conclusions ne semblent pas encore tranchées.

3.2.3 - Modèle BBM (Barcelona Basic Model , Alonso et al. [ALO90], [ALO98])

On présente ce modèle car il est représentatif des travaux de modélisation dans le domaine non saturé et il est cité en référence par de nombreux auteurs.

Ce modèle est une extension du modèle Cam-Clay modifié dans le domaine des succions non nulles et il est formulé en variables indépendantes : la contrainte nette moyenne p^* et la succion s . Il permet de décrire l'augmentation de la limite élastique avec la succion, l'augmentation de la cohésion du sol, la diminution de la compressibilité avec la succion et l'effondrement de pore.

On notera que les équations et les représentations graphiques sont formulées dans le cadre de la convention de contraintes compressives et déformations de contraction positives.

La limite élastique dans le domaine ($p^* - q - s$) est construite avec deux surfaces de charge.

Les surfaces de charge f_1 et f_2 s'écrivent :

$$f_1(p^*, q, s, p_0) = q^2 - M^2(p^* + p_s)(p_0 - p^*) = 0 \quad (3.3)$$

$$f_2(s, s_0) = s - s_0 = 0 \quad (3.4)$$

où $q = \sqrt{3} J_2$, $p^* = p - p_{gz}$ et $p = \text{tr}(\underline{\underline{\sigma}}) / 3$.

avec :

$$\frac{p_0}{p_c} = \left(\frac{p_0^*}{p_c} \right)^{[\lambda(0)-\kappa]-[\lambda(s)-\kappa]} \quad \text{et} \quad p_s = k s \quad (3.5)$$

- $\lambda(0)$ est la pente plastique de la courbe de compressibilité à l'état saturé.
- κ est la pente élastique de la courbe de compressibilité à l'état saturé (mise en évidence lors de décharge).
- la pente plastique de la courbe de compressibilité, lorsque la succion est non nulle, s'écrit :

$$\lambda(s) = \lambda(0) [(1 - r) \exp(-\beta s) + r] \quad (3.6)$$

avec r la valeur minimale de la compressibilité pour de fortes succions et β un paramètre contrôlant la vitesse d'évolution de la raideur du sol avec la succion.

- λ_s est le coefficient de compressibilité pour des incréments de succion au-delà de l'état vierge.
- κ_s est le coefficient de compressibilité pour des incréments de succion dans le domaine élastique.

- M est la pente de la droite d'état critique (CSL).
- k est coefficient permettant de traduire l'évolution de la cohésion avec la succion.
- s_0 est le seuil de plasticité en succion (à p^* constante).

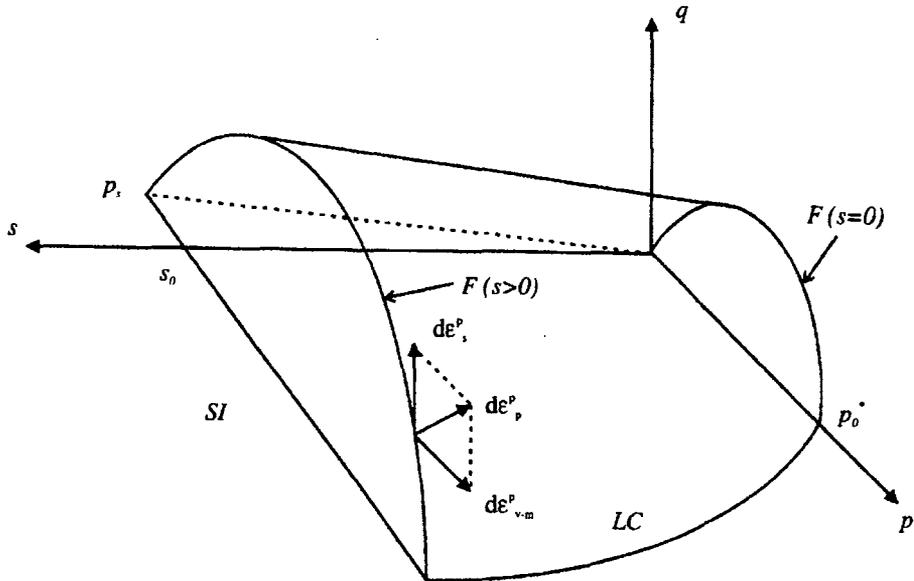
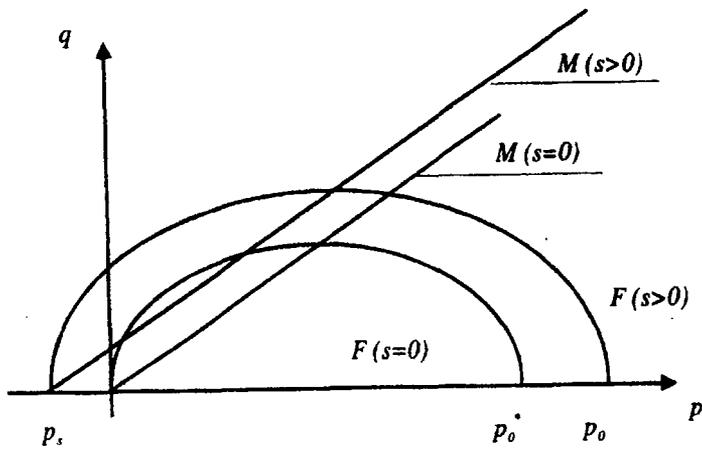


Figure 3.4 Surface de charge du modèle de Barcelone ([ALO90]).



Représentation de l'écroutissage de la surface de charge et de la ligne d'état critique (CSL) avec la succion dans le plan ($p^* - q$).

Les réponses du modèle aux différents chemins de sollicitation sont décrites dans [LI00] pp. 100-109 et on ne détaille pas les lois d'écroutissage et d'écoulement plastique qui sont décrites dans

les ouvrages précités.

3.2.4 - Phénomène d'hystérésis hydrique

Lors de cycles de drainage-imbibition un phénomène d'hystérésis apparaît, notamment pour l'évolution de la pression capillaire en fonction de la saturation en liquide ([DAN97] p.142). Ce phénomène peut s'expliquer par "l'effet goulot" lié à la distribution irrégulière de la taille des pores au sein du milieu poreux : lors du séchage du matériau, le drainage d'un pore ne va avoir lieu que si la succion dépasse les tensions de surface engendrées par les petits rayons d'accès, alors que lors de l'humidification du sol, le remplissage dépend des grands rayons (figure 3.6). La pression capillaire (équation 3.2) étant inversement proportionnelle au rayon du tube capillaire (rayon du pore par extension), la pression capillaire nécessaire pour ressaturer le milieu poreux sera plus faible que celle nécessaire pour le drainer.

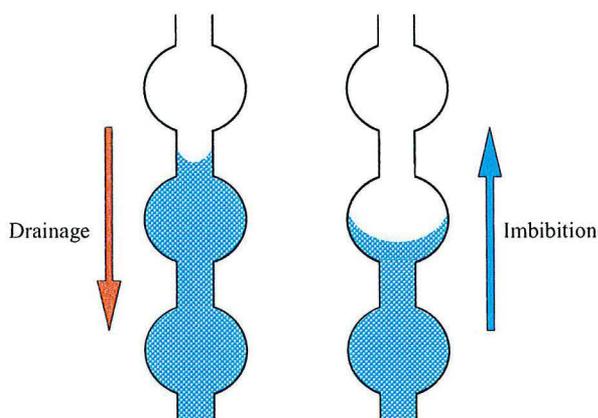


Figure 3.6 Illustration de l'effet goulot

Le modèle de Barcelone présenté auparavant ne permet pas de prendre en compte ce phénomène. Les travaux récents de Dangla et *al.* ([DAN97]) et Bourgeois et *al.* ([BOUR01]) proposent néanmoins sur la base de ce modèle, une évolution permettant de traduire ce phénomène d'hystérésis.

3.2.5 - Positionnement du problème de galerie ventilée et justification des choix effectués

Les paragraphes précédents ont pour but d'attirer l'attention du lecteur sur les aspects fondamentaux lors des évolutions non-saturées du milieu poreux et sur le cadre restrictif des travaux présentés dans ce qui suit.

La démarche suivie, en ce qui concerne le choix du modèle de comportement, est similaire à celle présentée précédemment (chapitre 2) pour décrire les évolutions poroélastiques avec endommagement (modèle de Lemaitre-Marigo). On a choisi d'utiliser un modèle poroplastique relativement **simple** à un seul mécanisme déviatorique, basé sur un modèle de type Drücker-Prager généralisé, adapté au trajet de chargement suivi lors de l'excavation et de la ventilation de la galerie :

- d'un point de vue **mécanique**, on peut en effet considérer que le chargement lors de ces deux phases est fortement **déviatorique** (principalement lors de la phase de creusement).
- pour l'aspect **hydrique** la ventilation correspond à une sollicitation de séchage **monotone**.

Le modèle choisi ne prend donc pas en compte les aspects du comportement induits par l'évolution de la succion, ce qui se traduit notamment par la non prise en compte de l'écrouissage positif dû à la succion. Si cet aspect est à revoir en priorité pour une modélisation fine des effets du séchage, on notera qu'en procédant de la sorte, on se place du côté de la sécurité, l'entrée en plasticité se faisant pour des contraintes inférieures à celles qu'on aurait eues si la surface de charge évoluait avec la succion.

En ce qui concerne les aspects hydriques, on a négligé la prise en compte du phénomène d'hystérésis ce qui se justifie par le chargement hydrique monotone. Il est clair que l'on n'aborde pas ici la modélisation de trajets de sollicitations hydriques cycliques (cycles de drainage-imbibition) ou de trajet hydrique monotone, mais d'imbibition, pour lesquels les aspects d'effondrement de pores ou de gonflement (selon le matériau) sont primordiaux (problème de resaturation d'une barrière ouvragée par exemple).

On notera également que cette volonté d'utiliser un modèle simple en première approche trouve une justification dans le fait que, pour les matériaux tels que les argilites, les données expérimentales en conditions saturées sont très rares et quasi inexistantes en conditions partiellement saturées. La détermination des paramètres pour des modèles plus complexes semble délicate en l'état actuel des méthodes de mesures pour les matériaux à faible porosité (contrôle de l'état de saturation, mesure des pressions interstitielles).

3.3 - MODELE DE DRÜCKER-PRAGER GENERALISE

Le modèle choisi est basé sur un modèle de Drücker-Prager généralisé, décrit et utilisé par Chiarelli *et al.* ([CHIA00a], [CHIA00b]) pour le comportement de l'argilite de l'Est. On notera cependant que Chiarelli prend en compte un couplage plasticité-endommagement traduisant ainsi une dégradation des propriétés élastiques du matériau au cours du chargement (induisant par la même une anisotropie), ce que nous avons négligé ici.

Les hypothèses d'isotropie du matériau, d'évolutions isothermes et de petites perturbations

introduites dans les chapitres précédents sont toujours retenues dans ce qui suit.

3.3.1 - Description du modèle

Les variables d'état qui permettent de décrire les évolutions poroplastiques du squelette sont, d'une part les variables externes :

- le tenseur des déformations totales du squelette, $\underline{\underline{\epsilon}}$.
- les fractions volumiques de porosité occupées par chaque phase fluide, ϕ_α ($\alpha = \text{lq}, \text{gz}$).

et d'autre part les variables internes :

- le tenseur des déformations plastiques (irréversibles) du squelette, $\underline{\underline{\epsilon}}^P$.
- les fractions volumiques plastiques de porosité occupées par chaque fluide, ϕ_α^P ($\alpha = \text{lq}, \text{gz}$).
- les variables χ caractérisant l'état d'érouissage du matériau.

On utilise la partition classique du tenseur des déformations totales en un tenseur des déformations élastiques et un tenseur des déformations plastiques ; il en est de même pour les fractions volumiques de porosité de chaque constituant :

$$\underline{\underline{\epsilon}} = \underline{\underline{\epsilon}}^e + \underline{\underline{\epsilon}}^P \quad (3.7)$$

$$\phi_\alpha - \phi_\alpha^0 = \phi_\alpha^e + \phi_\alpha^P \quad (\alpha = \text{lq}, \text{gz}) \quad (3.8)$$

L'énergie libre Ψ_s du squelette est fonction des variables énoncées. En utilisant la transformée de Legendre-Fenchel G_s (voir chapitre 2 paragraphe 2.4.1), les équations d'état s'écrivent :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \frac{\partial G_s}{\partial \underline{\underline{\epsilon}}^e} \quad \phi_{\text{lq}}^e = - \frac{\partial G_s}{\partial p_{\text{lq}}} \quad \phi_{\text{gz}}^e = - \frac{\partial G_s}{\partial p_{\text{gz}}} \quad (3.9)$$

La dissipation intrinsèque (voir chapitre 1 paragraphe 1.2.1) lors des évolutions poroplastiques isothermes s'écrit :

$$\Phi_1 = \underline{\underline{\sigma}} : \frac{d \underline{\underline{\epsilon}}}{dt} + p_{\text{lq}} \frac{d\phi_{\text{lq}}}{dt} + p_{\text{gz}} \frac{d\phi_{\text{gz}}}{dt} - \frac{d\Psi_s}{dt} \geq 0 \quad (3.10)$$

En utilisant les équations d'état (3.9) et la partition des déformations (3.7) et des fractions volumiques de porosité (3.8), on réécrit la dissipation intrinsèque :

$$\Phi_1 = \underline{\underline{\sigma}} : \frac{d \underline{\underline{\epsilon}}^P}{dt} + p_{\text{lq}} \frac{d\phi_{\text{lq}}^P}{dt} + p_{\text{gz}} \frac{d\phi_{\text{gz}}^P}{dt} - \frac{\partial \Psi_s}{\partial \chi} \frac{d\chi}{dt} = \Phi^P - \frac{dU(\chi)}{dt} \geq 0 \quad (3.11)$$

Φ^P est la puissance plastique et $U(\chi)$ est la partie de l'énergie libre, qui est fonction des variables d'érouissage et qui représente l'énergie bloquée par l'érouissage (c'est à dire une partie de l'énergie dissipée qui n'est pas convertie en chaleur mais qui n'est pas non plus réutilisable sous forme de

travail lors d'une décharge éventuelle) (voir [COU91] p. 144).

On peut exprimer les incréments de contraintes de la façon suivante :

$$d\sigma_{ij} = C_{ijkl}^o (d\epsilon_{kl} - d\epsilon_{kl}^p) - b d\pi \delta_{ij} \quad (3.12)$$

où la fonction π ([OLC98]) est :

$$\pi(p_{lq}, p_{gz}) = p_{gz} - \int_0^{p_c} S_{lq}(x) dx \quad (3.13)$$

En présence de phénomènes dissipatifs les équations d'état ne permettent pas de décrire complètement les évolutions des différentes variables d'état. Il est nécessaire de formuler des lois complémentaires, ce qui consiste à répondre à deux questions (on cite Coussy [COU91] p. 144) :

- *Quand y-a-t-il évolution des déformations et de la porosité plastiques? C'est la notion de **seuil** ou encore de **critère de plasticité** qui répondra à cette question.*

- *Comment s'effectuent ces évolutions ? C'est la **règle d'écoulement plastique** qui répond à cette question.*

3.3.1.1 - Critère de plasticité

On utilise le critère de plasticité basé sur le critère de Drucker-Prager couramment utilisé pour décrire le comportement des géomatériaux :

$$f(\underline{\sigma}, \chi) = \sigma^{eq} - \alpha(\chi) \sigma_m - p_0 = 0 \quad (3.14)$$

où $\sigma^{eq} = q = \sqrt{3 J_2}$ et $\sigma_m = p = 1/3 \text{tr}(\underline{\sigma})$

On a retenu les modifications décrites par Chiarelli ([CHIA00a] p. 165-166) afin que :

- le seuil de plasticité en traction hydrostatique ne diminue pas avec l'écrouissage
- le seuil de plasticité en compression et en extension ne soit pas identique (introduction d'une fonction de l'angle de Lode θ en facteur de q).

De plus, on fait l'hypothèse que le critère est formulé en fonction du tenseur des contraintes modifiées $\underline{\sigma}^{effcrit}$ (voir l'analogie avec le cas saturé [COU91] p. 200 et [GIR00]) et des variables d'écrouissage.

Le critère de plasticité s'écrit finalement :

$$f(\underline{\sigma}^{effcrit}, \chi) = \sigma^{eq} \left(\cos\theta + \frac{t}{\sqrt{3}} \sin\theta \right) - \alpha(\chi) (\sigma_m^{effcrit} + p_0) = 0 \quad (3.15)$$

avec :

$$\begin{aligned}\underline{\underline{\sigma}}^{\text{effcrit}} &= \underline{\underline{\sigma}} + \delta \pi \underline{\underline{1}} \\ \sigma_m^{\text{effcrit}} &= \frac{1}{3} \text{tr}(\underline{\underline{\sigma}}^{\text{effcrit}}) \\ \underline{\underline{s}} &= \underline{\underline{\sigma}}^{\text{effcrit}} - \sigma_m^{\text{effcrit}} \underline{\underline{1}} \\ J_2 &= \frac{1}{2} \underline{\underline{s}} : \underline{\underline{s}} \quad \text{et} \quad \sigma^{\text{eq}} = q = \sqrt{3 J_2} \\ J_3 &= \det(\underline{\underline{s}}) \\ \theta &= \frac{1}{3} \arcsin\left(\frac{-3 \sqrt{3}}{2} \frac{J_3}{J_2^{3/2}}\right)\end{aligned}$$

On suppose que l'érouissage de la surface de charge est isotrope et que la réponse du matériau lors d'un chargement en traction hydrostatique est parfaitement plastique. La variable d'érouissage retenue est la distorsion plastique :

$$\chi = \gamma^p = \int \sqrt{\frac{2}{3} d \underline{\underline{e}}^p : d \underline{\underline{e}}^p} \quad \text{où} \quad \underline{\underline{e}}^p = \underline{\underline{\epsilon}}^p - \frac{1}{3} \text{tr}(\underline{\underline{\epsilon}}^p) \underline{\underline{1}} \quad (3.17)$$

La fonction d'érouissage a pour forme :

$$\alpha(\chi) = \alpha_m - (\alpha_m - \alpha_0) e^{-a \gamma^p} \quad (3.18)$$

α_0 représente le seuil initial d'écoulement plastique ($\gamma^p = 0$) et α_m la limite de la fonction d'érouissage lorsque le terme ($b \gamma^p$) devient grand et que l'exponentielle $e^{-b \gamma^p}$ tend vers zéro (α_m caractérise la position ultime du domaine élastique).

3.3.1.2 - Règle d'écoulement plastique

On utilise une loi d'écoulement plastique non associée permettant notamment de traduire une réponse du matériau comprenant une phase de contractance précédant la phase de dilatance ([CHAI00a] p. 167). Le potentiel plastique utilisé s'exprime de la façon suivante (formulé en utilisant la notion de contrainte effective plastique de façon similaire au cas saturé [COU91] p. 158) :

$$g(\underline{\underline{\sigma}}^{\text{effplas}}, \chi) = \sigma^{\text{eq}} - \eta(\chi) \sigma_m^{\text{effplas}} + \text{cste} \quad (3.19)$$

où

$$\begin{aligned}\underline{\underline{\sigma}}^{\text{effplas}} &= \underline{\underline{\sigma}} + \beta \pi \underline{\underline{1}} \\ \sigma_m^{\text{effplas}} &= \frac{1}{3} \text{tr}(\underline{\underline{\sigma}}^{\text{effplas}})\end{aligned} \quad (3.20)$$

La fonction d'érouissage choisie s'écrit :

$$\eta(\chi) = \eta(\gamma^p) = \eta_m - (\eta_m - \eta_0) e^{-n \gamma^p} \quad (3.21)$$

La loi d'écoulement plastique permet de calculer le tenseur des incréments de déformations plastiques :

$$d\underline{\underline{\epsilon}}^p = d\lambda \frac{\partial g}{\partial(\underline{\underline{\sigma}}^{\text{effplas}})} \quad (3.22)$$

$d\lambda$ est l'incrément du multiplicateur plastique ($d\lambda \geq 0$).

A partir de l'équation (3.21), on peut déduire les incréments de déformation plastique volumique et de distorsion plastique :

$$d\epsilon_v^p = \text{tr}(d\underline{\underline{\epsilon}}^p) = d\lambda \frac{\partial g}{\partial(\sigma_m^{\text{effplas}})} = d\lambda \eta(\gamma^p) \quad (3.23)$$

$$d\gamma^p = d\lambda \frac{\partial g}{\partial \sigma^{\text{eq}}} = d\lambda \quad (3.24)$$

On constate (équation (3.22)) que le signe de l'incrément de déformation plastique volumique est celui de la fonction d'écrouissage $\eta(\gamma^p)$; lorsque $\eta(\gamma^p)$ est négatif le comportement est plastiquement contractant et plastiquement dilatant lorsque $\eta(\gamma^p)$ est positif.

L'incrément du multiplicateur plastique $d\lambda$ est calculé de façon classique en utilisant la relation de consistance ($df(\underline{\underline{\sigma}}^{\text{effcrit}}, \chi) = 0$). L'algorithme de calcul est détaillé plus précisément par la suite (paragraphe 3.3.2).

3.3.2 - Ajustement des paramètres

En premier lieu, en l'absence des données expérimentales nécessaires pour justifier telle ou telle formulation, on considère que la contrainte effective plastique est identique à la contrainte effective élastique et que le critère de plasticité est également formulé en fonction de la contrainte effective élastique :

$$\begin{aligned} \delta = \beta = b \implies \underline{\underline{\sigma}}^{\text{eff}} &= \underline{\underline{\sigma}} + \delta \pi \underline{\underline{1}} = \underline{\underline{\sigma}} + \beta \pi \underline{\underline{1}} = \underline{\underline{\sigma}} + b \pi \underline{\underline{1}} \\ \text{soit} \quad \underline{\underline{\sigma}}^{\text{eff}} &= \underline{\underline{\sigma}}^{\text{effcrit}} = \underline{\underline{\sigma}}^{\text{effplas}} = \underline{\underline{\sigma}}^{\text{effel}} \end{aligned} \quad (3.25)$$

Cette hypothèse requiert bien évidemment une justification basée sur des données expérimentales.

La détermination d'un jeu de paramètres, cohérent pour modéliser le comportement de l'argilite de l'Est, a consisté à essayer de reproduire au mieux les résultats d'essais triaxiaux déviatoriques. On a utilisé les données disponibles concernant l'argilite de l'Est et notamment les essais effectués par Chiarelli ([CHIA00a]). On a considéré que les essais étaient réalisés sur un matériau saturé en

conditions *pseudo-non-drainées* : en effet, bien qu'on ne dispose pas de données concernant l'évolution de la pression interstitielle au cours des essais et bien que, lors des essais, le circuit d'imposition de pression fût ouvert, la vitesse de chargement imposée ([CHIA00a] p. 79) semble trop forte (en rapport avec la très faible perméabilité de l'argilite de l'Est) pour pouvoir considérer qu'il n'y ait aucune surpression induite et que le liquide au sein du réseau poreux puisse être drainé. Les paramètres ont été déterminés en comparant (figure 3.7) les résultats d'essais triaxiaux sous plusieurs niveaux de contrainte de confinement avec ceux donnés par le calcul d'essais triaxiaux théoriques non drainés (calculs effectués avec *Mathematica*[®]). La pression interstitielle du fluide au début de l'essai est supposée égale à la pression de confinement. On notera que pour la représentation des essais classiques de laboratoire (figure 3.7), on a utilisé la convention de la mécanique des roches (compressions et contraction positives).

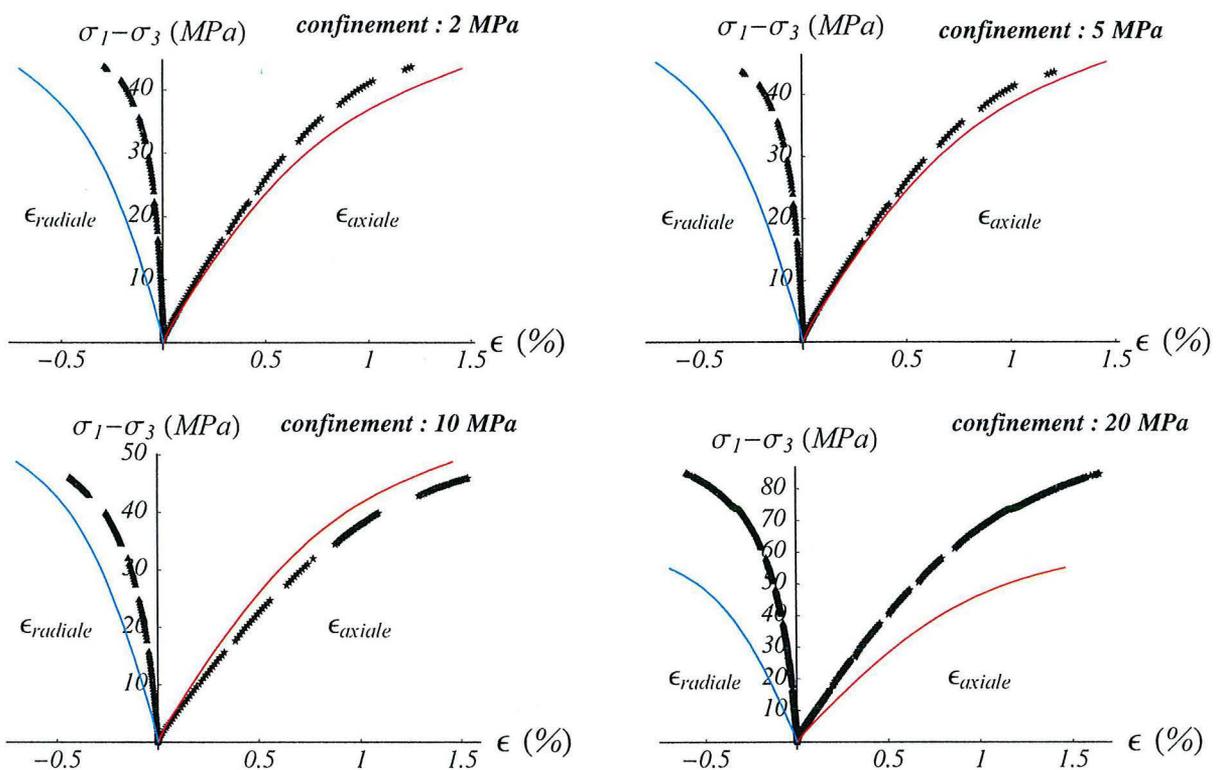


Figure 3.7 LML sur l'argilite de l'Est (symboles) avec les simulations numériques (traits pleins).

On remarque que les déformations radiales obtenues par simulation numérique sont surestimées pour les différentes contraintes de confinement. Cet aspect aurait pu être corrigé en ajustant les caractéristiques mécaniques (module d'incompressibilité drainé et du module de cisaillement) cependant pour assurer une cohérence avec les chapitres 1 et 2, nous avons repris les valeurs utilisées précédemment.

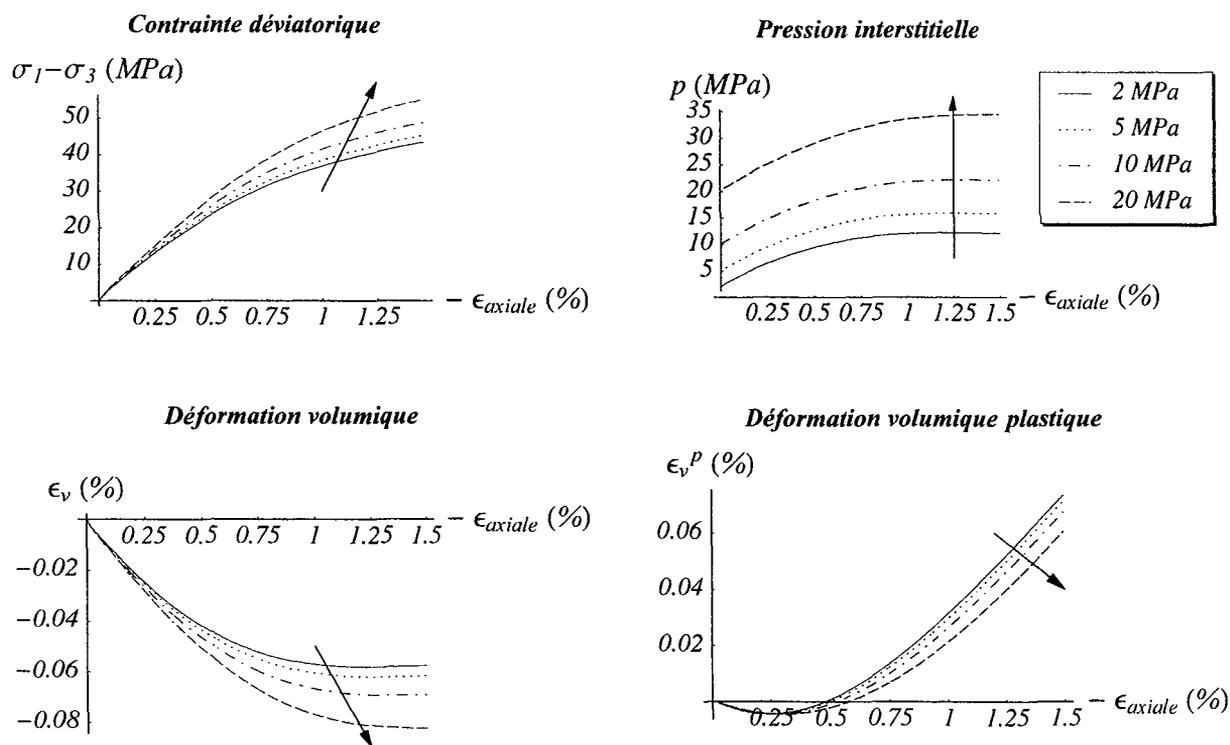


Figure 3.8 Simulations numériques d'essais triaxiaux non-drainés sous plusieurs niveaux de confinement.

Le modèle de comportement reproduit une phase de contractance plastique suivie d'une phase de dilatance (évolution de la déformation volumique plastique sur la figure 3.8). Ce phénomène se traduit mathématiquement par une évolution de la fonction d'écrouissage du potentiel plastique de valeurs négatives (et donc par un seuil η_0 négatif) jusqu'à des valeurs positives (signe de η_m). La valeur du paramètre η_0 a été prise volontairement "moins fortement négative" que celle déterminée par Chiarelli ([CHIA00a] et [CHIA00b]) afin de diminuer la contractance. Ce choix est basé sur la simulation numérique d'essais triaxiaux d'extension non drainés mettant en évidence une augmentation de la pression interstitielle pour des valeurs de η_0 entraînant une trop forte contractance plastique.

Tableau 3.1 Valeurs des paramètres du modèle poroplastique pour l'argilite de l'Est.

Module d'incompressibilité drainé K_o	5.333 GPa
Module de cisaillement G	3.2 GPa
Coefficient de Biot b	0.75
$\beta = \delta = b$	0.75
p_0	$11 \cdot 10^6$
t	0.95
α_0	0.06
α_m	1.4
a	500
η_0	-0.1
η_m	0.1
n	700

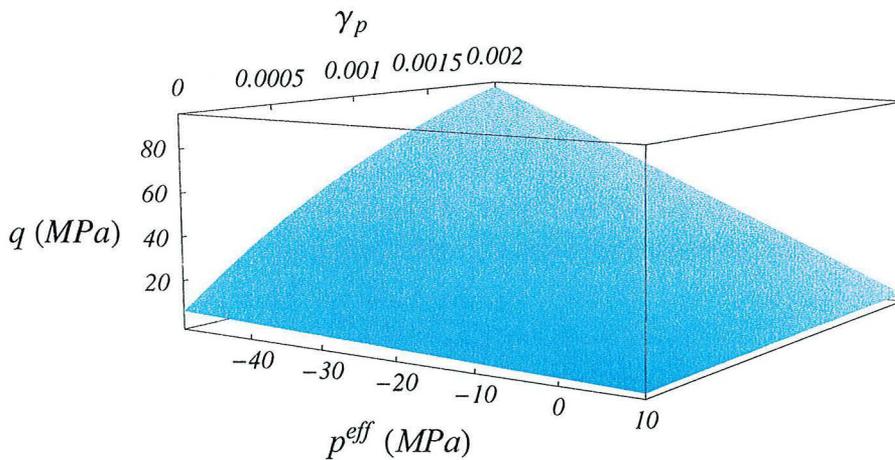


Figure 3.9 Représentation de la surface de charge (pour $\theta = \pi/6$).

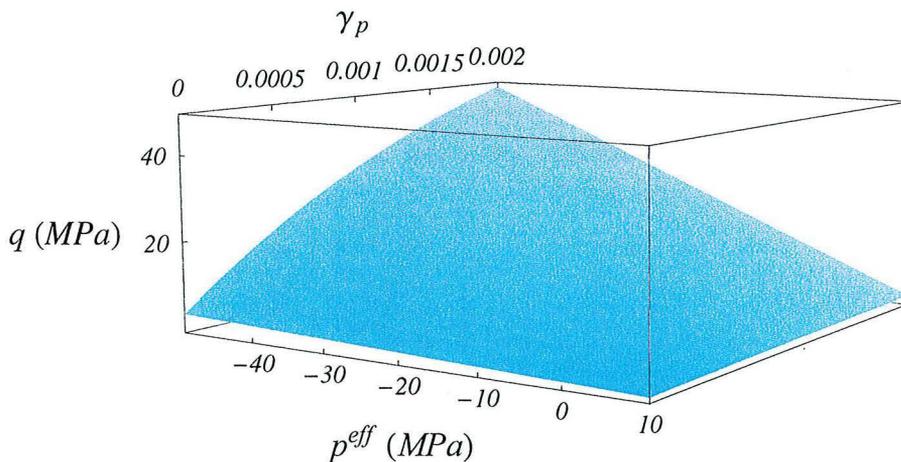


Figure 3.10 Représentation de la surface de charge (pour $\theta = -\pi/6$).

On retiendra que le seuil initial de plasticité (lorsque que $\gamma^p = 0$) est bas ce qui entraîne l'apparition de déformations irréversibles pour de faibles niveaux de contraintes. On retiendra également le fort écrouissage de la fonction de charge (figures 3.9 et 3.10).

3.3.3 - Implantation dans le code PARSAT

On décrit brièvement le fonctionnement de la *routine* que nous avons implantée dans le code de calcul PARSAT et en particulier la méthode de projection plastique retenue. Cette *routine* est appelée au niveau de la résolution nodale.

Pour simplifier la formulation, on note par un "-" en exposant les variables connues en entrée de *routine* (calculées au pas de temps précédent) et par un "+" en exposant celles calculées au sein de la *routine*. Afin d'alléger à nouveau les notations, on notera les variables tensorielles uniquement par la lettre les représentant ($\underline{\underline{\sigma}} \Rightarrow \sigma$).

Entrée de *routine* :

- on connaît : $\epsilon^-, \epsilon^{p-}, \sigma^{\text{eff}-}$
- on impose : $\Delta\sigma^{\text{eff}} = C_o : \Delta\epsilon$

L'incrément de contrainte effective imposé en entrée fait "sortir" l'état de contraintes du domaine élastique délimité par la fonction de charge ; le but du calcul de projection plastique est donc de "désincrémenter", par des itérations successives, l'état de contraintes pour le ramener à un niveau pour lequel le critère f vaut zéro.

Le système d'équation à résoudre est le suivant :

- la loi élastique, EL :

$$\sigma^{\text{eff}+} - \sigma^{\text{eff}-} - C_o : (\Delta\epsilon - \Delta\epsilon^{p+}) = 0 \quad (3.26)$$

- la loi d'écrouissage, EC :

$$\gamma^{p+} - \gamma^{p-} - \sqrt{\frac{2}{3} (\Delta\epsilon^{p+} : \Delta\epsilon^{p+})} = 0 \quad (3.27)$$

$$\text{avec } \Delta\epsilon^{p+} = \Delta\epsilon^{p+} - \frac{1}{3} \Delta\epsilon_v^{p+}$$

- le critère de plasticité, PL :

$$f(\sigma^{\text{eff}+}, \gamma^{p+}) = 0 \quad (3.28)$$

L'incrément de déformation plastique s'écrit :

$$\Delta\epsilon^{p+} = \Delta\lambda \frac{\partial g(\sigma^{\text{eff}+}, \gamma^{p+})}{\partial \sigma^{\text{eff}}} \quad (3.29)$$

On va donc chercher à résoudre le système : $F(X) = 0$, où l'inconnu X est : $X = (\sigma^{\text{eff}+}, \gamma^{p+}, \Delta\lambda)$ et $F = (\text{EL}, \text{EC}, \text{PL})$.

On résout le système en utilisant la méthode de Newton-Raphson :

- initialisation et calcul d'une solution de départ.
- itérations de Newton :

$$X^{k+1} = X^k - \frac{F(X^k)}{\frac{DF}{DX}(X^k)} \quad (3.30)$$

- test de convergence : test sur l'écart entre la solution au rang k+1 et celle au rang k.

si l'écart relatif entre les deux valeurs (en norme vectorielle) est inférieure à une tolérance fixée par l'utilisateur, alors la solution est $X = X^k$.

Pour l'initialisation, on exprime le système en fonction des variables connues, issues de l'état précédent "-", on résout l'équation suivante pour calculer l'incrément du multiplicateur plastique initial $\Delta\lambda_0$:

$$f(\sigma^{\text{eff}-} + C_o : (\Delta\epsilon - (\Delta\epsilon^{p+})_0), \gamma^{p-} + (\Delta\gamma^{p+})_0) = 0 \quad (3.31)$$

avec

$$(\Delta\epsilon^{p+})_0 = \Delta\lambda \frac{\partial g(\sigma^{\text{eff}-}, \gamma^{p-})}{\partial \sigma^{\text{eff}}} \quad (3.32)$$

$$(\Delta\gamma^{p+})_0 = \sqrt{\frac{2}{3} ((\Delta\epsilon^{p+})_0 : (\Delta\epsilon^{p+})_0)} \quad \text{et} \quad (\Delta\epsilon^{p+})_0 = (\Delta\epsilon^{p+})_0 - \frac{1}{3} (\Delta\epsilon_v^{p+})_0 \quad (3.33)$$

Le vecteur X initial s'écrit $X^0 = ((\sigma^{\text{eff}+})_0, (\gamma^{p+})_0, \Delta\lambda_0)$, où :

$$(\sigma^{\text{eff}+})_0 = \sigma^{\text{eff}-} + C_o : (\Delta\epsilon - \Delta\epsilon^p_0) \quad (3.34)$$

où

$$\Delta\epsilon^p_0 = \Delta\lambda_0 \frac{\partial g(\sigma^{\text{eff}-}, \gamma^{p-})}{\partial \sigma^{\text{eff}}} \quad (3.35)$$

$$(\gamma^{p+})_0 = \gamma^{p-} + \Delta\gamma_0^p \quad \text{où} \quad \Delta\gamma_0^p = \sqrt{\frac{2}{3} (\Delta\epsilon^p_0 : \Delta\epsilon^p_0)} \quad \text{et} \quad \Delta\epsilon^p_0 = \quad (3.36)$$

où

$$\Delta\gamma_0^p = \sqrt{\frac{2}{3} (\Delta\epsilon^p_0 : \Delta\epsilon^p_0)} \quad \text{et} \quad \Delta\epsilon^p_0 = \Delta\epsilon^p_0 - \frac{1}{3} \Delta\epsilon_v^p_0 \quad (3.37)$$

Cet algorithme a été développé et testé sous *Mathematica*®. Le logiciel permet notamment d'expliciter les différents termes (en particulier ceux de la matrice gradient $\frac{DF}{DX}(X^k)$, équation (3.30)), et ensuite de les implanter dans PARSAT (la commande "FortranForm" a été utilisée pour traduire en Fortran la plupart des résultats).

En sortie de *routine*, on a donc calculé l'incrément du multiplicateur plastique $\Delta\lambda$, et donc les

déformations plastiques ϵ^{p+} et les contraintes effectives "corrigées" σ^{eff+} .

3.4 - CALCUL DE LA PHASE DE CREUSEMENT EN CONDITIONS SATUREES

En préliminaires à l'étude du problème couplé "creusement + ventilation", on présente les résultats des simulations numériques de la phase de creusement en **conditions saturées**. Ces résultats peuvent s'inscrire dans le cadre du projet européen *MODEX_REP*, dans lequel le LAEGO est engagé, et dont les objectifs pour l'année à venir sont la réponse au creusement du puit du site de l'Est ([AND99]) en conditions saturées ([VOU01]).

L'état de contraintes initial est identique à celui déjà décrit dans les chapitres précédents. On a considéré que la pression de pore en paroi de la galerie était égale à la pression atmosphérique.

Du fait du fort écrouissage de la fonction de charge pris en compte, on n'observe pas (figure 3.11) de zone plastique résiduelle ([GIR00b]), les paramètres utilisés pour les lois d'écrouissage (équations (3.18) et (3.20)) ne permettent pas une stabilisation des fonctions (de type exponentiel) en leur valeurs limites (α_m et η_m) pour les valeurs de distorsion plastique équivalente rencontrées (comprise entre 0 et 0.2 la valeur maximale en paroi, figure 3.12).

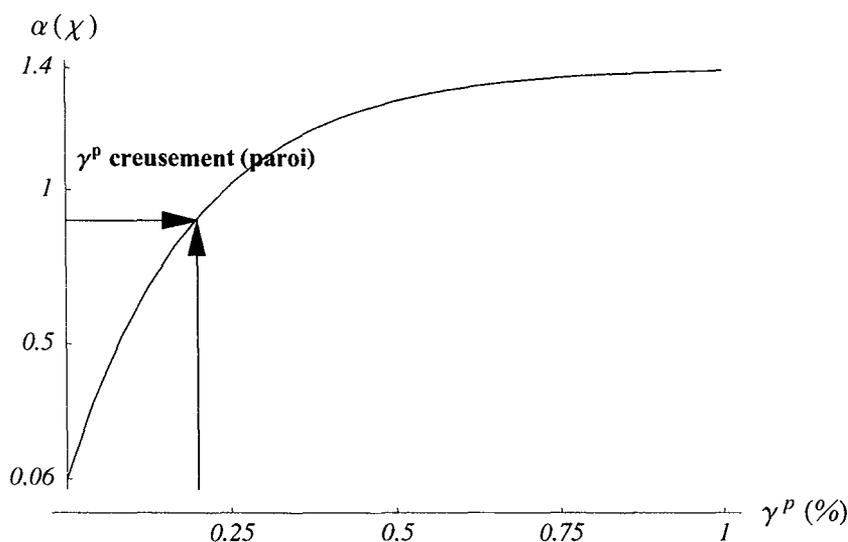


Figure 3.11 Loi d'écrouissage de la fonction de charge.

On constate que la zone perturbée par le creusement, que ce soit en terme de zone de plastification de la roche ou en terme de zone où la pression de pore est modifiée, atteint un rayon d'environ 5 m en périphérie de la galerie.

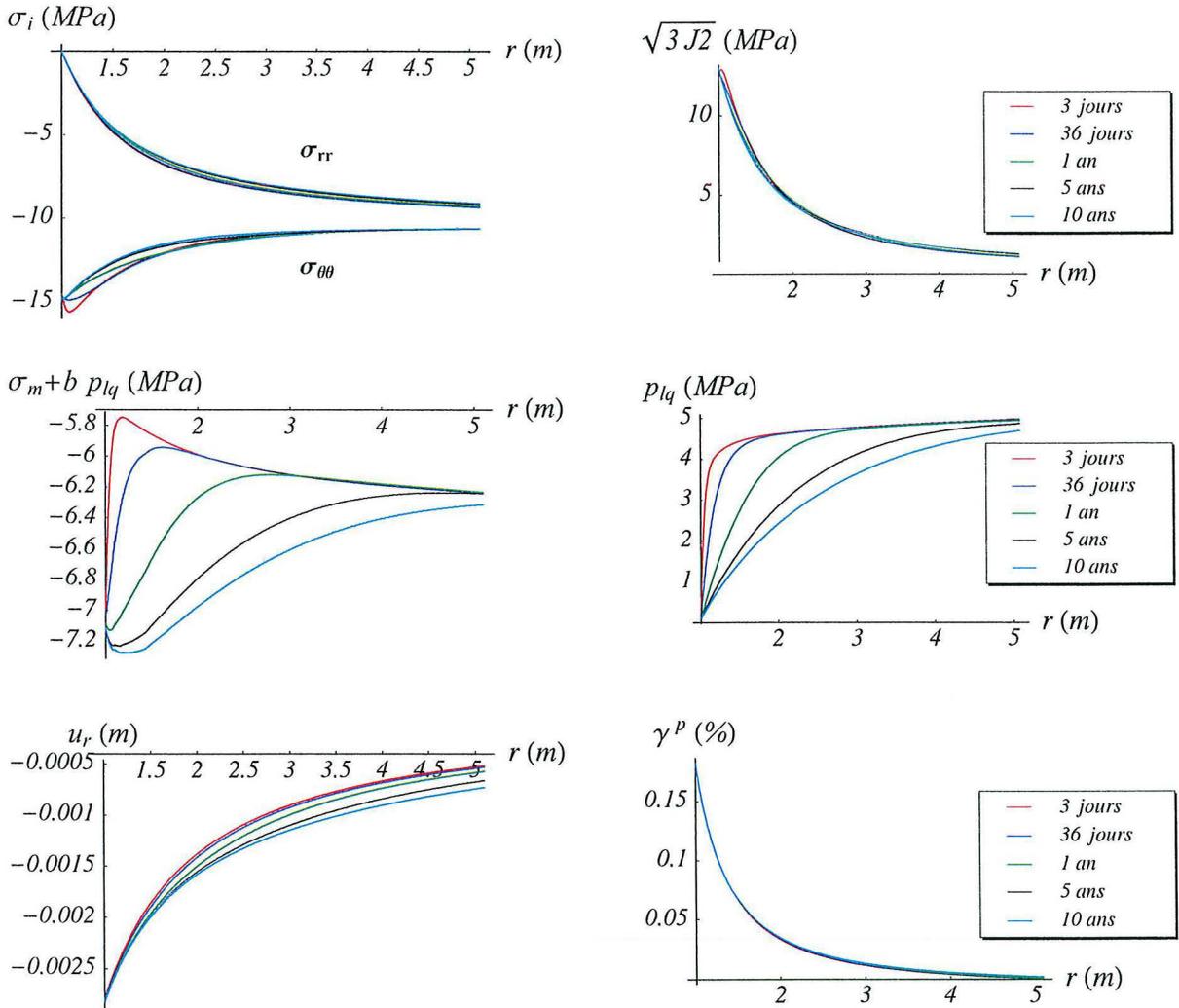


Figure 3.12 Réponse au creusement de la galerie en conditions saturées.

3.5 - APPLICATION AU PROBLEME DE LA GALERIE VENTILEE

On présente dans ce paragraphe les principaux résultats des modélisations poroplastiques du problème de galerie effectuées avec PARSAT. Les paramètres poroélastiques et hydriques sont identiques à ceux utilisés précédemment (chapitre 2). Il en est de même pour le phasage du problème (condition de chargement pour le creusement et la ventilation), la géométrie et le maillage. Par ailleurs, la condition de ventilation correspond à une chute de l'humidité relative dans la galerie de 100% à 50%. Les calculs ont été réalisés en prenant en compte les paramètres pour l'ajustement de Vachaud et Vauclin relatifs à l'échantillon E2316-90.

3.5.1 - Modèles de diffusion

De façon analogue aux calculs réalisés avec le modèle poroélastique avec endommagement, plusieurs modèles de conductivité ont été pris en compte (tableau 3.2) afin d'étudier l'influence des perméabilités relatives et de la perméabilité intrinsèque. Les lois d'évolution des perméabilités relatives en fonction de la saturation en liquide sont celles décrites au chapitre 2 (paragraphe 2.5.2.2). Les résultats relatifs à chaque modèle seront identifiés par la suite par le chiffre romain correspondant (première colonne du tableau 3.2).

Tableau 3.2 Modèles de conductivités hydrauliques.

Modèle	k_{int}	K_{lq}^{rel} & K_{gz}^{rel}
(I)	$k_{int}^{ref} = 10^{-21} m^2$	$K_{lq}^{rel} = K_{gz}^{rel} = 1$
(II)	$k_{int}^{ref} = 10^{-21} m^2$	$K_{lq}^{rel} = K_{gz}^{rel} = f(S_{lq})$
(III)	$k_{int} = k_{int}^{ref} (100^{\gamma^p / \gamma_m^p})$ $k_{int} = 100 k_{int}^{ref}$ si $\gamma^p > \gamma_m^p$	$K_{lq}^{rel} = K_{gz}^{rel} = 1$
(IV)	$k_{int} = k_{int}^{ref} (100^{\gamma^p / \gamma_m^p})$ $k_{int} = 100 k_{int}^{ref}$ si $\gamma^p > \gamma_m^p$	$K_{lq}^{rel} = K_{gz}^{rel} = f(S_{lq})$

On considère une loi d'évolution de la perméabilité intrinsèque avec la distorsion plastique équivalente (modèle (III) et (IV)) de type exponentielle : la perméabilité intrinsèque dans la région du massif rocheux subissant la plus forte sollicitation (et donc la plus forte distorsion plastique équivalente) est 100 fois supérieure à celle du massif rocheux sain (champ lointain). Le paramètre γ_{max}^p est identifié par un calcul d'excavation et de ventilation avec le modèle (I) et correspond à la valeur de γ^p en paroi de la galerie.

L'évolution de la perméabilité intrinsèque avec la plasticité est prise en compte par Fauchet ([FAU91] p. 130) pour la modélisation du comportement des barrages : le niveau de déformations plastiques étant considéré en première approche comme un indice du niveau de fissuration du matériau. C'est dans cette optique que les résultats des calculs avec les modèles (III) et (IV) s'inscrivent.

3.5.2 - Transition entre la phase de creusement et la phase de ventilation

La figure 3.11 représente l'évolution des invariants de contraintes et de déformations plastiques lors de la phase de creusement de la galerie et lors du début de la phase transitoire induite par la ventilation.

On vérifie bien que le creusement se traduit principalement par une augmentation de l'invariant de contraintes déviatoriques ($\sigma^{eq} = \sqrt{3 J_2}$), la variation de la contrainte moyenne effective étant infime (σ_m^{eff}) : le trajet de sollicitation dans le plan ($\sigma_m^{eff} - \sigma^{eq}$) est principalement vertical. La phase de ventilation se traduit quant à elle par une forte variation de contrainte moyenne effective en compression (contrainte moyenne totale de traction) mais également par une composante déviatorique : la valeur de l'invariant de contraintes déviatoriques est presque multiplié par deux entre le creusement et la ventilation en paroi de la galerie.

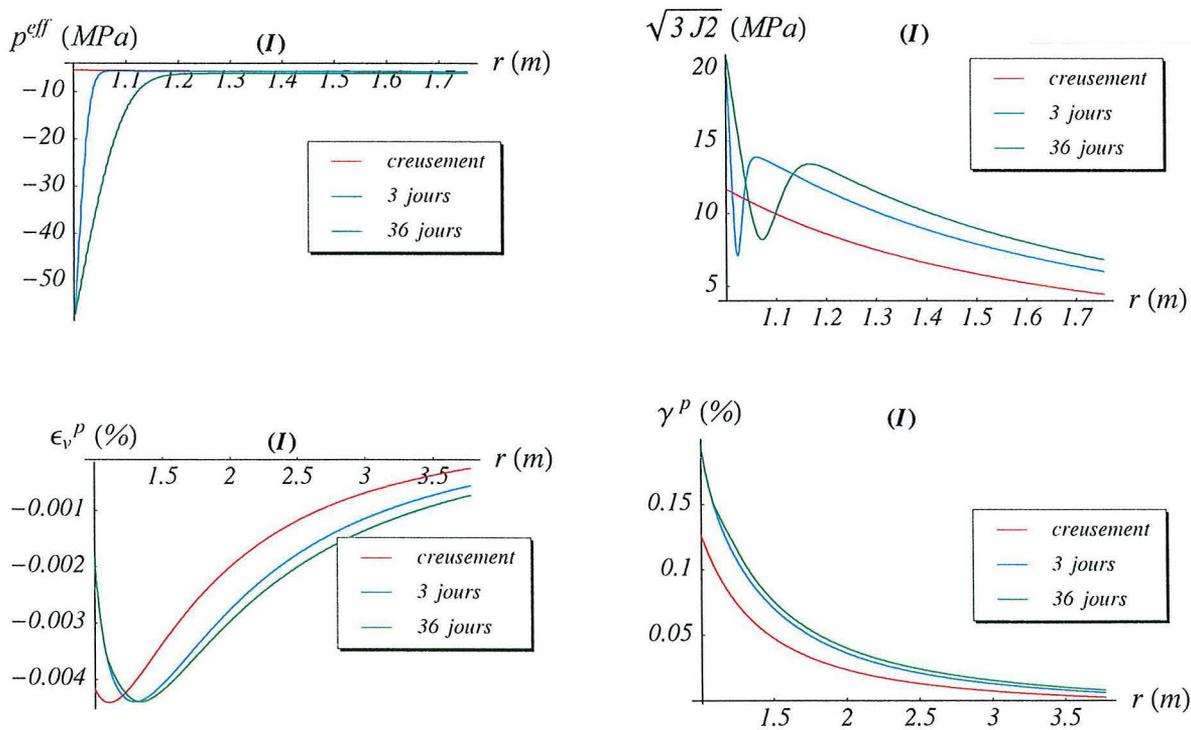


Figure 3.13 Evolution des invariants de contraintes et de déformations plastiques (temps courts).

Le faible niveau du seuil de plasticité conduit, lors de la phase de creusement, à l'apparition d'une zone plastique circonscrite dans une partie du massif rocheux dont le rayon vaut environ 4 fois le rayon de la galerie. Le saut de contrainte induit par la condition de ventilation conduit à une

augmentation de la plastification autour de la galerie (saut de γ^p).

On observe (figure 3.13) des profils non monotones du déviateur $\sqrt{3} J_2$ au voisinage de la galerie. Ils sont dûs à la superposition des effets liés à l'excavation et à la ventilation (voir profils des contraintes dans l'annexe D). Le minimum local de $\sqrt{3} J_2$ se propage au voisinage de la galerie et s'atténue en fonction du temps pour disparaître (voir les profils de $\sqrt{3} J_2$ pour la phase transitoire figure 3.15).

3.5.3 - Résultats de la phase transitoire

On présente ici les principaux résultats de la phase transitoire, traduisant notamment la propagation de la sollicitation, imposée en paroi de la galerie, au sein du massif rocheux. On s'intéresse plus particulièrement à l'évolution de la zone dessaturée et de la zone plastique autour de la cavité.

Les différentes figures présentées dans ce paragraphe mettent en évidence l'influence de l'évolution des conductivités hydrauliques. On retrouve les aspects évoqués lors des modélisations poro-endommageables : forte augmentation de la zone dessaturée lorsque la perméabilité intrinsèque (modèle (III)) est affectée par la "fissuration" (modélisée ici par γ^p) alors que l'évolution des perméabilités relatives avec l'état de saturation du matériau (modèle (II)) freine la propagation de la zone dessaturée.

On constate que, malgré un seuil initial de plasticité très bas, le fort écrouissage positif de la fonction de charge permet d'atteindre un fort niveau de contraintes déviatoriques : en paroi, la valeur de $\sqrt{3} J_2$ est de l'ordre de 20 MPa (figure 3.15).

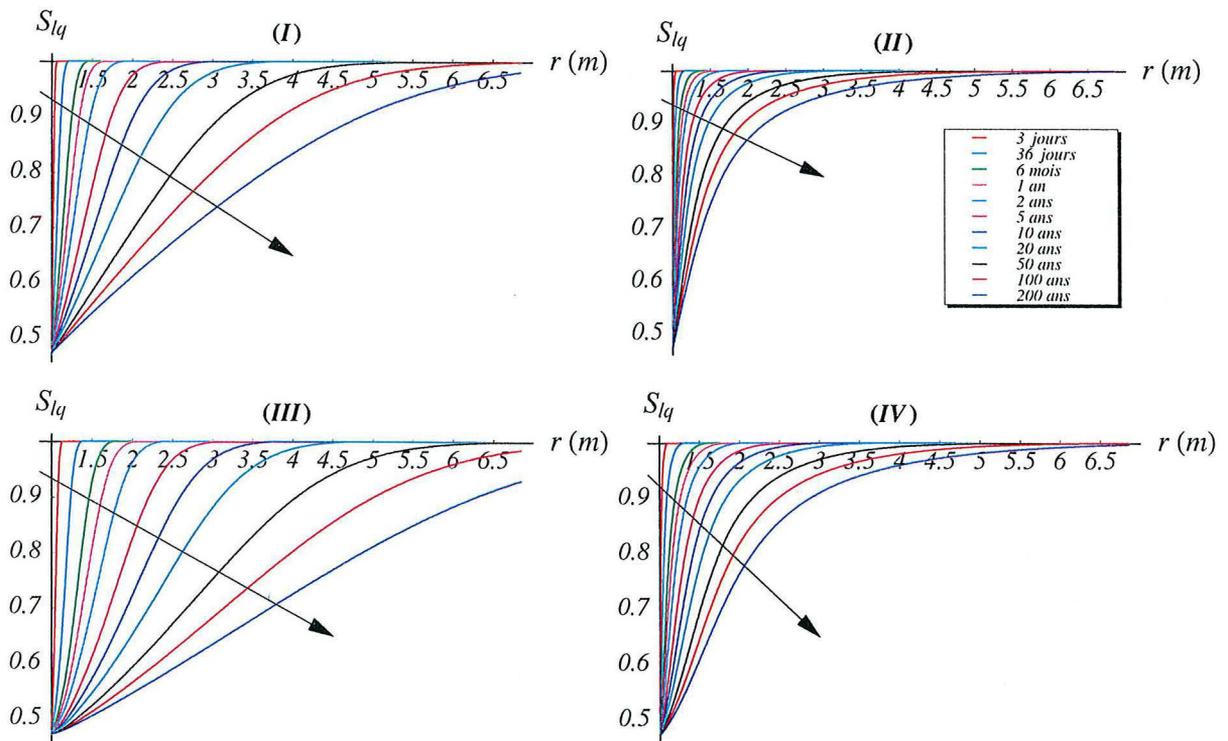


Figure 3.14 Evolution de la saturation en liquide.

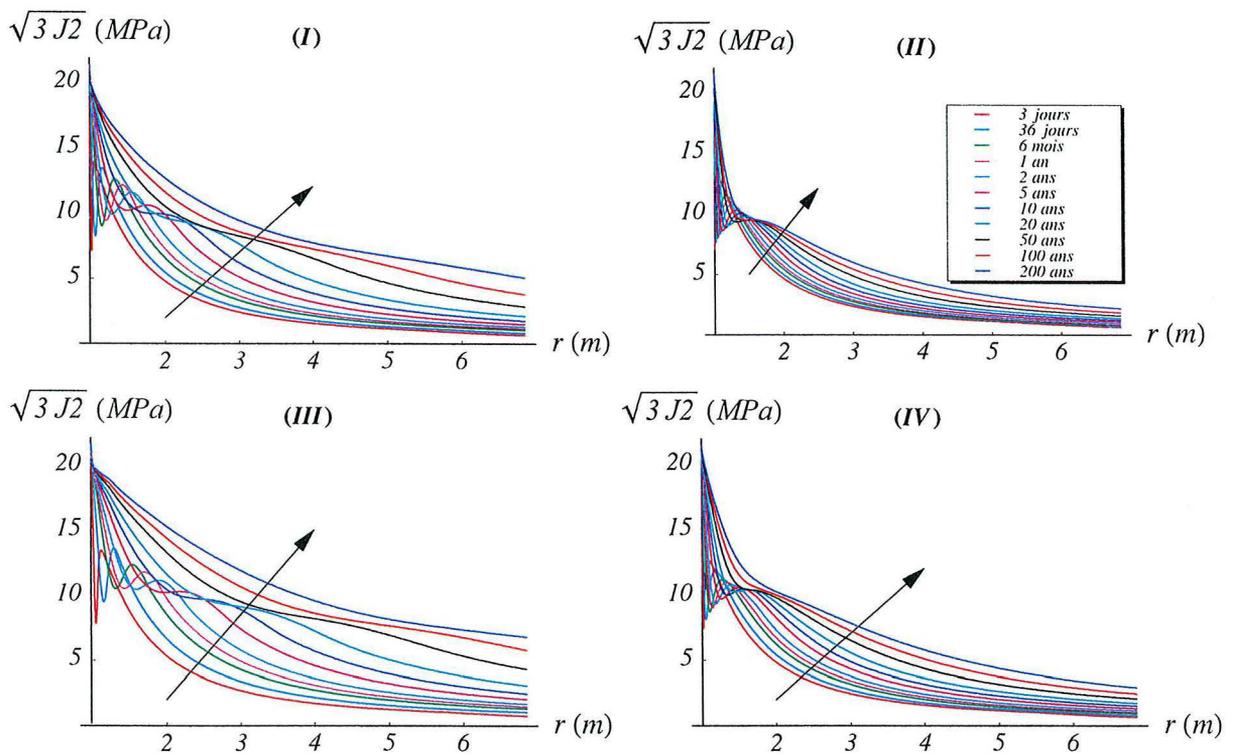


Figure 3.15 Evolution de l'invariant des contraintes $\sqrt{3 J_2}$.

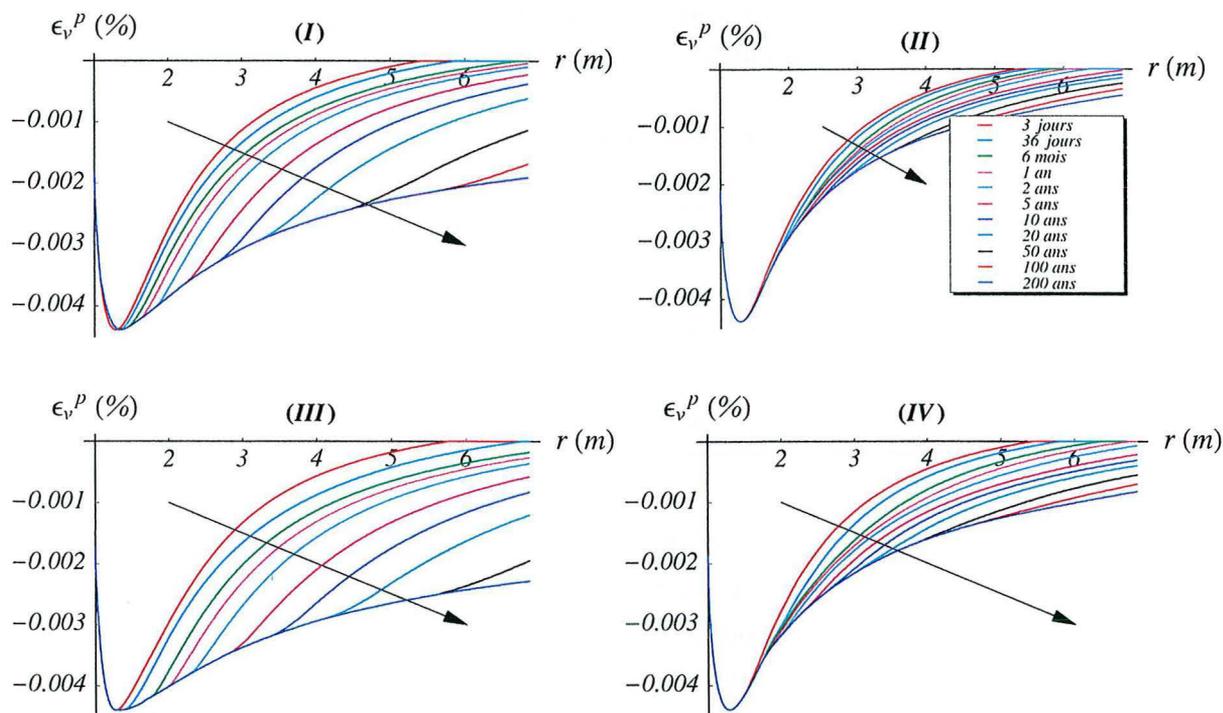


Figure 3.16 Evolution de la déformation volumique plastique.

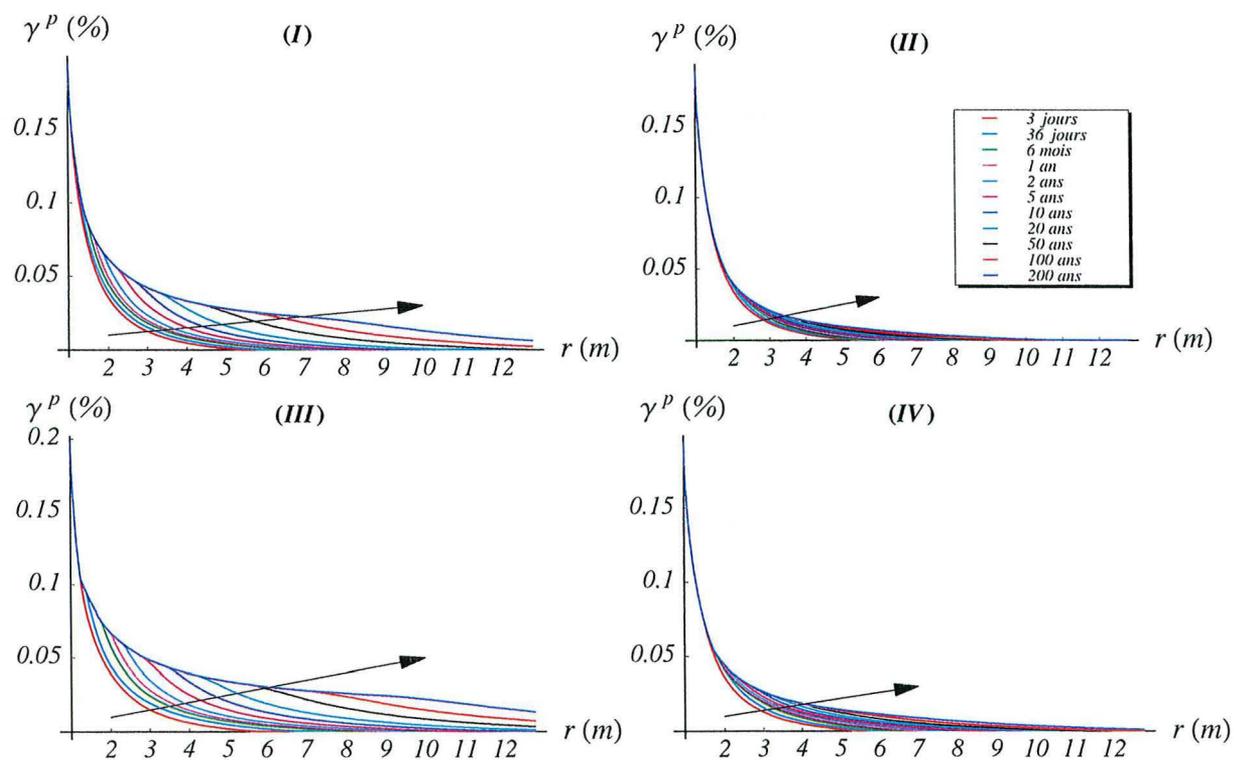


Figure 3.17 Evolution de la distorsion plastique équivalente .

Tableau 3.3 Etendue de la zone dessaturée et de la zone plastique (pour $t = 200$ ans).

Modèle	rayon de la zone dessaturée (en m)	rayon de la zone plastique (en m)
(I)	9.33	18.56
(II)	7.30	10.54
(III)	11.2	24.23
(IV)	8.31	13.88

Les évolutions des différentes variables, qu'elles soient mécaniques ou hydriques, illustrent bien la notion de couplages hydromécaniques. En effet la condition de ventilation qui correspond à une sollicitation d'origine hydrique (condition de chargement en pressions interstitielles en paroi de la galerie) entraîne une variation de l'état des contraintes (réponse mécanique) au sein du massif rocheux (variation des contraintes totales de traction et variation des contraintes effectives de compression) et par la même une plastification de la roche proche de la cavité. A son tour, cette plastification peut influencer les évolutions hydriques (état de saturation par exemple), notamment si on considère l'évolution de la perméabilité intrinsèque avec γ^p .

3.5.4 - Discussion sur la formulation de la contrainte effective

Dans le cadre d'évolutions non saturées, le choix de la formulation de la contrainte effective reste une discussion ouverte. Le but recherché est de trouver un tenseur des contraintes unique $\underline{\underline{\sigma}}^{\text{eff}}$ permettant d'exprimer le tenseur des déformations en fonction de cet unique tenseur des contraintes et des variables internes χ , simplifiant ainsi la formulation :

$$\underline{\underline{\epsilon}} = f(\underline{\underline{\sigma}}^{\text{eff}}, \chi) \quad (3.38)$$

Les recherches concernant l'étude des sols non-saturés ont conduit à plusieurs formulations (voir [LI00] p. 85 - 88) dont l'une des plus connue est la contrainte effective de Bishop (exprimée au départ pour les sols) :

$$\sigma_{ij}' = \sigma_{ij} + p_{gz} \delta_{ij} - x(p_{gz} - p_{lq}) \delta_{ij} \quad (3.39)$$

où x est un paramètre fonction du degré de saturation : $x = 0$ pour un sol sec et $x = 1$ pour un sol saturé.

On notera les réserves émises (traduisant la "sensibilité" du sujet) par de nombreux auteurs (voir

[LI00] p. 85- 87) quant à la bonne détermination expérimentale du paramètre x et à la capacité de cette formulation à décrire certains aspects du comportement (tels que l'effondrement de pore).

Les difficultés rencontrées pour formuler une expression unique, combinant les contraintes totales et la succion (ou pression capillaire dans notre cas) et permettant à elle seule de pouvoir modéliser le comportement non saturé du sol ou de la roche, ont conduit à l'utilisation de la notion de variables d'état indépendantes pour décrire la loi constitutive. Il a ainsi été montré ([LI00] p. 92, citant Fredlund et Morgenstern (1993)) que n'importe quelle paire de variables d'état choisie parmi les suivantes : $\sigma_{ij} + p_{gz} \delta_{ij}$, $\sigma_{ij} + p_{lq} \delta_{ij}$ et $(p_{gz} - p_{lq}) \delta_{ij}$, permet de décrire le comportement mécanique des sols non saturés.

Le principe de l'utilisation de deux tenseurs de contraintes indépendants a donc été introduit dans le cadre de la plasticité et les contraintes indépendantes les plus souvent utilisées sont :

1)

$$\begin{aligned} \text{le tenseur des contraintes nettes : } \sigma_{ij}^* &= \sigma_{ij} + p_{gz} \delta_{ij} \\ \text{la pression capillaire : } p_{cp}(=s) &= p_{gz} - p_{lq} \end{aligned} \quad (3.40)$$

utilisées par Alonso *et al.* [ALO91] dont le modèle est décrit au paragraphe 3.2.3, et aussi par Dangla *et al.* [DAN97], Gens [GEN95b].

2)

$$\begin{aligned} \text{le tenseur des contraintes effectives : } \sigma_{ij}' &= \sigma_{ij} + p_{gz} \delta_{ij} - x(p_{gz} - p_{lq}) \delta_{ij} \\ \text{la pression capillaire : } p_{cp}(=s) &= p_{gz} - p_{lq} \end{aligned} \quad (3.41)$$

utilisées par Simoni *et al.* [SIM01], Bourgeois *et al.* [BOU01], Gawin *et al.* [GAW99], Schrefler *et al.* ([SCH97], [SCH95]).

Le choix des jeux de contraintes indépendantes (3.27) et (3.28) conduit à une prise en compte directe (comme décrite pour le modèle de Barcelone) de l'écoulement de la fonction de charge avec la pression capillaire.

Le choix d'utiliser la contrainte effective élastique, dont on rappelle l'expression :

$$\underline{\underline{\sigma}}^{\text{eff}} = \underline{\underline{\sigma}} + b \pi \underline{\underline{1}} \quad \text{avec} \quad \pi(p_{lq}, p_{gz}) = p_{gz} - \int_0^{p_c} S_{lq}(x) dx \quad (3.42)$$

notamment pour formuler la fonction de charge et la loi d'écoulement plastique, permet de prendre en compte l'influence des phénomènes capillaires sur l'apparition des déformations plastiques. En effet, le terme intégrale $\int_0^{p_c} S_{lq}(x) dx$ dans l'expression de la fonction π est prépondérant par rapport au terme p_{gz} , notamment dans la zone proche de la cavité où les fortes pressions capillaires sont à l'origine de valeurs de π fortement négatives (figure 3.18). Cela se traduit par des variations de contrainte moyenne effective de compression et ainsi de façon indirecte par un effet positif du

séchage, puisque cette forte composante compressive permet d'atteindre la fonction de charge pour de plus fortes valeurs déviatoriques (figure 3.19). L'utilisation de la contrainte effective (3.29) permet donc de prendre en compte l'amélioration des capacités du matériau à subir une sollicitation déviatorique de façon indirecte (contrairement à la prise en compte de l'écroissage direct avec la suction).

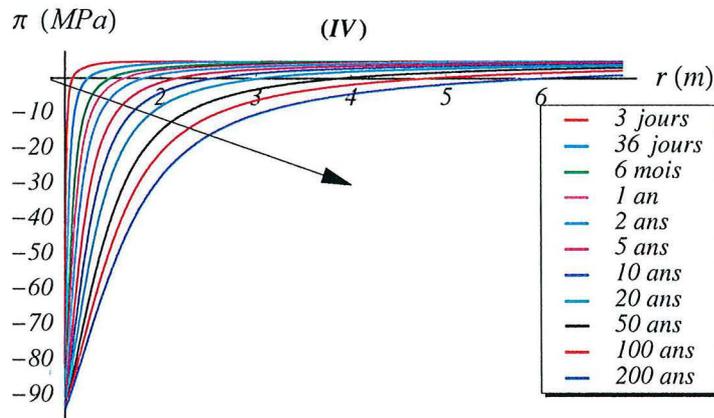


Figure 3.18 Evolution spatiale de la fonction π .

La figure 3.16 représente l'écroissage de la fonction de charge ; la flèche (figure 3.16) relie le point caractérisant l'état initial (avant d'effectuer le creusement) au point caractérisant l'état final en périphérie de la galerie (après la phase de ventilation) sans prendre en compte le détail du chemin de contraintes suivi entre ces deux points.

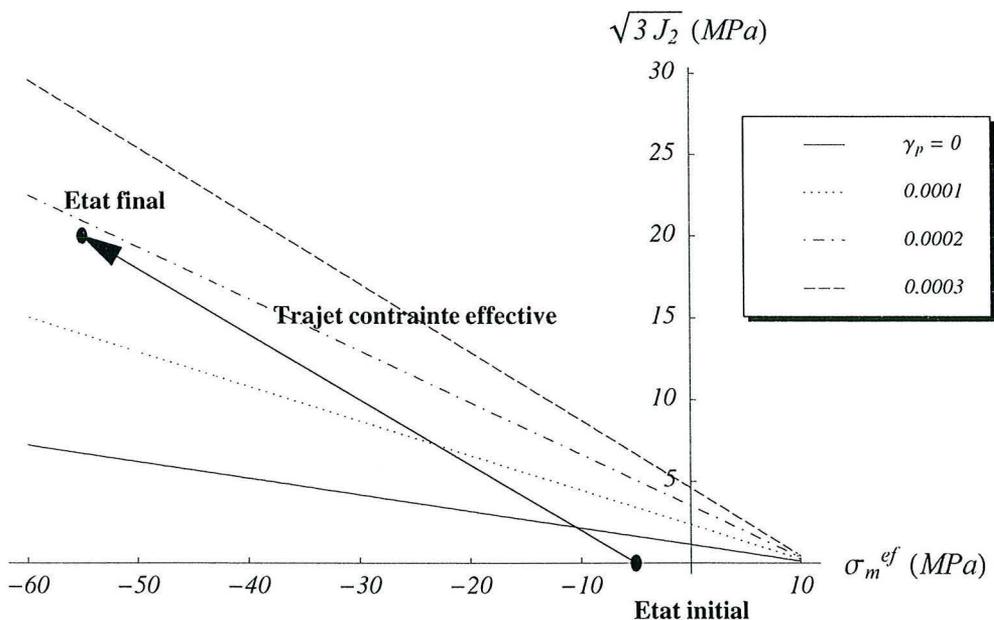


Figure 3.19 Ecrouissage de la fonction de charge avec γ^p dans le plan $(\sigma_m^{eff} - q)$.

Les figures 3.20, 3.21 et 3.22 représentent les chemins de contrainte suivis pour des points fixes à l'intérieur du massif rocheux (dans une zone proche de la cavité) dans les espaces de contraintes $(\sigma_m - q)$, $(\sigma_m^{\text{eff}} - q)$ et $(\sigma_m^* - q)$. L'analyse de ces figures souligne les différents aspects évoqués précédemment. En particulier, on remarque les chemins de contrainte moyenne totale vers la droite (figure 3.20), c'est à dire vers les contraintes de traction, alors que les contraintes moyennes effectives suivent un trajet vers la gauche (figure 3.21), vers les contraintes compressives. On constate que le trajet en contraintes moyennes nettes (figure 3.22) est très proche de celui en contraintes totales et souligne la nécessité d'introduire un écrouissage positif fonction de la pression capillaire comme dans les modèles précités, utilisant la paire de contraintes indépendantes (σ_{ij}^*, p_{cp}) (équation (3.27)). Les trajets de sollicitation exprimés dans le plan des contraintes effectives de Bishop (équation (3.28)) et des contraintes déviatoriques (figure 3.23) vont dans le sens des contraintes compressives, cependant on constate un rapport du simple au double si on compare avec les contraintes moyennes effectives compressives définies par l'équation (3.29).

Il est clair que les trajets de contrainte, exprimés dans les différents plans de contraintes effectives (figures 3.20, 3.21, 3.22 et 3.23), permettent uniquement de tirer des conclusions d'ordre qualitatif et qu'une analyse plus fine de l'influence de la formulation retenue sur la modélisation du comportement du matériau aurait nécessité d'effectuer des calculs utilisant ces différentes formulations.

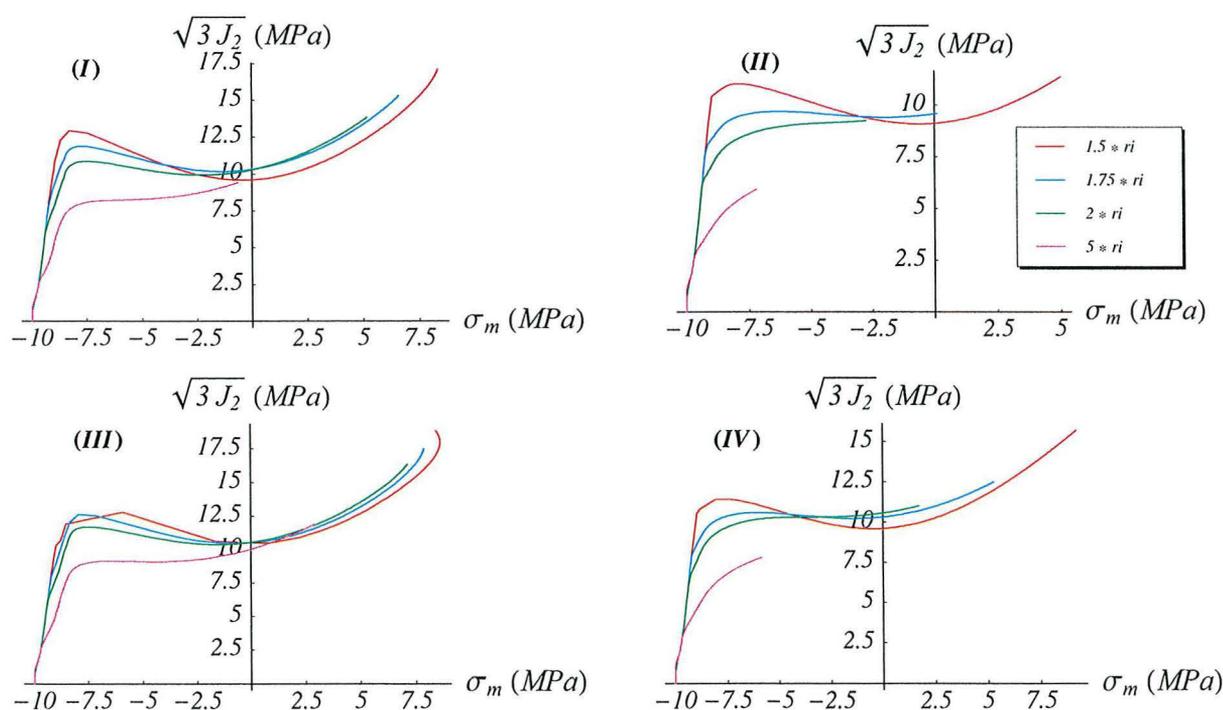


Figure 3.20 Chemin de contraintes dans l'espace $(\sigma_m - q)$.

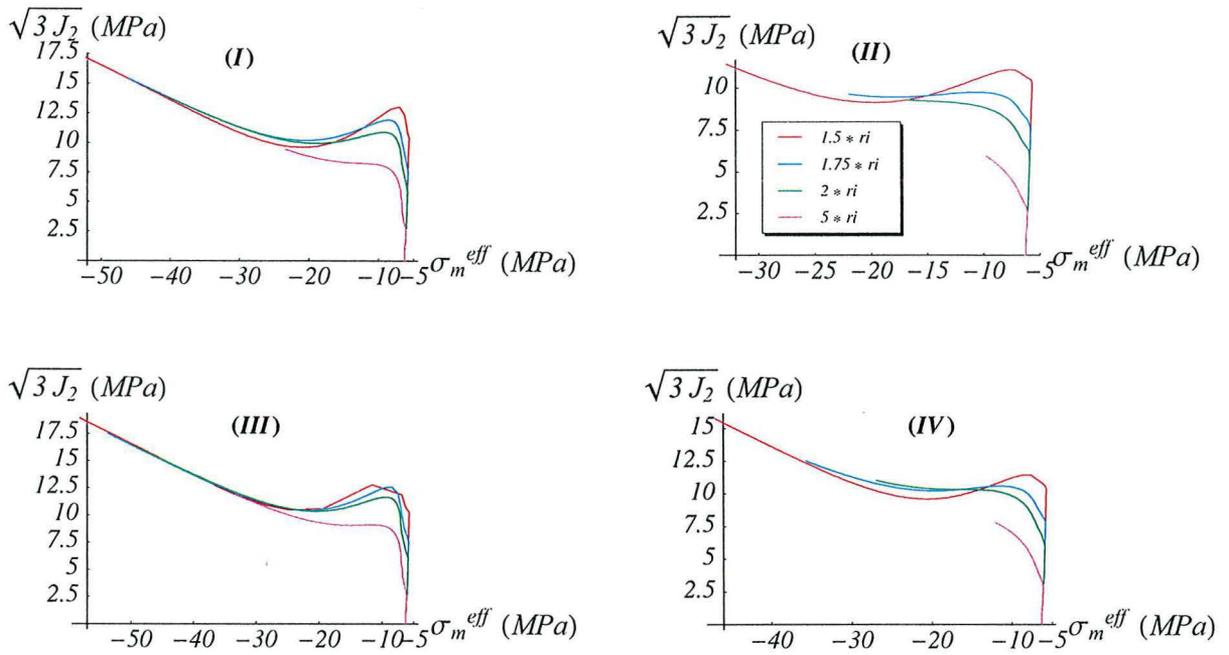


Figure 3.21 Chemin de contraintes dans l'espace $(\sigma_m^{\text{eff}} - q)$.

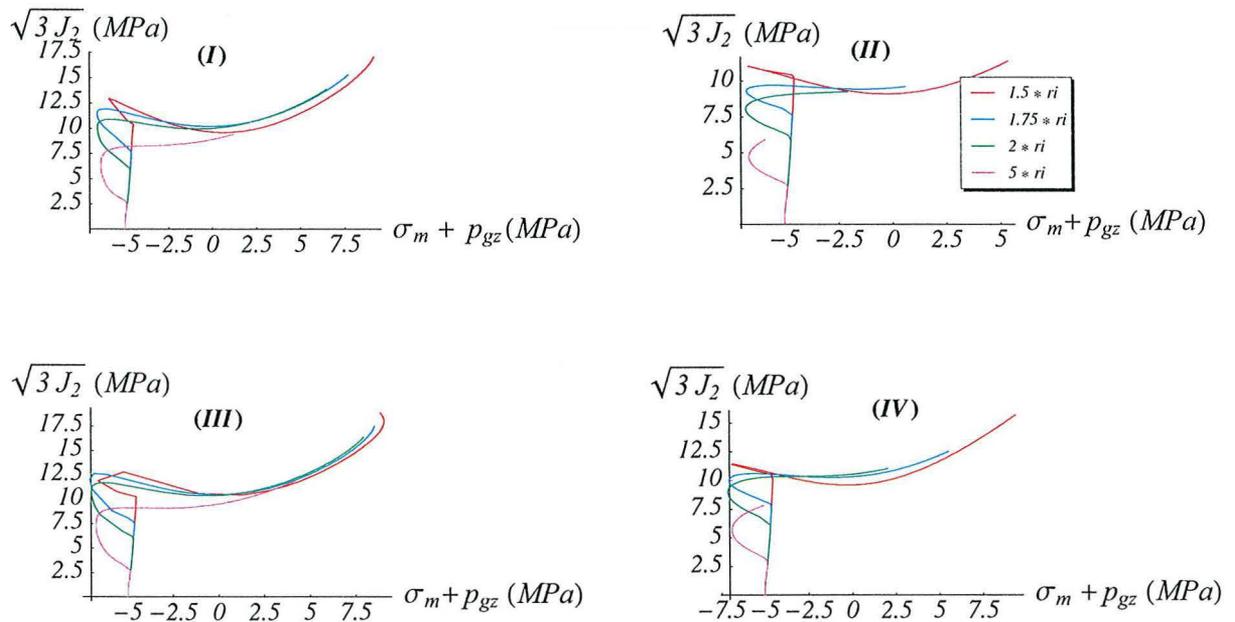


Figure 3.22 Chemin de contraintes dans l'espace $(\sigma_m^* - q)$.

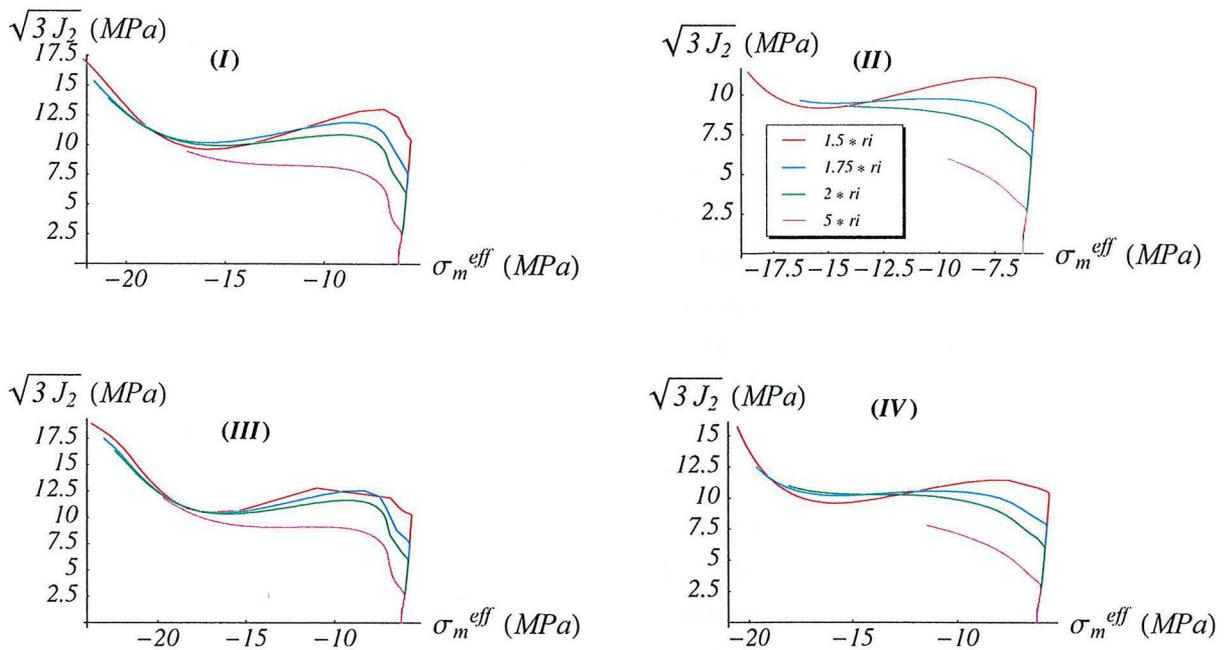


Figure 3.23 Chemin de contraintes dans l'espace ($\sigma_m^{eff} - q$) avec la contrainte effective de Bishop.

On notera que les travaux portant sur l'homogénéisation des relations entre la description microscopique et la description macroscopique du comportement des matériaux non saturés, travaux réalisés notamment par Chateau et Dormieux ([CHAT95], [CHAT97], [CHAT98a], [CHAT98b], [CHAT99]), montrent en particulier que l'expression de la contrainte effective donnée par l'équation (3.29) permet notamment de prendre en compte les effets de tension d'interface (et donc des énergies d'interface) entre les différents constituants du milieu poreux. A l'inverse, les auteurs montrent que l'expression de la contrainte effective de Bishop n'est valable que si on néglige la contribution de la tension de surface dans le tenseur des contraintes.

3.6 - CONCLUSIONS

Afin de prendre en compte les déformations irréversibles dans la modélisation du problème de ventilation d'une galerie profonde, on a pris en compte un modèle de type Dücker-Prager généralisé, principalement adapté pour la description du comportement déviatorique de la roche. On pourra considérer que, à la vue des fortes contraintes déviatoriques engendrées par la phase de creusement et la phase de ventilation, les résultats présentés ici peuvent être considérés comme satisfaisants. De plus, si on considère le peu de données expérimentales concernant le comportement hydromécanique de l'argilite et les difficultés évidentes quant à leur mesure (contrôle des pressions interstitielles et de l'état de saturation au cours des essais par exemple), le modèle utilisé présente l'avantage d'utiliser des paramètres dont la détermination expérimentale semble relativement plus aisée. On a ici ajusté les paramètres sur des essais triaxiaux déviatoriques supposés effectués en conditions *pseudo-non-drainées* (la justification de cette démarche nécessiterait la connaissance de l'évolution de la pression de pore durant les essais).

Il est cependant clair que la description du comportement volumique de la roche lors des évolutions non saturées nécessiterait l'utilisation de modèles de comportement plus complexes (comme ceux évoqués dans ce chapitre), prenant directement en compte l'influence de la pression capillaire sur le comportement mécanique du matériau, notamment en intégrant des notions d'écrouissage du seuil de plasticité avec la pression capillaire. On a cependant souligné que la formulation en contrainte effective élastique de la fonction de charge et de la règle d'écoulement plastique permettait de traduire de façon indirecte un effet positif du séchage sur le comportement mécanique.

**Conclusions &
Perspectives**

Le travail présenté dans ce mémoire s'inscrit dans la thématique de recherche portant sur la description des milieux poreux, et en particulier dans le cadre des évolutions dans le domaine non saturé. Ces recherches sont d'un intérêt évident dans de nombreux domaines d'application, et plus particulièrement dans le Génie Civil et la Géomécanique pour lesquels la plupart des matériaux constitutifs sont considérés comme poreux.

Par leur structure intrinsèque (leurs différents constituants et la façon dont ils sont arrangés), les milieux poreux, et plus précisément les géomatériaux, naturels (roches, sols) et artificiels (bétons), sont le siège d'évolutions couplées. C'est plus particulièrement le cas pour les milieux poreux non saturés, où la coexistence des trois phases (solide, liquide et gaz) augmente le niveau de complexité dans la description des couplages et des évolutions du matériau, lorsque celui-ci est soumis à des sollicitations d'origine multiple (mécaniques, thermiques, hydriques, chimiques etc.).

La problématique réside donc dans la description du comportement couplé du matériau et on s'est plus spécifiquement intéressé à la description des couplages hydromécaniques. Les travaux ont notamment porté sur le développement de modèle de comportement permettant, d'une part de traduire les échanges de fluides au sein des milieux poreux, et d'autre part de traduire les évolutions mécaniques du matériau. Dans cette optique, en utilisant les travaux existants et en se basant sur le formalisme de la thermodynamique des milieux poreux ([COU91]), trois modèles couplés ont été décrits et appliqués, permettant de traduire à l'échelle macroscopique les évolutions de la roche, du sol ou du béton. Dans un premier temps, on a présenté un modèle poroélastique décrivant les évolutions réversibles du matériaux. Les deux autres modèles décrits prennent en compte les aspects irréversibles identifiés pour les géomatériaux, à savoir : l'endommagement et la plasticité.

L'application traitée est le problème de galerie ventilée, pour lequel la description de la réponse, tant hydrique que mécanique, du massif rocheux en périphérie de la cavité est primordiale. Ce travail trouve un intérêt tout particulier dans le contexte du stockage de déchets radioactifs en formation géologique profonde, pour lequel la détermination du degré de sollicitation subie par la roche hôte lors de la phase 1 (creusement et ventilation), et donc l'altération de ses capacités de confinement, est fondamentale.

Tant du point de vue de la cinétique, c'est à dire de la propagation des phénomènes couplés (évolution des pressions interstitielles, de l'état de saturation etc.) induis par la sollicitation en paroi de la galerie, que d'un point de vue mécanique, c'est à dire les contraintes subies par la roche et les déformations qu'elles peuvent induire, la disparité des résultats montre la nécessité de caractériser au mieux le comportement hydromécanique des roches concernées (l'argilite de l'Est dans le cas de l'URL français). Cependant, tous les résultats "convergent" vers l'importance considérable (comparée aux capacités de la roche déterminées en laboratoire) des couplages induits par l'excavation et le séchage du massif rocheux du fait de la ventilation de la galerie.

Comme il l'a été mentionné à de nombreuses reprises dans ce mémoire, ces travaux sont en partie

prospectifs du fait du manque de connaissance concernant les évolutions hydromécaniques, particulièrement en non saturé, des matériaux considérés (roches argileuses). De nombreuses hypothèses nécessitent de trouver des justifications expérimentales.

On notera que les différents modèles présentés ne présentent pas de degré de complexité élevé ce qui peut permettre de penser que les paramètres qu'ils utilisent seront mesurés dans un futur proche. De plus, s'il est évident que la description des roches et des sols est éminemment délicate et nécessite d'utiliser des descriptions fines (description tensorielle, étude de la microstructure etc.), on notera que les modèles utilisés donnent des résultats surestimant les modifications subies par la roche, les plaçant ainsi du côté de la sécurité, ce qui, vis-à-vis du problème de stockage, est primordial.

On peut distinguer trois perspectives essentielles concernant le travail présenté :

- La détermination expérimentale des paramètres couplés pour les matériaux raides tels que les roches argileuses ou les bétons, et plus particulièrement, les paramètres intervenant dans le transfert des fluides (perméabilité intrinsèque, perméabilité relatives). On notera également la nécessité de déterminer l'évolution de ces paramètres avec l'endommagement et leur anisotropie.

- La prise en compte des approches d'homogénéisation entre la description des phénomènes à l'échelle microscopique et celle à l'échelle macroscopique, permettant notamment de justifier des paramètres macroscopiques indéterminés.

- La prise en compte de modèles de comportement plus complexes permettant en particulier de traduire les réponses hydrostatiques du matériau lors de chargements hydriques (pore collapse, hystérésis hydrique). Il semble également important de prendre en compte l'anisotropie pour la modélisation des roches.

**Références
bibliographiques**

- [ALO90] ALONSO E. E., GENS A., JOSA A. (1990) - *A constitutive model for partially saturated soils*, Géotechnique 40, n°3, pp. 405-430.
- [ALO98] ALONSO E. E., GENS A. & VAUNAT J. (1998) - *Yield and irreversible behaviour in expansive soils*, Proceedings of the 4th International Workshop on Key Issues in Waste Isolation Research, Barcelona..
- [AND01] AURIAULT J. L. & LEWANDOWSKA J. (2001) - *Upscaling: Cell Symmetries and Scale Separation*, Transport in Porous Media 43, Kluwer Academic Publishers, pp. 473 - 485.
- [AUR01] ANDRA (2001) - *Etude pour la faisabilité des stockages de déchets radioactifs*, Actes des journées scientifiques ANDRA, Nancy, les 7, 8 et 9 Décembre 1999, EDP Sciences.
- [BAR96] BARY B. (1996) - *Etude du couplage Hydraulique-Mécanique dans le béton endommagé*, Thèse, Ecole Normale Supérieure de Cachan.
- [BER88] BEREST P. & VOUILLE G. (1988) - *Notions de base de la thermomécanique*, La thermomécanique des roches, Manuels & Méthodes, Editions du BRGM, Vol.16, pp. 68-101.
- [BIS63] BISHOP A. W. & BLIGHT G. E. (1963) - *Some aspects of effective stress in saturated and partly saturated soils*, Géotechnique n°13, pp. 177-197.
- [BLA00] BLAISONNEAU A. & GIRAUD A. (2000) - *Modèle poro-élastique non linéaire : application au problème de ventilation d'une galerie profonde*, Rapport scientifique LG.AB.EDF.PSI.RPRE.00.00356.A, LaEGO-ENSG.
- [BLA01] BLAISONNEAU A., GIRAUD A., HOMAND F. (2001) - *Modélisations poro-elasto-endommageables en milieux partiellement saturés : application au retrait de dessiccation*, XV^{ème} Congrès Français de Mécanique, Nancy, 3 - 7 Septembre 2001, Article n°484.
- [BOUR01] BOURGEOIS F., BURLION N., SHAO J. F. (2001) - *Endommagement et séchage du béton : apport de la mécanique des milieux partiellement saturés*, XV^{ème} Congrès Français de Mécanique, Nancy, 3 - 7 Septembre 2001, Article n°407.

- [BOU95a] BOUTECA M. & SARDA J.P. (1995) - *Elements of thermoporoelasticity*, Mechanics of Porous Media, Charlez (ed.), Chp.2, pp21-30, Balkema ISBN 90 54 10 628 X.
- [BOU95b] BOUTECA M. & SARDA J.P. (1995) - *Experimental measurements of thermo-poroelastic coefficients*, Mechanics of Porous Media, Charlez (ed.), Chp.3, pp. 31-42, Balkema ISBN 90 54 10 628 X.
- [BOU99] BOUTECA M., SARDA J.P., VINCKE O., LONGUEMARRE P., BEMER E. (1999) - *Reflexions sur l'origine de l'évolution du coefficient de Biot des argilites au cours d'un chargement mécanique*, proceedings des journées scientifiques de l'ANDRA de 1999, Nancy.
- [BRU62] BRUHAT G. (1962) - *Cours de physique générale - Thermodynamique*, 5^e ed., Editions Masson & cie
- [CAR98] CARMELIET J. (1998) - *Influence of microcracking on the poromechanical coupling in quasi-brittle nonsaturated porous media*, IUTAM 99.
- [CAR99] CARMELIET J. (1999) - *On the poro-visco-elastic and damage coupling in nonsaturated porous media*, Poromechanics, Thimus et al. (eds), Balkema, pp. 41-46.
- [CAR59] CARSLAW H.S. & JAEGER J.C. (1959) - *Conduction of heat in solids*, page 332, Clarendon Press-Oxford, 2nd Ed.
- [CAT99] CATHELINÉAU M., MOSSER-RUCK R. & CHARPENTIER D. (1999) - *Interactions fluides/argilites en conditions de stockage profond de déchets nucléaires. Intérêt du couplage expérimentation/modélisation dans la compréhension des mécanismes de transformation des argiles et la prédiction à long terme du comportement de la barrière argileuse*, Actes des journées scientifiques ANDRA, Nancy, Décembre 1999, EDP Sciences, pp. 305-341.
- [CHA95] CHARLEZ P. (1995) - *Mechanics of Porous Media*, Balkema ISBN 90 54 10 628 X.
- [CHAT95] CHATEAU X. & DORMIEUX L. (1995) - *Homogénéisation d'un milieu poreux non saturé : lemme de Hill et applications*, C.R. Académie des Sciences, Paris, t.320, série II b, pp. 627-634.

- [CHAT97] CHATEAU X. & DORMIEUX L. (1997) - *Application de l'homogénéisation à l'étude du comportement d'un milieu poreux non saturé*, Actes du 13^o Congrès Français de Mécanique, vol. 2, Poitiers, Futuroscope, 5 Septembre 1997, pp. 381-384.
- [CHAT98a] CHATEAU X. & DORMIEUX L. (1998) - *Comportement élastique d'un milieu poreux non saturé par homogénéisation*, Ouvrages, géomatériaux et interactions - comportement multi-échelles, Edité par C. Petit, G. Pijaudier-Cabot et J. M. Reynouard, Hermès, pp. 337-352.
- [CHAT98b] CHATEAU X. & DORMIEUX L. (1998) - *Approche micromécanique du comportement d'un milieu poreux non saturé*, C.R. Académie des Sciences, Paris, t.326, série II, pp. 533-538.
- [CHAT99] CHATEAU X. & DORMIEUX L. (1999) - *Approche micromécanique du comportement d'un milieu poreux non saturé*, 14^o Congrès Français de Mécanique, Toulouse, référence article n°178.
- [CHIA99] CHIARELLI A.S., SHAO J.F., HOTEIT N. (1999) - *Un modèle élastoplastique couplé à l'endommagement pour roches argileuses*, 14^e Congrès Français de Mécanique, Toulouse 99.
- [CHIA00a] CHIARELLI A.S. (2000) - *Etude expérimentale et modélisation du comportement mécanique de l'argilite de l'Est, Influence de la profondeur et de la teneur en eau*, Thèse, Université des Sciences et Technologies de Lille.
- [CHIA00b] CHIARELLI A.S. & SHAO J.F. (2000) - *Modélisation élastoplastique couplée à l'endommagement anisotrope induit pour les argilites*, Revue française de génie civil, Volume 1, n°1/2000, pp. 1-16.
- [COU91] COUSSY O. (1991) - *Mécanique des milieux poreux*, Editions Technip, Paris.
- [COU95a] COUSSY O. (1995) - *Mechanics of porous continua*, Ed. Wiley.
- [COU95b] COUSSY O. & DANGLA P. (1995) - *The thermomechanics of porous media considered as open continuous media*, Mechanics of Porous Media, Charlez (ed.), Chp.1, pp. 1-20, Balkema ISBN 90 54 10 628 X.

- [COU95c] COUSSY O. & LASSABATERE T. (1995) - *Mechanical behaviour of partially saturated porous media -Modélisation of dessication shrinkage*, Mechanics of Porous Media, Charlez (ed.), Chp.14, pp. 245-264, Balkema ISBN 90 54 10 628 X.
- [DAN97] DANGLA P., MALINSKY L., COUSSY O. (1997) - *Plasticity and imbibition-drainage curves for unsaturated soils : A unified approach*, Numerical models in geomechanics, NUMOG VI, Pietruszczak et al. (editors), pp 141-146, Balkema.
- [DAN98] DANGLA P. & COUSSY O. (1998) - *Non linear poroelasticity for unsaturated porous materials: An energy approach*, Poromechanics, Thimus et al. (eds), Balkema, pp. 59-64.
- [DAN99] DANGLA P., COUSSY O., OLCCHITZKY E., IMBERT C. (1999) - *Non linear thermomechanical couplings in unsaturated clay barriers*, IUTAM 99.
- [DAU97] DAUPLEY X. (1997) - *Etude du potentiel de l'eau interstitielle d'une roche argileuse et des relations entre ses propriétés hydriques et mécaniques*, Thèse ENSMP.
- [DAV79] DAVIES B. & MARTIN B. (1979) - *Numerical Inversion of the Laplace Transform: a Survey and Comparison of methods*, Journal of Computational Physics, 33, pp. 1-32.
- [DES77] DESAI C. S. & CHRISTIAN J. T. (1977) - *Numerical Methods in Geotechnical Engineering*, Edited by Chandrakant S. Desai and John T. Christian, Mc Graw-Hill International Book Company.
- [DOR00] DORMIEUX L. & LEMARCHAND E. (2000) - *Modélisation macroscopique du transport diffusif: Apport des méthodes de changement d'échelle d'espace*, Oil and Gas Science and Technology - revue de l'IFP, vol. (55), n°1, pp. 15-34.
- [ESC99] ESCOFFIER S. (1999) - *Mesure de la perméabilité et du coefficient de Biot. Développement d'un appareil de mesure et application aux argilites de l'Est*, rapport ANDRA D RP .ENG99 . 020/A.
- [FAU91] FAUCHET B. (1991) - *Analyse poroplastique des barrages en béton et de leurs fondations. Rôle de la pression interstitielle*, Thèse de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées.

- [GAW99] GAWIN D., MAJORANA C. E., SCHREFFLER B.A. (1999) - *Numerical analysis of hygro-thermal behaviour and damage of concrete at high temperature*, Mechanics of Cohesive-Frictional Materials, 4, John Wiley & Sons, Ltd, pp. 37-74.
- [GEN95a] GENS A., JOUANNA P., SCHREFFLER B.A. (1995)- *Modern issues in non-saturated soils*, CISM courses and lectures n°357, Ed. Springer-Verlag.
- [GEN95b] GENS A. (1995) - *Constitutive laws*, Modern issues in non-saturated soils, CISM courses and lectures n°357, Ed. Springer-Verlag.
- [GEN99] GENS A. & OLIVELLA S. (1995)- *Thermo-hydro-mechanical behaviour of clay-based barriers*, Actes des journées scientifiques ANDRA, Nancy, Décembre 1999, EDP Sciences, pp. 352-378.
- [GEN01] GENS A. & OLIVELLA S. (2001)- *Clay barriers in radioactive waste disposal*, Environmental Geomechanics, Revue française de génie civil, vol. 5 - n°6/2001, Ed. R. Charlier & A. Gens, pp. 845-856.
- [GEN95a] GENS A., JOUANNA P., SCHREFFLER B.A. (1995)- *Modern issues in non-saturated soils*, CISM courses and lectures n°357, Ed. Springer-Verlag.
- [GEI99] GEISER F. (1999) - *Comportement mécanique d'un limon non saturé, étude expérimentale et modélisation constitutive*, Thèse n°1942, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.
- [GIR93] GIRAUD A. (1993) - *Couplages Thermo-Hydro-Mécaniques dans les Milieux Poreux Peu Perméables : Application aux Argiles Profondes*, Thèse, Ecole Nationale des Ponts & Chaussées.
- [GIR98a] GIRAUD A. (1998) - *Adaptation du modèle poroélastique non linéaire de Lassabatere-Coussy à la modélisation milieu poreux non saturé avec une seule pression du code_ASTER*, LAEGO-ENSG, EDF rapport RS 5/98.
- [GIR98b] GIRAUD A., SHAO J.F., ATA N. (1998) - *Induced damage modelling of unsaturated drying deformable materials*, Numerical models in geomechanics, NUMOG VII, Pande et al. (editors), pp 263-268, Balkema.

- [GIR99] GIRAUD A., SOULEY M., THOUVENIN G., BLAISONNEAU A. (1999) - *Validation de logiciels couplés THM en milieux partiellement saturés : application au retrait de dessiccation*. Mini-Symposium AUGC-AFGC « Quels(s) système(s) qualité pour la modélisation par éléments finis? », Poitiers, 6-7 Mai 1999.
- [GIR00a] GIRAUD A. & BLAISONNEAU A. (2000) - *Couplages dessiccation-endommagement: application à la ventilation d'une galerie et réflexions sur les couplages hydro-mécaniques*, Rapport scientifique LG.AG.EDF.PSI.RPRE. 00.00445.A, LaEGO-ENSG.
- [GIR00b] GIRAUD A., HOMAND F. & LABIOUSE V. (2000) - *Explicit solutions for the undrained contraction of hollow cylinders and spheres in porous elastoplastic medium*, Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech., 00, accepté.
- [GRA96] GRANGER L. (1996) - *Comportement différé du béton dans les enceintes de centrales nucléaires. Analyse et modélisation*, Série Ouvrages d'Art - OA21, Laboratoire Central des Ponts et Chaussées.
- [GRG99] GRGIC D. & HOMAND F. (1999) - *Etude expérimentale du comportement hydro-mécanique du minerai de fer de la couche grise (sondages de Joeuf)*, rapport GISOS RS 10/99.
- [HOM98a] HOMAND F. (1998) - *Mesures thermiques sur le site de l'Est*, rapport ANDRA B RP 0.ENG 98.009/A.
- [HOM98b] HOMAND-ETIENNE F., HOXHA D., SHAO J.F. (1998) - *A continuum damage constitutive law for brittle rocks*, Computers and geotechnics, Vol. 22, No. 2, pp. 135-151, Elsevier Science Ltd.
- [HOX98] HOXHA D. (1998) - *Modélisation de l'endommagement des massifs rocheux*, Thèse, Institut National Polytechnique de Lorraine.
- [LAL01] LALOUIL., GEISER F. & VUILLET L. (1999) - *Constitutive modelling of unsaturated soils*, Revue française de génie civil, vol. 5 - n°6/2001, Ed. R. Charlier & A. Gens, pp. 797-807.
- [LAS94] LASSABATERE T. (1994) - *Couplages hydromécaniques en milieu poreux non saturé avec changement de phase: application au retrait de dessiccation*, thèse ENPC.

- [LEM85] LEMAITRE J. & CHABOCHE J.L. (1985) - *Mécanique des matériaux solides*, Ed. Dunod.
- [LEM92] LEMAITRE J. (1992) - *Course of damage mechanics*, Springer-Verlag, Berlin.
- [LI00] LI X.-L. (2000) - *Comportement hydromécanique des sols fins : de l'état saturé à l'état non saturé*, Thèse, Université de Liège.
- [MAI99a] MAINGUY M. (1999) - *Modèles de diffusion non-linéaires en milieux poreux. Application à la dissolution et au séchage des matériaux cimentaires*, thèse ENPC.
- [MAI99b] MAINGUY M., COUSSY O., EYMARD R. (1999) - *Modélisation des transferts hydriques isothermes en milieux poreux. Application au séchage des matériaux à base de ciment*, série Ouvrages d'art - OA32, Laboratoire Central des Ponts et Chaussées.
- [MAR81] MARIGO J. C. (1981) - *Formulation d'une loi d'endommagement d'un matériau élastique*, Comptes rendus de l'Académie des Sciences Paris, t. 292, pp. 1309-1312.
- [MOY87] MOYNE C. (1987) - *Transferts couplés Chaleur-Masse lors du séchage : prise en compte du mouvement du gaz*, Thèse INPL, Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique Appliquée.
- [OLC98] OLCHITZKY E., DANGLA P., LASSABATERE T., DIDRY O., MALINSKY L. (1998) - *Towards the evaluation of thermo-hydro-mechanical parameters in unsaturated clay barriers*, Proceedings of the 4th International Workshop on Key Issues in Waste Isolation Research, Barcelona.
- [OLT95] OLTEAN C. (1995) - *Comportement du déplacement d'un front d'eau douce/eau salée en milieu poreux saturé : modélisation physique et numérique*, Thèse INPL-ENSG.
- [PIE83] PIESENS R., DE DONCKER-KAPENGA E., UBERHUBER C.W., KAHANER D.K. (1983) - *Quadpack : a subroutine package for automatic integration*, Ed. Springer-Verlag.

- [SHAO95] SHAO J.F. (1995) - *Numerical solutions of non-linear problems related to thermal convection and poroplasticity*, Mechanics of Porous Media, Charlez (ed.), Chp.10, pp. 157-176, Balkema ISBN 90 54 10 628 X.
- [SHAO98a] SHAO J.F., GIRAUD A., ATA N., SOUKUP D. (1998) - *Modelling elastic damage in unsaturated porous rock*, Proceedings of the 4th International Workshop on Key Issues in Waste Isolation Research, Barcelona.
- [SHAO98b] SHAO J.F. (1998) - *Poroelastic behaviour of brittle rock materials with anisotropic damage*, Mechanics of Materials 30, Elsevier Science Ltd., pp. 41-53.
- [SCH95] SCHREFLER B.A. & SIMONI L. (1995) - *Numerical Solution of Thermo-Hydro-Mechanical Problems*, Modern issues in non-saturated soils, CISM courses and lectures No.357, Edited by Gens A., Jouanna P. Schrefler B.A., Springer-Verlag, pp. 213-275.
- [SCH97] SCHREFLER B. & SECCHI S. (1997) - *Numerical Solution For Isothermal Consolidation*, "Some selected topics on Advanced Mechanics in Porous Materials" An outline of Summer School 1997, Politechnika Gdanska & Institut National Polytechnique de Grenoble, Editors Auriault J.L., Darve F., Dembicki E., Sikora Z., pp. 200-218.
- [SIM01] SIMONI L. & SCHREFLER B.A. (2001) - *Parameter identification for a suction-dependent plasticity model*, International Journal for numerical and analytical methods in geomechanics, 2001 ; 25, pp. 273-288.
- [TAL79] TALBOT A. (1979) - *The accurate numerical inversion of Laplace transforms*, J. Inst. Maths. Applics., 23, pp. 97-120.
- [THO98a] THOUVENIN G. & GIRAUD A. (1998) - *Modélisation linéaire et non linéaire de la ressaturation isotherme de la barrière ouvragée: prise en compte de l'influence du massif*, LAEGO-ENSG, EDF rapport RS 2/98.
- [THO98b] THOUVENIN G. & GIRAUD A. (1998) - *Modèle couplé THM en milieux poreux partiellement saturés: application à la dessaturation d'une galerie profonde et à un mur multicouche*, LAEGO-ENSG, EDF rapport RS 14/98.

- [THO99] THOUVENIN G. (1999) - *Modélisations couplées thermo-hydro-mécaniques en milieux poreux partiellement saturés : solutions linéaires et non linéaires*, thèse INPL-ENSG.
- [THO01] THOUVENIN G., GIRAUD A. & HOMAND F. (2001) - *Linear coupled analysis of desiccation shrinkage in a double-layer partially saturated medium: semi-explicit solutions*, Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech., 25, pp. 1027-1044.
- [ULM96] ULM F.J. (1996) - *Un modèle d'endommagement plastique : application aux bétons de structure*, Etudes et recherches des laboratoires des ponts et chaussées, série Ouvrages d'art - OA19, LCPC.
- [VOU01] VOUILLE G., TIJANI M. & MIEHE B. (2001) - *MODEX-REP. Technical Note - Hydromechanical theoretical problem : drainage of an infinite medium by a cylindrical hole*, participant n°9, Ecole des Mines de Paris, CGES, 08 Février 2001.

Annexe A
**Détails de la résolution semi-
explicite pour le modèle de
dessaturation bi-matériaux**

A.1 - Linéarisation des coefficients du système d'équation

Le point de départ de la résolution est le système d'équations de champ décrit au paragraphe 1.2.3.5 :

$$C_{lqlq} \frac{\partial p_{lq}}{\partial t} + C_{lqgz} \frac{\partial p_{gz}}{\partial t} + C_{lqu} \frac{\partial \epsilon_v}{\partial t} = \text{div}[K_{lqlq} \underline{\text{grad}} p_{lq}] + \text{div}[K_{lqgz} \underline{\text{grad}} p_{gz}] \quad (\text{A.1})$$

$$C_{gzlq} \frac{\partial p_{lq}}{\partial t} + C_{gzgz} \frac{\partial p_{gz}}{\partial t} + C_{gzu} \frac{\partial \epsilon_v}{\partial t} = \text{div}[K_{gzlq} \underline{\text{grad}} p_{lq}] + \text{div}[K_{gzgz} \underline{\text{grad}} p_{gz}] \quad (\text{A.2})$$

$$C_{uu} \underline{\text{grad}} \epsilon_v - \underline{\text{grad}}(C_{ulq} p_{lq}) - \underline{\text{grad}}(C_{ugz} p_{gz}) - G \text{rot}(\text{rot}(\xi)) = 0 \quad (\text{A.3})$$

La première étape de la résolution consiste à linéariser ce système, et plus particulièrement les coefficients C_{ij} et K_{ij} . Pour cela, suivant la méthode de linéarisation choisie, on remplace les non linéarités par des valeurs de référence ; la saturation en liquide et sa pente en fonction de la pression capillaire sont par exemple remplacées par une saturation et une pente de l'isotherme de sorption de référence :

$$S_{lq}(p_{cp}) \longrightarrow S_{lq}^{\text{ref}} = \text{constante} \quad \text{et} \quad \frac{dS_{lq}(p_{cp})}{dp_{cp}} \longrightarrow \left(\frac{dS_{lq}(p_{cp})}{dp_{cp}} \right)^{\text{ref}} = \text{constante} \quad (\text{A.4})$$

Les coefficients C_{ij} et K_{ij} ainsi modifiés sont des constantes et on peut reexprimer le système d'équation de la façon suivante :

$$\begin{pmatrix} C_{lqu} & C_{lqlq} & C_{lqgz} \\ C_{gzu} & C_{gzlq} & C_{gzgz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial \epsilon_v}{\partial t} \\ \frac{\partial p_{lq}}{\partial t} \\ \frac{\partial p_{gz}}{\partial t} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} K_{lqlq} & K_{lqgz} \\ K_{gzlq} & K_{gzgz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta p_{lq} \\ \Delta p_{gz} \end{pmatrix} \quad (\text{A.5})$$

et

$$C_{uu} \epsilon_v - C_{ulq} (p_{lq} - p_{lq}^0) - C_{ugz} (p_{gz} - p_{gz}^0) = A(t) \quad (\text{A.6})$$

$A(t)$ étant la fonction du temps issue de l'intégration de l'équation d'équilibre mécanique.

Dans cette étude, comme nous avons considéré un modèle bi-matériaux, deux systèmes d'équations interviennent (un pour chaque matériau) et donc il faut préalablement calculer un jeu de coefficients C_{ij} et K_{ij} pour chaque matériau.

A.2 - Résolution explicite du problème dans le domaine des transformées de Laplace

L'équation d'équilibre mécanique (équation A.6) permet d'éliminer ϵ_y :

$$\frac{\partial \epsilon_y}{\partial t} = \frac{1}{C_{uu}} \left(\frac{\partial A(t)}{\partial t} + C_{ulq} \frac{\partial p_{lq}}{\partial t} + C_{ugz} \frac{\partial p_{gz}}{\partial t} \right) \quad (\text{A.7})$$

En incluant l'équation A.7 dans le système A.5 :

$$\begin{pmatrix} \frac{C_{lqlq} C_{uu} + C_{lqu} C_{ulq}}{C_{uu}} & \frac{C_{lqgz} C_{uu} + C_{lqu} C_{ugz}}{C_{uu}} \\ \frac{C_{gzlq} C_{uu} + C_{gzu} C_{ulq}}{C_{uu}} & \frac{C_{gzgz} C_{uu} + C_{gzu} C_{ugz}}{C_{uu}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial p_{lq}}{\partial t} \\ \frac{\partial p_{gz}}{\partial t} \end{pmatrix} =$$

$$\begin{pmatrix} K_{lqlq} & K_{lqgz} \\ K_{gzlq} & K_{gzgz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta p_{lq} \\ \Delta p_{gz} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{-C_{lqu}}{C_{uu}} \\ \frac{-C_{gzu}}{C_{uu}} \end{pmatrix} \cdot \frac{\partial A(t)}{\partial t} \quad (\text{A.8})$$

On pose :

$$\underline{\underline{A}} = \begin{pmatrix} \frac{C_{gzgz} C_{uu} - C_{gzu} C_{ugz}}{C_{uu}} & \frac{C_{gzlq} C_{uu} - C_{gzu} C_{ulq}}{C_{uu}} \\ \frac{C_{lqgz} C_{uu} - C_{lqu} C_{ugz}}{C_{uu}} & \frac{C_{lqlq} C_{uu} - C_{lqu} C_{ulq}}{C_{uu}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{1,gz} & a_{1,lq} \\ a_{2,gz} & a_{2,lq} \end{pmatrix}$$

$$\underline{\underline{B}} = \begin{pmatrix} K_{gzgz} & K_{gzlq} \\ K_{lqgz} & K_{lqlq} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} b_{1,gz} & b_{1,lq} \\ b_{2,gz} & b_{2,lq} \end{pmatrix} \quad (\text{A.9})$$

$$\underline{\underline{X}} = \begin{pmatrix} \frac{-C_{gzu}}{C_{uu}} \\ \frac{-C_{lqu}}{C_{uu}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{1,a} \\ a_{2,a} \end{pmatrix}$$

D'où :

$$\underline{\underline{A}} \cdot \begin{pmatrix} \frac{\partial p_{gz}}{\partial t} \\ \frac{\partial p_{lq}}{\partial t} \end{pmatrix} = \underline{\underline{B}} \cdot \begin{pmatrix} \Delta p_{gz} \\ \Delta p_{lq} \end{pmatrix} + \underline{\underline{X}} \cdot \frac{\partial A(t)}{\partial t} \quad (\text{A.10})$$

On va simplifier ce système :

$$\text{Det} = \text{Det}(\underline{\underline{A}}) = a_{1,gz} a_{2,lq} - a_{2,gz} a_{1,lq} \quad (\text{A.11})$$

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial p_{gz}}{\partial t} \\ \frac{\partial p_{lq}}{\partial t} \end{pmatrix} = \underline{\underline{A}}^{-1} \cdot \underline{\underline{B}} \cdot \begin{pmatrix} \Delta p_{gz} \\ \Delta p_{lq} \end{pmatrix} + \underline{\underline{A}}^{-1} \cdot \underline{\underline{X}} \cdot \frac{\partial A(t)}{\partial t} \quad (\text{A.12})$$

On pose :

$$\underline{C} = \underline{A}^{-1} \cdot \underline{B} = \frac{1}{\text{Det}} \begin{pmatrix} a_{2,lq} b_{1,gz} - a_{1,lq} b_{2,gz} & a_{2,lq} b_{1,lq} - a_{1,lq} b_{2,lq} \\ a_{1,gz} b_{2,gz} - a_{2,gz} b_{1,gz} & a_{1,gz} b_{2,lq} - a_{2,gz} b_{1,lq} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_a & C_b \\ C_c & C_d \end{pmatrix} \quad (\text{A.13})$$

$$\underline{A}^{-1} \cdot \underline{X} = \frac{1}{\text{Det}} \begin{pmatrix} a_{2,lq} a_{1,a} - a_{1,lq} a_{2,a} \\ a_{1,gz} a_{2,a} - a_{2,gz} a_{1,a} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} X_{gz} \\ X_{lq} \end{pmatrix}$$

C'est à ce stade là que l'on procède au passage du système dans le domaine des transformées de Laplace (désigné par un $\bar{\quad}$ au dessus du nom de la fonction) :

$$\begin{pmatrix} \overline{p_{gz}} \\ \overline{p_{lq}} \end{pmatrix} = \frac{1}{s} \underline{C} \cdot \begin{pmatrix} \Delta \overline{p_{gz}} \\ \Delta \overline{p_{lq}} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} X_{gz} \\ X_{lq} \end{pmatrix} \bar{A} + \frac{1}{s} \begin{pmatrix} p_{gz}^0 - X_{gz} A(t=0) \\ p_{lq}^0 - X_{lq} A(t=0) \end{pmatrix} \quad (\text{A.14})$$

L'indice 0 indique l'état initial du problème ou, dans le cas où on prend en compte le creusement de la galerie, l'état instantané juste après le creusement.

La constante d'intégration $A(t)$ est égale à 0 pour $t = 0$ pour satisfaire l'équation A.6.

On effectue le changement de variable suivant :

$$\begin{cases} p_{gz}' = p_{gz} - X_{gz} A(t) \\ p_{lq}' = p_{lq} - X_{lq} A(t) \end{cases} \quad (\text{A.15})$$

Ainsi en tenant compte que $\Delta A(t) = 0$, car la constante d'intégration de l'équation de Navier n'est fonction que de t :

$$\begin{pmatrix} \overline{p_{gz}'} \\ \overline{p_{lq}'} \end{pmatrix} = \frac{1}{s} \underline{C} \cdot \begin{pmatrix} \Delta \overline{p_{gz}'} \\ \Delta \overline{p_{lq}'} \end{pmatrix} + \frac{1}{s} \begin{pmatrix} p_{gz}^0 \\ p_{lq}^0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.16})$$

La matrice \underline{C} est diagonalisable, à valeurs propres C_i réelles positives et vecteurs propres associés $(V_{1,i}, V_{2,i})$.

Ainsi on peut déterminer les solutions générales du système A.16 sous la forme explicite de combinaisons linéaires de fonctions propres :

$$\begin{pmatrix} \overline{p_{gz}'} \\ \overline{p_{lq}'} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{1,1} & V_{1,2} \\ V_{2,1} & V_{2,2} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \overline{v_1} \\ \overline{v_2} \end{pmatrix} + \frac{1}{s} \begin{pmatrix} p_{gz}^0 \\ p_{lq}^0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.17})$$

L'expression des fonction $\overline{v_i}$ sont, suivant la géométrie du problème étudié :

- en géométrie cartésienne $\overline{v_i} = A_i \exp(-\omega_i x) + B_i \exp(\omega_i x)$

- en géométrie cylindrique $\bar{v}_i = A_i I_0(\omega_i r) + B_i K_0(\omega_i r)$

- en géométrie sphérique $\bar{v}_i = \frac{A_i}{r} \exp(-\omega_i r) + \frac{B_i}{r} \exp(\omega_i r)$

avec dans les trois cas $\omega_i = \sqrt{\frac{s}{C_i}}$.

Les fonctions \bar{v}_i sont les fonctions propres associées à chaque valeur propre C_i .

Revenons en détail à notre problème en géométrie cylindrique, les valeurs propres sont :

$$C_1 = \frac{C_a + C_d + \sqrt{(C_a - C_d) + 4 C_c C_b}}{2} \quad (\text{A.18})$$

$$C_2 = \frac{C_a + C_d - \sqrt{(C_a - C_d) + 4 C_c C_b}}{2}$$

En posant :

$$X_1 = \frac{C_a - C_d + \sqrt{(C_a - C_d) + 4 C_c C_b}}{2 C_c} \quad (\text{A.19})$$

$$X_2 = \frac{C_a - C_d - \sqrt{(C_a - C_d) + 4 C_c C_b}}{2 C_c}$$

Les solutions de notre problème dans le domaine transformé sont :

$$\begin{aligned} \bar{p}_{gz} &= \frac{p_{gz}^0}{s} + X_1 A K_0(\omega_1 r) + X_1 B I_0(\omega_1 r) + X_2 C K_0(\omega_2 r) \\ &+ X_2 D I_0(\omega_2 r) + X_{gz} \bar{A} \\ \bar{p}_{lq} &= \frac{p_{lq}^0}{s} + A K_0(\omega_1 r) + B I_0(\omega_1 r) + C K_0(\omega_2 r) + D I_0(\omega_2 r) + X_{lq} \bar{A} \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

$$\text{avec } \omega_1 = \sqrt{\frac{s}{C_1}} \text{ et } \omega_2 = \sqrt{\frac{s}{C_2}}$$

En revenant à l'équation A.6 on trouve $\bar{\epsilon}_v$:

$$\bar{\epsilon}_v = \frac{C_{ulq}}{C_{uu}} \left(\bar{p}_{lq} - \frac{p_{lq}^0}{s} \right) + \frac{C_{ugz}}{C_{uu}} \left(\bar{p}_{gz} - \frac{p_{gz}^0}{s} \right) + \frac{\bar{A}}{C_{uu}} \quad (\text{A.21})$$

Comme le problème que nous traitons est en géométrie cylindrique monodirectionnel (les différentes fonctions ne dépendent que de r), on a :

$$\bar{\epsilon}_v = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{u}_r) \quad (\text{A.22})$$

Et donc :

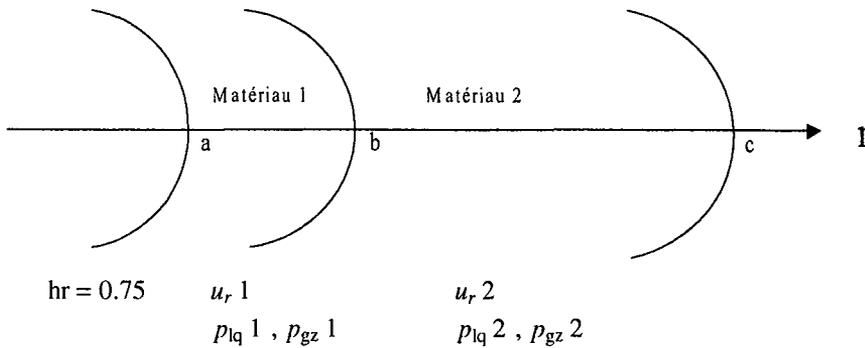
$$\frac{\partial}{\partial r} (r \bar{u}_r) = r \left[\frac{C_{ulq}}{C_{uu}} \left(\bar{p}_{lq} - \frac{p_{lq}^0}{s} \right) + \frac{C_{ugz}}{C_{uu}} \left(\bar{p}_{gz} - \frac{p_{gz}^0}{s} \right) + \frac{\bar{A}}{C_{uu}} \right] \quad (\text{A.23})$$

L'intégration de l'équation A.23 permet de déterminer l'expression de la transformée du déplacement radial \bar{u}_r .

De plus on a :

$$\sigma_{rr} = A(t) - 2G \frac{u_r}{r} \quad (\text{A.24})$$

Pour chaque matériau on va avoir 5 fonctions de s à déterminer : A, B, C, D et \bar{A} ; pour le cas d'un modèle bi-matériaux 10 fonctions sont donc à déterminer. Pour cela on utilise les conditions aux limites et les conditions de continuité entre les deux matériaux.



Dans ce qui suit le matériau est indiqué par (i) avec $i = 1$ ou 2 en exposant des variables qui lui sont attachées.

En $r = a$, on impose $p_{cp}^{\text{paroi}} = 38.9 \text{ MPa}$ (ce qui équivaut à imposer $h = 0.75$ en utilisant la relation de Kelvin), ainsi :

$$p_{gz}^{(1)}(r = a) = p_{\text{atm}} = 101325 \text{ Pa} \quad (\text{A.25})$$

$$p_{lq}^{(1)}(r = a) = p_{\text{atm}} - p_{cp}^{\text{paroi}} = -38.8 \text{ MPa} \quad (\text{A.26})$$

En $r = c$, on impose que les pressions soient égales à leurs valeurs initiales (ce qui est justifié lorsque c est grand par rapport à la zone d'influence de la sollicitation) :

$$p_{gz}^{(2)}(r = c) = p_{gz}^0 \quad (\text{A.27})$$

$$p_{lq}^{(2)}(r = c) = p_{lq}^0 \quad (\text{A.28})$$

Les conditions de continuité en $r = b$ nous fournissent les équations supplémentaires nécessaires pour "vérouiller" le système (10 inconnues \Leftrightarrow 10 équations).

\Rightarrow continuité des pressions en $r = b$:

$$p_{gz}^{(1)}(r = b) = p_{gz}^{(2)}(r = b) \quad (\text{A.29})$$

$$p_{lq}^{(1)}(r = b) = p_{lq}^{(2)}(r = b) \quad (\text{A.30})$$

\Rightarrow continuité des flux massiques de l'eau (lq + vp) et de l'air sec en $r = b$:

$$\underline{M}_{lq+vp}^{(1)}(r = b) = \underline{M}_{lq+vp}^{(2)}(r = b) \quad (\text{A.31})$$

$$\underline{M}_{as}^{(1)}(r = b) = \underline{M}_{as}^{(2)}(r = b) \quad (\text{A.32})$$

On peut réécrire les équations A.31 et A.32 sous la forme suivante :

$$K_{lqgz}^{(1)} \frac{\partial}{\partial r} (p_{gz}^{(1)}) + K_{lqlq}^{(1)} \frac{\partial}{\partial r} (p_{lq}^{(1)}) = K_{lqgz}^{(2)} \frac{\partial}{\partial r} (p_{gz}^{(2)}) + K_{lqlq}^{(2)} \frac{\partial}{\partial r} (p_{lq}^{(2)}) \quad (\text{A.33})$$

$$K_{gzgz}^{(1)} \frac{\partial}{\partial r} (p_{gz}^{(1)}) + K_{gzlq}^{(1)} \frac{\partial}{\partial r} (p_{lq}^{(1)}) = K_{gzgz}^{(2)} \frac{\partial}{\partial r} (p_{gz}^{(2)}) + K_{gzlq}^{(2)} \frac{\partial}{\partial r} (p_{lq}^{(2)}) \quad (\text{A.34})$$

\Rightarrow continuité mécanique en $r = b$:

$$u_r^{(1)}(r = b) = u_r^{(2)}(r = b) \quad \text{et} \quad \sigma_{\pi}^{(1)}(r = b) = \sigma_{\pi}^{(2)}(r = b) \quad (\text{A.35})$$

En utilisant la transformée de Laplace des équations A.35 et en les combinant avec l'équation A.24, on détermine l'expression de $\bar{u}_r(r = b)$:

$$\bar{u}_r^{(1)}(r = b) = \bar{u}_r^{(2)}(r = b) = \frac{b}{2} \left(\frac{\bar{A}^{(1)} - \bar{A}^{(2)}}{G^{(1)} - G^{(2)}} \right) \quad (\text{A.36})$$

Pour chaque matériau on intègre l'équation A.23.

Pour le matériau 1, l'intégration se fait entre a et b :

$$\int_a^b \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{u}_r^{(1)}) dr = b \bar{u}_r^{(1)}(r=b) - a \bar{u}_r^{(1)}(r=a) =$$

$$\int_a^b r \left[\frac{C_{ulq}^{(1)}}{C_{uu}^{(1)}} \left(\bar{p}_{lq}^{(1)} - \frac{p_{lq}^{0(1)}}{s} \right) + \frac{C_{ugz}^{(1)}}{C_{uu}^{(1)}} \left(\bar{p}_{gz}^{(1)} - \frac{p_{gz}^{0(1)}}{s} \right) + \frac{\bar{A}^{(1)}}{C_{uu}^{(1)}} \right] dr \quad (\text{A.37})$$

$u_r^{(1)}(r=a)$ est déterminé avec l'équation de A.24 et la condition de contrainte radiale en $r=a$:

$$\sigma_{rr}(r=a) = 0 \quad \Rightarrow \quad \bar{u}_r^{(1)}(r=a) = \frac{a}{2G^{(1)}} \bar{A}^{(1)} \quad (\text{A.38})$$

Pour le matériau 2, l'intégration se fait entre b et c :

$$\int_b^c \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{u}_r^{(2)}) dr = c \bar{u}_r^{(2)}(r=c) - b \bar{u}_r^{(2)}(r=b) =$$

$$\int_b^c r \left[\frac{C_{ulq}^{(2)}}{C_{uu}^{(2)}} \left(\bar{p}_{lq}^{(2)} - \frac{p_{lq}^{0(2)}}{s} \right) + \frac{C_{ugz}^{(2)}}{C_{uu}^{(2)}} \left(\bar{p}_{gz}^{(2)} - \frac{p_{gz}^{0(2)}}{s} \right) + \frac{\bar{A}^{(2)}}{C_{uu}^{(2)}} \right] dr \quad (\text{A.39})$$

On impose une condition de déplacement nul en $r=c$ (avec c grand par rapport au rayon d'influence de la sollicitation), $u_r^{(2)}(r=c) = 0$.

Après passage dans le domaine transformé des équations, on dispose donc de 10 équations (équations : A.25-A.30, A.33, A.34, A.37 et A.39) pour résoudre le système et déterminer les constantes A, B, C, D et \bar{A} pour chaque matériau.

Les solutions du problème sont donc complètement explicitées dans le domaine transformé. Il reste à inverser ces solutions.

A.3 - Inversion numérique des transformées de Laplace $F(s) \Rightarrow f(t)$

La plupart des méthodes d'inversion des transformées de Laplace sont basées sur une intégration le long d'un contour complexe appelé contour de Bromwich (voir Carslaw et *al.* [CAR59]). La méthode d'inversion numérique retenue dans cette étude est la méthode d'inversion de Talbot [TAL79] modifiée par Piessens et *al.* [PIE83], et elle consiste principalement en une simplification du contour d'intégration (l'intégration numérique le long d'un contour de Bromwich s'avérant impossible dans la plupart des cas).

En résumé :

- le contour d'intégration est défini par $R = \{s \in \mathbb{C} / s = \alpha + iy \text{ avec } -\beta < y < \beta\}$ (α et β sont choisis de façon à englober les singularités de $F(s)$).

En posant $G(s) = \text{Re}(F(s))$ et $H(s) = \text{Im}(F(s))$:

$$f(t) = \frac{1}{\pi} \left(e^{\alpha t} (I_1 - I_2) - \frac{I_3}{t} \right) \quad (\text{A.40})$$

avec

$$\begin{aligned} I_1 &= \int_0^\beta G(\alpha + i y) \cos(t y) \, dy \\ I_2 &= \int_0^\beta H(\alpha + i y) \sin(t y) \, dy \\ I_3 &= \int_{-\infty}^{\alpha t} e^u (G(u/t + i \beta) \sin(\beta t) + H(u/t + i \beta) \cos(\beta t)) \, dy \end{aligned} \quad (\text{A.41})$$

Pour I_3 on effectue le changement de variable suivant :

$$u = \alpha t - \frac{1 - X}{X} \quad (\text{A.42})$$

ainsi

$$I_3 = \int_0^1 e^u (G(u/t + i \beta) \sin(\beta t) + H(u/t + i \beta) \cos(\beta t)) \frac{dX}{X^2} \quad (\text{A.43})$$

Les paramètres α et β intervenant dans les bornes d'intégration, il est nécessaire de faire un compromis pour que α et β soient petits (surtout pour des temps grands pour lesquels la borne αt sera grande) mais suffisamment grands pour englober assez largement les singularités de $F(s)$. Piessens et al. [PIE83] propose :

$$\begin{cases} \alpha = a + \frac{c_1}{t} \\ \beta = b + \frac{c_2}{t} \end{cases} \quad (\text{A.44})$$

avec a et b choisis pour englober les singularités de $F(s)$, c_1 et c_2 deux paramètres dépendants de la fonction.

L'inversion des solutions du problème a été effectuée en utilisant les options d'intégration numériques du logiciel *Mathematica*[®] (méthode de Gauss..) pour calculer les différentes intégrations I_1 , I_2 et I_3 .

A.4 - Validation de la méthode d'inversion

Afin de valider la méthode d'inversion, on se base sur un problème simple pour lequel on connaît la solution analytique, ce qui permet de la comparer avec celle obtenue en utilisant la méthode semi-explicite (les erreurs possibles étant dues à la méthode d'inversion). Le problème "test" considéré est celui du cylindre creux chauffé pour les similitudes que ce problème présente avec celui de galerie ventilée (géométrie, solutions en fonctions de Bessel etc.). On présente les équations de façon succincte.

Equation de conservation de la chaleur :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} - \frac{1}{k} \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \quad (\text{A.45})$$

avec $t \geq 0$; $a \leq r \leq b$.

Condition initiale $\implies t = 0 \quad T_0 = 0 \text{ °K}$

Conditions aux limites $\implies (T(r = a) = T_i) \quad \& \quad (T(r = b) = T_e)$

La solution analytique du problème est donnée par Carslaw et *al.* ([CAR59] p. 332):

$$T = T_0 + A - \pi B$$

$$A = ((T_e - T_0) * \ln(r') + (T_0 - T_i) * \ln(r' * a / b)) / \ln(b / a)$$

$$B = \sum_{n=1}^{\infty} \exp(-K \alpha_n^2 t) * \frac{1 / ((J_0(a \alpha_n))^2 - (J_0(b \alpha_n))^2) * (J_0(r \alpha_n) Y_0(a \alpha_n) - J_0(a \alpha_n) Y_0(r \alpha_n)) * J_0(b \alpha_n) * [(T_e - T_0) J_0(a \alpha_n) + (T_0 - T_i) J_0(b \alpha_n)]}{\quad} \quad (\text{A.46})$$

α_n sont les racines de : $J_0(b \alpha_n) Y_0(a \alpha_n) - J_0(a \alpha_n) Y_0(b \alpha_n) = 0$

$r' = r/a \quad 1 < r' < b/a$

Equation transformée :

$$\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} - q^2 \bar{T} = 0 \quad \text{avec} \quad q^2 = s/k \quad (\text{A.47})$$

dont la solution est de la forme:

$$\bar{T} = A I_0(qr) + B K_0(qr) \quad (\text{A.48})$$

A et B sont des constantes satisfaisant les conditions aux limites.

Les données numériques utilisées sont les suivantes :

$$a = 22.5 \text{ cm}, \quad b = 23.4 \text{ cm};$$

$$T_0 = 288 \text{ K}, \quad T_i = 308 \text{ K}, \quad T_e = 288 \text{ K};$$

$$k = 10^{-6} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$$

constantes pour la méthode d'inversion (équation A.44) : $\{a, b\} = \{0, 0\}$; $\{c_1, c_2\} = \{2, 2\}$

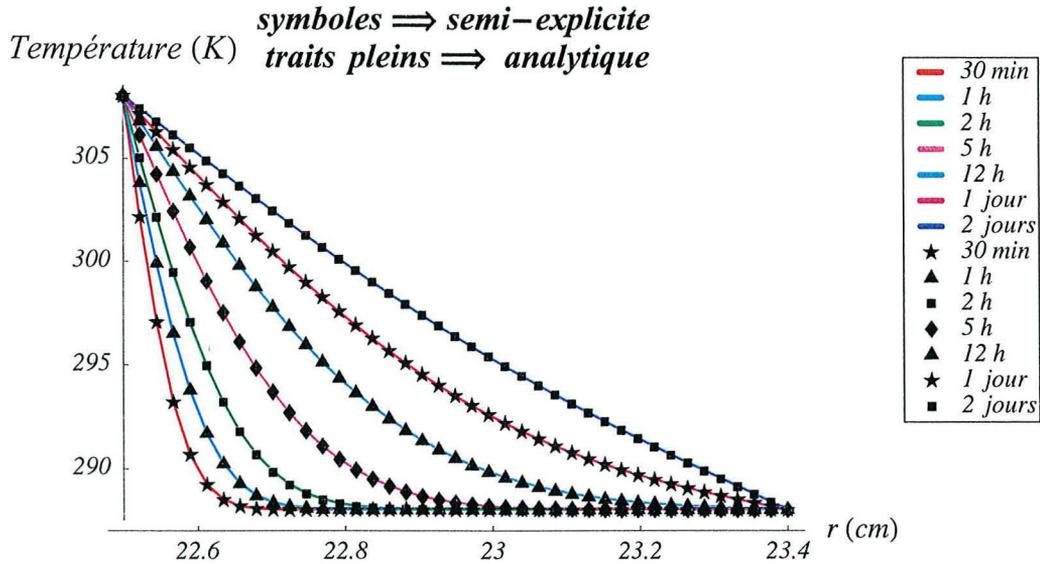


Figure A.1 Comparaison des résultats semi-explicites avec la solution analytique

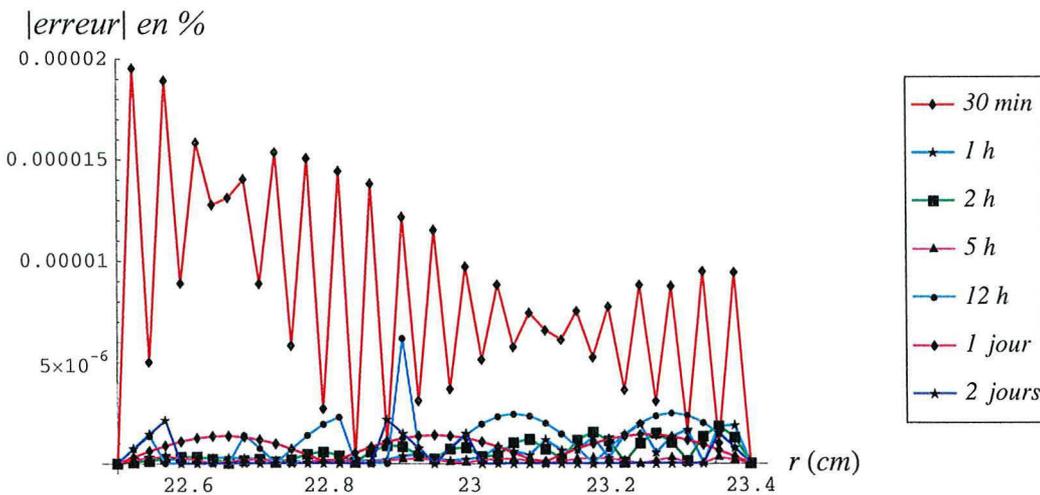


Figure A.2 Erreur relative entre les deux solutions (en valeur absolue)

On peut considérer que l'erreur relative (figure A.2) entre les deux solutions est très petite puisque

l'erreur maximale est inférieure à 0.00002% ; on peut donc justifier la bonne exactitude de la méthode d'inversion des transformées de Laplace utilisée.

Annexe B
Calcul analytique des
variations de contraintes
élastiques en paroi

Afin de déterminer un ordre de grandeur des contraintes engendrées en paroi par des conditions de chargement en pressions partielles, on peut réaliser un calcul simple, analogue à ceux réalisés en thermomécanique ([BER88]).

En déformation plane et en considérant la symétrie de révolution de la géométrie du problème, le déplacement est purement radial $u = u(r, t)$ et donc le tenseur des déformations en coordonnées cylindriques est diagonal et son expression est la suivante :

$$\left(\begin{array}{ccc} \epsilon_{rr} = \frac{\partial u}{\partial r} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{\theta\theta} = \frac{u}{r} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} = 0 \end{array} \right)_{(r,\theta,z)} \quad (\text{B.1})$$

Le tenseur des déformations est également diagonal dans la base (r, θ, z) et on peut écrire l'équation d'équilibre mécanique (en négligeant les forces volumiques), $\sigma_{ij,j} = 0$, qui se réduit alors à :

$$\frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}}{r} = 0 \quad (\text{B.2})$$

La méthode classique consiste à utiliser un potentiel à partir duquel on peut déduire le déplacement radial (potentiel de Lamé par exemple) ; on utilise ici, de façon analogue à la méthode décrite par Berest et al. ([BER88], p.81), une méthode consistant à projeter la relation de comportement sur la base (r, θ, z) .

La loi de comportement est exprimée sous la forme suivante en considérant les variations engendrées (symbole Δ) par la sollicitation :

$$\Delta \underline{\underline{\sigma}} = C_o \Delta \underline{\underline{\epsilon}} - b \Delta \pi \underline{\underline{1}} \quad \text{avec } \pi(p_{cp}, p_{gz}) = p_{gz} - \int_0^{p_{cp}} S_{lq}(x) dx \quad (\text{B.3})$$

Remarque : les tenseurs du 4^{ème} ordre sont écrits en gras.

et donc :

$$\Delta \underline{\underline{\epsilon}} = \mathbf{A} \Delta \underline{\underline{\sigma}} + b \Delta \pi \underline{\underline{M}} \quad \text{avec } \mathbf{A} = C_o^{-1} \quad \& \quad \underline{\underline{M}} = \mathbf{A} \underline{\underline{1}} \quad (\text{B.4})$$

En projetant sur la base (r, θ, z) et après simplification on obtient les 3 équations suivantes :

$$E_o \frac{\partial(\Delta u)}{\partial r} = \Delta \sigma_{rr} - \nu_o (\Delta \sigma_{\theta\theta} + \Delta \sigma_{zz}) + \kappa b \Delta \pi \quad (\text{B.5})$$

$$E_o \frac{\Delta u}{r} = \Delta \sigma_{\theta\theta} - \nu_o (\Delta \sigma_{rr} + \Delta \sigma_{zz}) + \kappa b \Delta \pi \quad (\text{B.6})$$

$$0 = \Delta \sigma_{zz} - \nu_o (\Delta \sigma_{\theta\theta} + \Delta \sigma_{rr}) + \kappa b \Delta \pi \quad (\text{B.7})$$

avec $\kappa = 1 - 2\nu_o$.

Si on s'intéresse aux variations uniquement induites par la dessaturation on a les conditions aux limites suivantes :

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_{rr}(r=a) = 0 & \quad \& \quad \Delta\sigma_{rr}(r=\infty) = 0 \\ \Delta\pi(r=a) = \Delta\pi_a & \quad \& \quad \Delta\pi(r=\infty) = 0 \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

L'équation (B.2) permet d'éliminer $\Delta\sigma_{\theta\theta}$:

$$\Delta\sigma_{\theta\theta} = \Delta\sigma_{rr} + r \frac{\partial(\Delta\sigma_{rr})}{\partial r} \quad (\text{B.9})$$

L'équation (B.7) permet d'éliminer $\Delta\sigma_{zz}$:

$$\Delta\sigma_{zz} = \nu_o(\Delta\sigma_{\theta\theta} + \Delta\sigma_{rr}) - \kappa b \Delta\pi \quad (\text{B.10})$$

En combinant (B.5) et (B.6) on élimine $\kappa (b \Delta\pi)$:

$$E_o \left(\frac{\partial(\Delta u)}{\partial r} - \frac{\Delta u}{r} \right) = (1 + \nu_o) (\Delta\sigma_{rr} - \Delta\sigma_{\theta\theta}) \quad (\text{B.11})$$

En combinant (B.9) et (B.11) :

$$E_o \left(\frac{\partial(\Delta u)}{\partial r} - \frac{\Delta u}{r} \right) + (1 + \nu_o) r \frac{\partial(\Delta\sigma_{rr})}{\partial r} = 0 \quad (\text{B.12})$$

En simplifiant :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[E_o \frac{\Delta u}{r} + (1 + \nu_o) \Delta\sigma_{rr} \right] = 0 \quad (\text{B.13})$$

Comme $\frac{\Delta u}{r}$ et $\Delta\sigma_{rr}$ s'annulent pour $r = \infty$, alors :

$$E_o \frac{\Delta u}{r} + (1 + \nu_o) \Delta\sigma_{rr} = 0 \quad (\text{B.14})$$

On constate que, comme $\Delta\sigma_{rr}(r=a) = 0$, alors la variation de déplacement en paroi de la galerie, $\Delta u(r=a)$, liée à la phase de ventilation sera nulle ; ainsi, indépendamment de la force de la sollicitation hydrique en paroi de la galerie, chaque point du massif rocheux se dilate ou se contracte mais le volume de la galerie reste inchangé.

En combinant les 3 équations (B.14), (B.6) et (B.7), on obtient :

$$\Delta\sigma_{\theta\theta} = -\Delta\sigma_{rr} - \frac{\kappa b \Delta\pi}{1 - \nu_o} \quad (\text{B.15})$$

En utilisant (B.12) et (B.15) dans ((B.5)-(B.6)) on obtient :

$$\frac{\partial(\Delta\sigma_{rr})}{\partial r} = -2 \frac{\Delta\sigma_{rr}}{r} - \frac{\kappa b \Delta\pi}{1 - \nu_o} \frac{1}{r} \quad (\text{B.16})$$

En intégrant (B.16) on obtient :

$$\Delta\sigma_{rr} = -\frac{\kappa b}{1 - \nu_o} \frac{1}{r^2} \int_a^r x \Delta\pi dx \quad (\text{B.17})$$

Ainsi les variations de contraintes pour un point d'abscisse r s'expriment de la façon suivante (en remplaçant $\kappa = 1 - 2\nu_o$) :

$$\Delta\sigma_{rr}(r) = -b \frac{1 - 2\nu_o}{1 - \nu_o} \frac{1}{r^2} \int_a^r x \Delta\pi dx \quad (\text{B.18})$$

$$\Delta\sigma_{\theta\theta}(r) = b \frac{1 - 2\nu_o}{1 - \nu_o} \left[\frac{1}{r^2} \int_a^r x \Delta\pi dx - \Delta\pi(r) \right] \quad (\text{B.19})$$

$$\Delta\sigma_{zz}(r) = -b \left(\frac{1 - 2\nu_o}{1 - \nu_o} \right) \Delta\pi(r) \quad (\text{B.20})$$

Contrairement au calcul thermoélastique décrit par Berest, on ne cherche pas à déterminer les variations de contraintes à l'intérieur du massif ($r > a$) ; en effet, la fonction π dépend de la saturation en liquide et le calcul du terme "intégrale" nécessite donc la connaissance de l'état de saturation (et donc des équations de transport).

Cependant on peut exprimer les variations de contraintes en paroi de la galerie :

$$\Delta\sigma_{\theta\theta}(r = a) = \Delta\sigma_{zz}(r = a) = -b \left(\frac{1 - 2\nu_o}{1 - \nu_o} \right) \Delta\pi(a) \quad (\text{B.21})$$

Dans le cas du problème de dessaturation :

$$\Delta\pi(a) = \pi(a) - \pi_{\text{saturé}} \quad (\text{B.22})$$

$$\pi_{\text{saturé}} = p_{\text{lq}}^{\text{initiale}} \quad (\text{B.23})$$

Le calcul de $\pi(a)$ nécessite le calcul de l'intégrale de la fonction saturation en liquide $S_{\text{lq}}(p_{\text{cp}})$, et dans le cas d'un ajustement de type Vachaud et Vauclin on obtient :

$$\pi(a) = p_{\text{gz}}(a) - \int_0^{p_{\text{cp}}(a)} \frac{a_v}{a_v + (x 10^{-4})^{b_v}} dx = \quad (\text{B.24})$$

$$p_{\text{gz}}(a) - p_{\text{cp}}(a) * {}_2F_1 \left(1, \frac{1}{b_v}; 1 + \frac{1}{b_v}; -\frac{(10^{-4} p_{\text{cp}}(a))^{b_v}}{a_v} \right)$$

La calcul de la fonction hypergéométrique ${}_2F_1(a, b; c; z)$, dont le développement en série est ${}_2F_1(a, b; c; z) = \sum_{k=0}^{\infty} (a)_k (b)_k / (c)_k z^k / k!$, est effectué aisément avec *Mathematica*®.

En première approximation et si on veut déterminer un ordre de grandeur des variations de contraintes sans l'utilisation d'outil mathématique élaboré, on peut approximer la variation de contrainte par l'expression suivante :

$$\Delta\sigma_{\theta\theta}(r = a) = \Delta\sigma_{zz}(r = a) \approx \frac{1 - 2\nu_o}{1 - \nu_o} b \left[-(S_{lq})_{\text{paroi}} \Delta p_{lq}(a) - (1 - (S_{lq})_{\text{paroi}}) \Delta p_{gz}(a) \right] \quad (\text{B.25})$$

Test numérique avec les données correspondant à l'argilite de Tournemire (cf. Chapitre 1) :

- $a_v = 416.126$ et $b_v = 0.715$ (ajustement de Vachaud et Vauclin pour l'échantillon CD13I).

- $b = 0.75$ et $\nu_o = 0.128$.

- $p_{lq}^{\text{initiale}} = 2 \text{ MPa}$, $p_{gz}(a) = 101325 \text{ Pa}$, $p_{cp}(a) = 38.9 \text{ MPa}$, $p_{lq}(a) = p_{gz}(a) - p_{cp}(a)$.

**Comparaison entre le calcul exact de la
Tableau B.1 variation de contrainte en paroi et le
calcul approché.**

$\Delta\sigma_{\theta\theta}(r=a)$ (en utilisant (B.24))	18.06 MPa
$\Delta\sigma_{\theta\theta}(r=a)$ (approximation en utilisant (B.25))	14.41 MPa
erreur de l'approximation	20.23 %

Annexe C
Calcul de la réponse
instantanée au
creusement de la galerie

$$m_{lq}^{0+} = \frac{\rho_{vp}^0 \rho_{lq}^0 (M_{vp} (\dot{p}_{cp}^0 S_{lq}^0 (1 - S_{lq}^0) - p_{gz}^0) + \rho_{lq}^0 R T)}{(\rho_{vp}^0 - \rho_{lq}^0) \rho_{lq}^0 R T + M_{vp} (\dot{p}_{cp}^0 \rho_{vp}^0 (1 - S_{lq}^0) + p_{vp}^0 \rho_{lq}^0 - p_{gz}^0 \rho_{vp}^0)} d\epsilon_v^{0+} \quad (C.13)$$

On peut alors exprimer les pressions uniquement en fonction de la variable $d\epsilon_v^{0+}$:

$$p_{lq}^{0+} = \frac{p_{lq}^0 + (\rho_{lq}^0 R T (p_{as}^0 \rho_{lq}^0 + \dot{p}_{cp}^0 (1 - S_{lq}^0) (\rho_{vp}^0 (-1 + S_{lq}^0) - \rho_{lq}^0 S_{lq}^0)) d\epsilon_v^{0+}) / (\phi_0 (1 - S_{lq}^0))}{((\rho_{vp}^0 - \rho_{lq}^0) \rho_{lq}^0 R T + M_{vp} (\dot{p}_{cp}^0 \rho_{vp}^0 (1 - S_{lq}^0) + p_{vp}^0 \rho_{lq}^0 - p_{gz}^0 \rho_{vp}^0))} \quad (C.14)$$

$$p_{vp}^{0+} = \frac{p_{vp}^0 + (M_{vp} p_{vp}^0 (p_{as}^0 \rho_{lq}^0 + \dot{p}_{cp}^0 (1 - S_{lq}^0) (\rho_{vp}^0 (-1 + S_{lq}^0) - \rho_{lq}^0 S_{lq}^0)) d\epsilon_v^{0+}) / (\phi_0 (1 - S_{lq}^0))}{((\rho_{vp}^0 - \rho_{lq}^0) \rho_{lq}^0 R T + M_{vp} (\dot{p}_{cp}^0 \rho_{vp}^0 (1 - S_{lq}^0) + p_{vp}^0 \rho_{lq}^0 - p_{gz}^0 \rho_{vp}^0))} \quad (C.15)$$

$$p_{as}^{0+} = \frac{p_{as}^0 + (p_{as}^0 (R T \rho_{lq}^{02} - M_{vp} (p_{vp}^0 \rho_{lq}^0 + \dot{p}_{cp}^0 \rho_{vp}^0 (1 - S_{lq}^0)^2)) d\epsilon_v^{0+}) / (\phi_0 (1 - S_{lq}^0))}{((\rho_{vp}^0 - \rho_{lq}^0) \rho_{lq}^0 R T + M_{vp} (\dot{p}_{cp}^0 \rho_{vp}^0 (1 - S_{lq}^0) + p_{vp}^0 \rho_{lq}^0 - p_{gz}^0 \rho_{vp}^0))} \quad (C.16)$$

C.2 - Réponse mécanique instantanée

C.2.1 - Paramètres élastiques non drainés en partiellement saturé

Au moment du creusement de la galerie, le massif va avoir un comportement de type élastique non drainé ; ce comportement élastique non drainé ne se réduit pas à l'emploi de paramètres élastiques non drainés (K ou λ , μ) comme c'est le cas en milieu poreux saturés, mais on va utiliser pour ce calcul instantané des paramètres non drainés "fictifs" (K' ou λ' , μ) que l'on trouve de la manière suivante :

$$\underline{\underline{\sigma}} - \underline{\underline{\sigma}}_0 = \left(K - 2 \frac{G}{3} \right) \epsilon_v \underline{\underline{I}} + 2 G \underline{\underline{\epsilon}} - b_i M_{ij} \frac{m_j}{\rho_j^0} \underline{\underline{I}} \quad (C.17)$$

Le terme $X = -b_i M_{ij} \frac{m_j}{\rho_j^0} I$ va se simplifier en utilisant les équations de variation de masse instantanée de l'eau et de l'air sec et avec les expressions des modules et coefficients de Biot :

$$X^{0+} = \frac{p_{vp}^0 \rho_{lq}^0 - \rho_{vp}^0 (p_{gz}^0 - S_{lq}^0 \dot{p}_{cp}^0 (1 - S_{lq}^0))}{\rho_{lq}^0 \rho_{vp}^0 \phi_{gz}^0} m_{lq}^{0+} \quad (C.18)$$

on utilise alors l'expression de m_{lq}^{0+} (équation C.13) trouvée ci dessus :

$$X^{0+} = d\epsilon_v^{0+} \left(p_{vp}^0 \rho_{lq}^0 - \rho_{vp}^0 (p_{gz}^0 - S_{lq}^0 \dot{p}_{cp}^0 (1 - S_{lq}^0)) \right) \\ \left(M_{vp} (\dot{p}_{cp}^0 S_{lq}^0 (1 - S_{lq}^0) - p_{gz}^0) + \rho_{lq}^0 R T \right) / \\ \left(\phi_{gz}^0 ((\rho_{vp}^0 - \rho_{lq}^0) \rho_{lq}^0 R T + M_{vp} (\dot{p}_{cp}^0 \rho_{vp}^0 (1 - S_{lq}^0) + p_{vp}^0 \rho_{lq}^0 - p_{gz}^0 \rho_{vp}^0)) \right) \quad (C.19)$$

On peut alors réécrire la loi de comportement de la façon suivante pour la réponse instantanée :

$$\underline{\underline{\sigma}} - \underline{\underline{\sigma}}_0 = \left(K^* - 2 \frac{G}{3} \right) \epsilon_v \underline{\underline{I}} + 2 G \underline{\underline{\epsilon}} \quad (C.20)$$

où K^* est le pseudo module d'incompressibilité non drainé :

$$K^* = K + \left(p_{vp}^0 \rho_{lq}^0 - \rho_{vp}^0 (p_{gz}^0 - S_{lq}^0 \dot{p}_{cp}^0 (1 - S_{lq}^0)) \right) \\ \left(M_{vp} (\dot{p}_{cp}^0 S_{lq}^0 (1 - S_{lq}^0) - p_{gz}^0) + \rho_{lq}^0 R T \right) / \\ \left(\phi_{gz}^0 ((\rho_{vp}^0 - \rho_{lq}^0) \rho_{lq}^0 R T + M_{vp} (\dot{p}_{cp}^0 \rho_{vp}^0 (1 - S_{lq}^0) + p_{vp}^0 \rho_{lq}^0 - p_{gz}^0 \rho_{vp}^0)) \right) \quad (C.21)$$

C.2.2 - Solution élastique au creusement

On va calculer la réponse mécanique au creusement en utilisant paramètres mécaniques *pseudo non drainés* (équation C.21)). Le calcul est réalisé en utilisant la solution de Lamé pour calculer les champs de déplacements induits par le creusement.

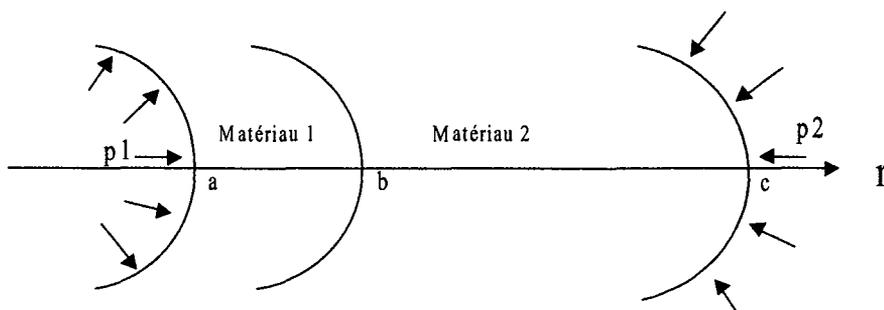


Figure C.1 géométrie bi-matériaux.

- $a < r < b \Rightarrow$ matériau n°1, avec les paramètres mécaniques (K_1^*, G_1) .
- $b < r < c \Rightarrow$ matériau n°2, avec les paramètres mécaniques (K_2^*, G_2) .

Le calcul s'effectue en coordonnées cylindriques (r, θ, z) et dans le cas des déformations planes (déplacements nuls parallèlement à z) ; ainsi, en utilisant le fait que toutes les grandeurs sont indépendantes de θ et de z (i.e. $\frac{\partial}{\partial \theta}(\cdot) = \frac{\partial}{\partial z}(\cdot) = 0$) compte tenu des conditions aux limites et des symétries du problème, on trouve, grâce aux équations d'équilibre mécaniques et à l'équation de Lamé-Navier, le champ de déplacement :

$$\underline{u} = u(r) \underline{e}_r, \underline{v} = \underline{0}, \underline{w} = \underline{0}$$

avec la composante radiale de la forme :

$$u(r) = \frac{C_1}{2} r + \frac{C_2}{r} \quad (\text{C.22})$$

C_1 et C_2 sont des constantes.

La matrice des déformations s'exprime :

$$\begin{pmatrix} \epsilon_{rr} & 0 \\ 0 & \epsilon_{\theta\theta} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_1/2 - C_2/r^2 & 0 \\ 0 & C_1/2 + C_2/r^2 \end{pmatrix} \quad (\text{C.23})$$

Avec la loi de Hook, on déduit les contraintes :

$$\sigma_{rr} = (\lambda^* + G) C_1 - 2G \frac{C_2}{r^2} \quad (\text{C.24})$$

$$\sigma_{\theta\theta} = (\lambda^* + G) C_1 + 2 G \frac{C_2}{r^2} \quad (C.25)$$

$$\sigma_{zz} = \lambda^* C_1 \quad (C.26)$$

avec $\lambda^* = K^* - 2/3 G$.

On va appliquer les expressions des contraintes pour le modèle bi-matériaux (figure C.1). On a ainsi 4 constantes C_i à déterminer (2 par matériau). Pour cela on utilise les conditions de continuité en $r = b$ et les conditions aux limites :

$$u_1(r = b) = u_2(r = b) \quad (C.27)$$

$$\sigma_{rr1}(r = b) = \sigma_{rr2}(r = b) \quad (C.28)$$

$$\begin{cases} \sigma_{rr1}(r = a) = -p1 \\ \sigma_{rr2}(r = c) = -p2 \end{cases} \quad (C.29)$$

Dans le cas du creusement d'une galerie, on va calculer les variations de contraintes dues à l'application d'une variation de pression $\Delta p1 = 0 - (-\sigma_0)$ en $r = a$ (à l'état instantané on n'a pas de pression en paroi) et $\Delta p2 = 0$ (pas de variation de pression loin de la galerie).

Matériau 1 :

$$\sigma_{rr}^{0+} = \sigma_0 + (\lambda_1^* + G_1) C_{11} - 2 G_1 \frac{C_{21}}{r^2} \quad (C.30)$$

$$\sigma_{\theta\theta}^{0+} = \sigma_0 + (\lambda_1^* + G_1) C_{11} + 2 G_1 \frac{C_{21}}{r^2} \quad (C.31)$$

$$\sigma_{zz}^{0+} = \sigma_0 + \lambda_1^* C_{11} \quad (C.32)$$

$$\epsilon_v^{0+} = C_{11} \quad (C.33)$$

avec :

$$\begin{aligned} C_{11} = & -(a^2 \sigma_0 ((b-c)(b+c) G_2 (G_2 + \lambda_2^*) + G_1 (\lambda_2^* c^2 + (b^2 + c^2) G_2))) / \\ & (2((b-c)(b+c) G_2 \lambda_1^* (G_2 + \lambda_2^*) a^2 + (a-b)(a+b) G_1^2 (\lambda_2^* c^2 + (b^2 + c^2) G_2) + \\ & G_1 (G_2 ((a^2 + b^2)(b-c)(b+c) G_2 + (a-b)(a+b)(b^2 + c^2) \lambda_1^*) + \\ & ((a-b)(a+b) \lambda_1^* c^2 + (a^2 + b^2)(b-c)(b+c) G_2) \lambda_2^*)) \end{aligned} \quad (C.34)$$

$$\begin{aligned} C_{21} = & -(a^2 b^2 \sigma_0 (G_2 ((b^2 + c^2) G_1 + (c^2 - b^2) G_2 + (b^2 + c^2) \lambda_1^*) + \\ & (c^2 (G_1 + G_2 + \lambda_1^*) - b^2 G_2) \lambda_2^*)) / \end{aligned}$$

$$(2((b-c)(b+c)G_2\lambda_1^*(G_2+\lambda_2^*)a^2 + (a-b)(a+b)G_1^2(\lambda_2^*c^2 + (b^2+c^2)G_2) + G_1(G_2((a^2+b^2)(b-c)(b+c)G_2 + (a-b)(a+b)(b^2+c^2)\lambda_1^*) + ((a-b)(a+b)\lambda_1^*c^2 + (a^2+b^2)(b-c)(b+c)G_2)\lambda_2^*)))$$

Matériau 2 :

$$\sigma_{rr}^{0+} = \sigma_0 + (\lambda_2^* + G_2) C_{12} - 2 G_2 \frac{C_{22}}{r^2} \quad (C.36)$$

$$\sigma_{\theta\theta}^{0+} = \sigma_0 + (\lambda_2^* + G_2) C_{12} + 2 G_2 \frac{C_{22}}{r^2} \quad (C.37)$$

$$\sigma_{zz}^{0+} = \sigma_0 + \lambda_2^* C_{12} \quad (C.38)$$

$$\epsilon_v^{0+} = C_{12} \quad (C.39)$$

avec :

$$C_{12} = -(a^2 b^2 G_2 \sigma_0 (2 G_1 + \lambda_1^*)) / (2((b-c)(b+c)G_2\lambda_1^*(G_2+\lambda_2^*)a^2 + (a-b)(a+b)G_1^2(\lambda_2^*c^2 + (b^2+c^2)G_2) + G_1(G_2((a^2+b^2)(b-c)(b+c)G_2 + (a-b)(a+b)(b^2+c^2)\lambda_1^*) + ((a-b)(a+b)\lambda_1^*c^2 + (a^2+b^2)(b-c)(b+c)G_2)\lambda_2^*))) \quad (C.40)$$

$$C_{22} = (a^2 b^2 c^2 \sigma_0 (2 G_1 + \lambda_1^*) (G_2 + \lambda_2^*)) / (2(-(b-c)(b+c)G_2\lambda_1^*(G_2+\lambda_2^*)a^2 - (a-b)(a+b)G_1^2(\lambda_2^*c^2 + (b^2+c^2)G_2) + G_1(G_2(-(a^2+b^2)(b-c)(b+c)G_2 - (a-b)(a+b)(b^2+c^2)\lambda_1^*) - ((a-b)(a+b)\lambda_1^*c^2 + (a^2+b^2)(b-c)(b+c)G_2)\lambda_2^*))) \quad (C.41)$$

Annexe D
Résultats
complémentaires des
calculs poroplastiques

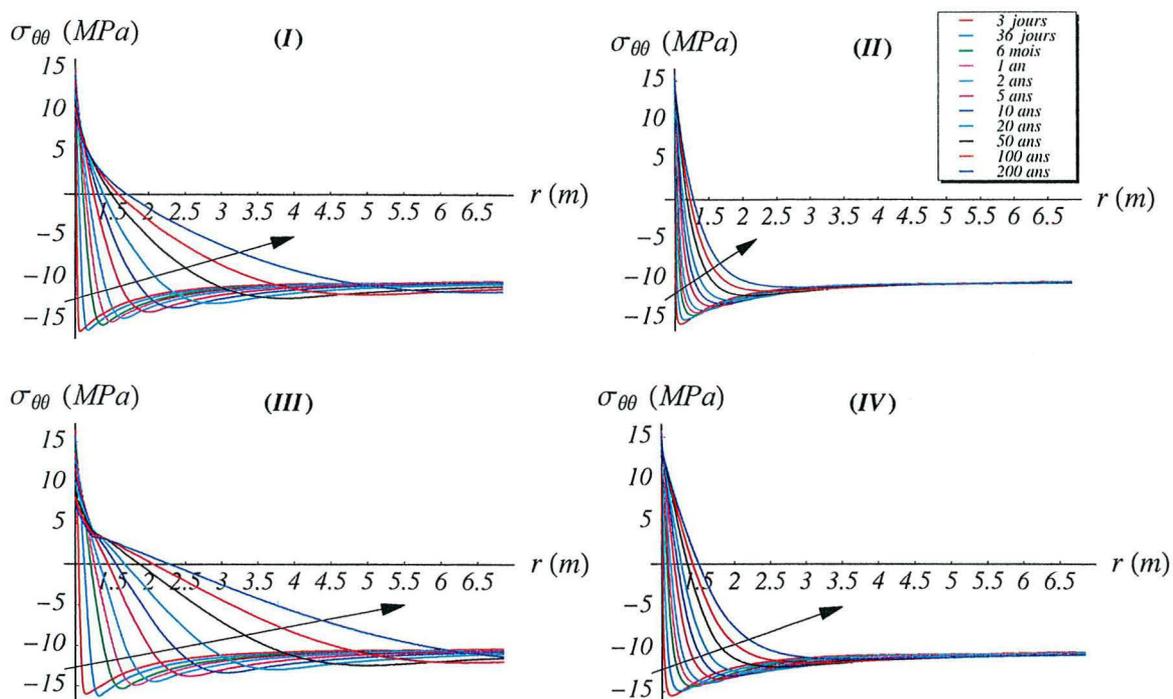


Figure D.1 Evolution spatiale de la contrainte orthoradiale.

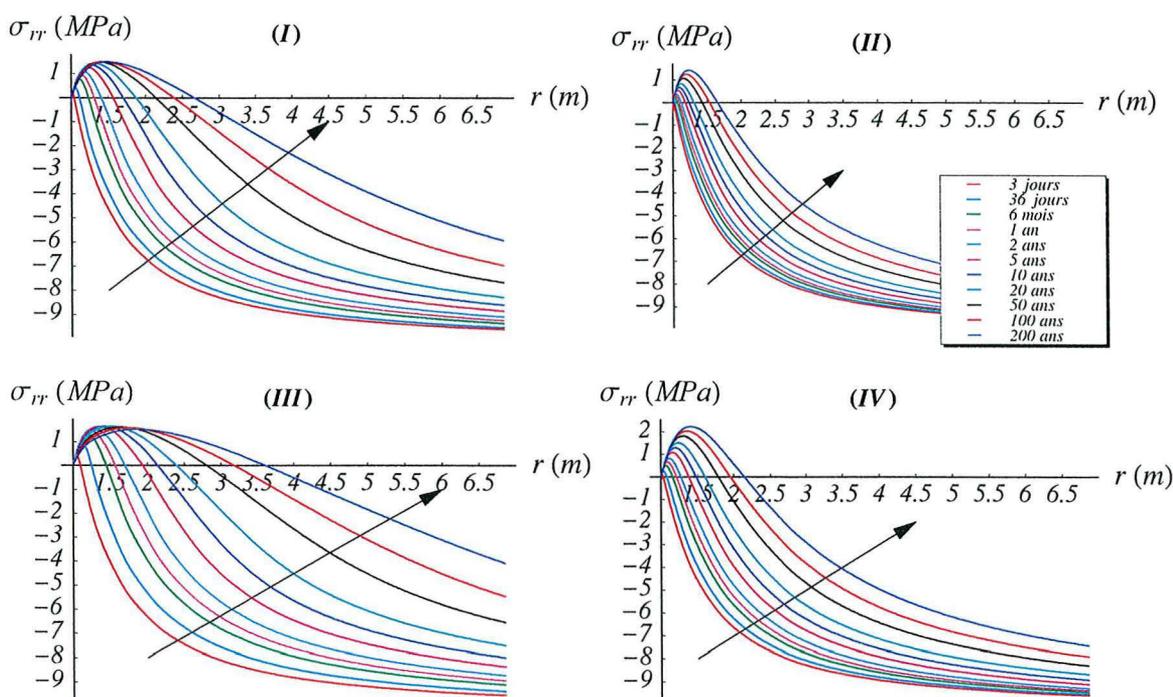


Figure D.2 Evolution spatiale de la contrainte radiale.

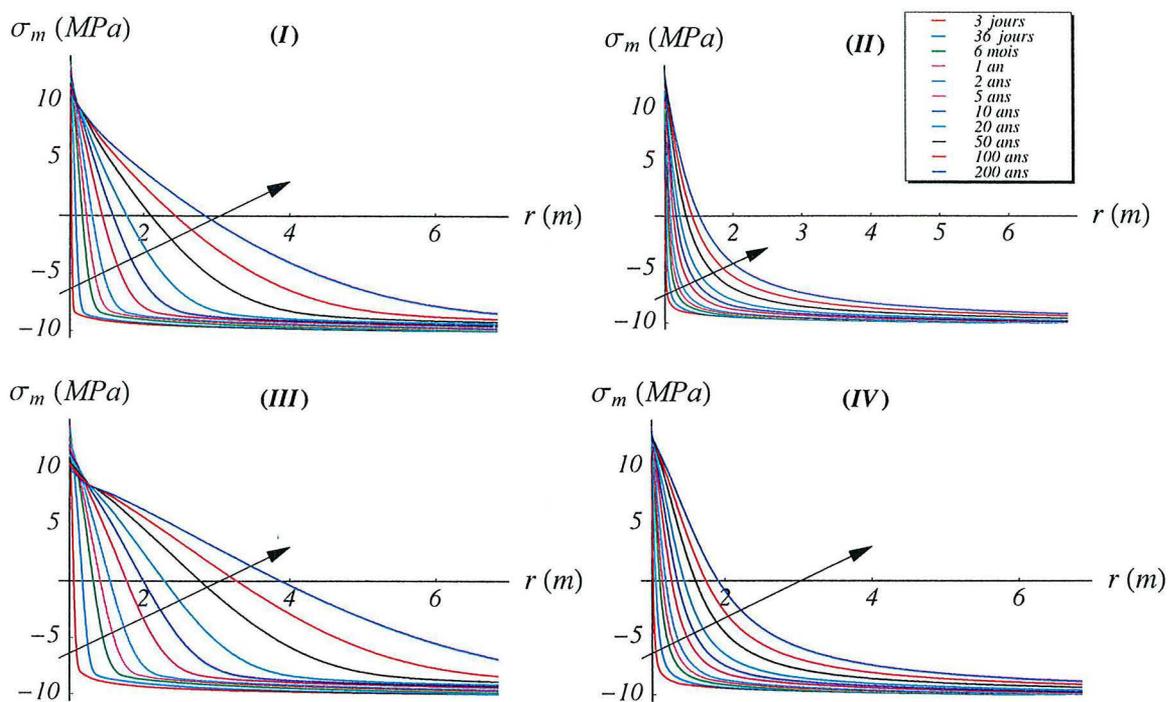


Figure D.3 Evolution spatiale de la contrainte moyenne .

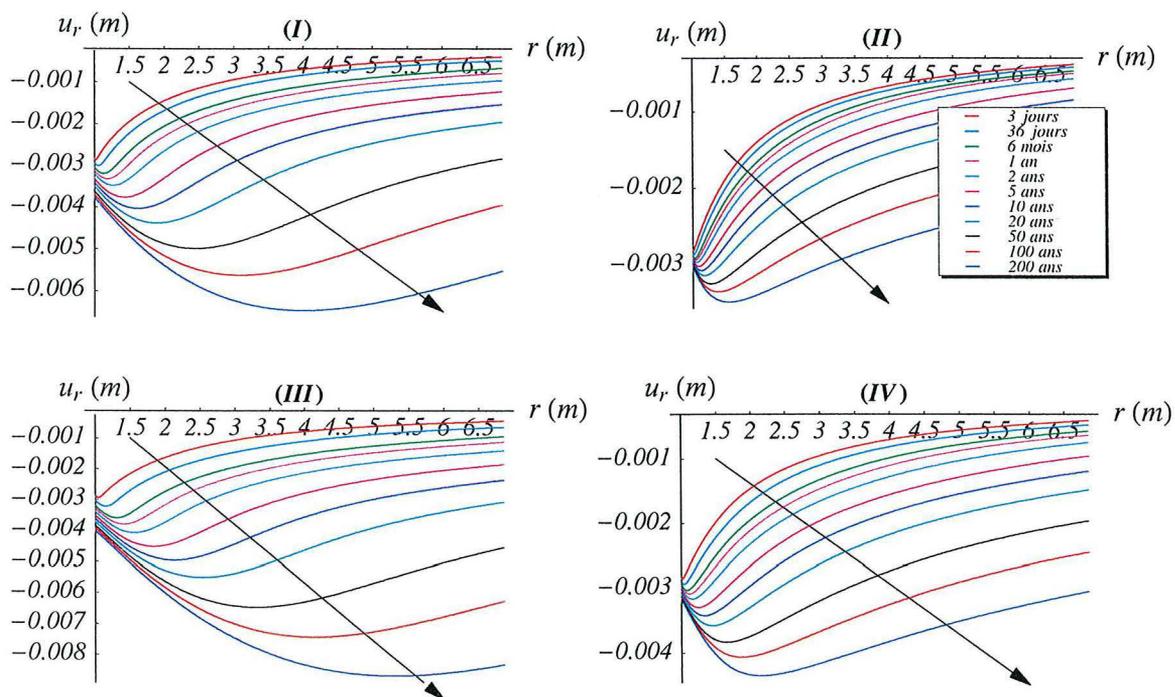


Figure D.4 Evolution spatiale du déplacement radial.

Service Commun de la Documentation
INPL
Nancy-Brabois

**AUTORISATION DE SOUTENANCE DE THESE
DU DOCTORAT DE L'INSTITUT NATIONAL
POLYTECHNIQUE DE LORRAINE**

000

VU LES RAPPORTS ETABLIS PAR :

Monsieur DORMIEUX Luc, Professeur, CERMMO E.N.P.C, Marne la Vallée

Monsieur VUILLET Laurent, Professeur, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Suisse

Le Président de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, autorise :

Monsieur BLAISONNEAU Arnold

à soutenir devant un jury de l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE,
une thèse intitulée :

**"Modélisations couplées Hydro-Mécaniques en milieux poreux partiellement saturés :
application à la ventilation de galeries profondes"**

en vue de l'obtention du titre de :

DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

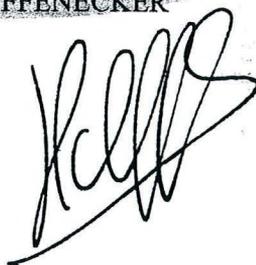
Spécialité : «**GENIE CIVIL-HYDROSYSTEMES-GEOTECHNIQUE**»

NANCY BRABOIS
2, AVENUE DE LA
FORET-DE-HAYE
BOITE POSTALE 3
F - 54 501
VANDOEUVRE CEDEX

Fait à Vandoeuvre le, 21 janvier 2002

Le Président de l'I.N.P.L.,

L. SCHUFFENECKER



Résumé

Durant les dernières décennies, l'étude des phénomènes couplés a pris une importance considérable dans de nombreux problèmes de la Géomécanique et du Génie Civil. Le stockage des déchets radioactifs en formations géologiques profondes est une parfaite illustration de ce genre de problème. En effet du fait des nombreux enjeux, il va être nécessaire de prendre en compte tous les phénomènes intervenant, afin de pouvoir tirer des conclusions sur la fonctionnalité première de la structure de stockage à savoir : le confinement en toute sûreté des déchets radioactifs.

Durant la phase de construction des structures de stockage, le creusement et la ventilation des galeries vont solliciter le massif rocheux environnant. L'objet de ce travail est de caractériser l'importance et la nature de cette sollicitation. Il est notamment primordial de déterminer la cinétique des phénomènes (progression du front de séchage induit par la ventilation, étendue de la zone perturbée) et la forces des couplages induits (contraintes en paroi des galeries, endommagement, etc.). Toutes ces considérations ont pour but d'évaluer les modifications éventuelles de la roche et ainsi ses capacités de confinement.

L'approche théorique retenue est celle de la Mécanique des Milieux Poreux définie par Coussy (1995) permettant, grâce à un formalisme à l'échelle macroscopique, de déterminer les évolutions de la roche en tant que milieu poreux partiellement saturé (formé d'une phase solide, d'une phase liquide et d'une phase gazeuse).

Les différents modèles présentés dans ce travail ont pour objectif de traduire au mieux les transferts de fluides au sein du massif rocheux mais également les aspects constitutifs liés au comportement mécanique de la roche (endommagement, plasticité).

Mots Clefs : Modèles couplés Hydro-Mécaniques, milieux poreux partiellement saturés, méthodes semi-explicites, endommagement, poroplasticité

Abstract

During the last decades, the study of coupling phenomena became more and more important in Geomechanics and Civil Engineering. Radioactive wastes repository in deep geological formation is a perfect illustration of this kind of problems. Indeed, due to numerous stakes, all acting phenomena must be considered in order to determine the first functionality of the repository structure : the full safety confining of radioactive wastes.

During the building period of the repository structures, the excavation and the ventilation of galleries induce sollicitation of the surrounding rock mass. The object of this work is to characterize the importance and the nature of this sollicitation. It's fundamental to determine the phenomena kinetics (progression of the drying front induced by ventilation, the extent of the perturbed zone) and the strength of induced couplings (stresses in front of gallery, damage). The aim of all this considerations is to evaluate the eventual modifications of the rock and its confining abilities.

The theoretical approach is the Mechanics of Porous Media defined by Coussy (1995), which leads to a formalism at the macroscopic scale and allows to determine the evolutions of the rock, considered as partially saturated porous medium (three-phases medium).

The aim of the different models presented in this work is to describe the fluids transfers in the rock mass and to take into account constitutive aspects of the mechanical behavior of the rock (damage, plasticity).

Key-words : Hydro-Mechanical models, partially saturated porous media, semi-explicit methods, damage, poroplasticity.