



HAL
open science

Étude de l'endommagement à court et long terme d'une roche poreuse

Javad Eslami

► **To cite this version:**

Javad Eslami. Étude de l'endommagement à court et long terme d'une roche poreuse. Autre. Institut National Polytechnique de Lorraine, 2010. Français. NNT : 2010INPL006N . tel-01748819

HAL Id: tel-01748819

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01748819>

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 et Ouvrages
École Doctorale R P2 E

THESE

Présentée à l'I.N.P.L.
en vue de l'obtention du titre de

Docteur de l'I.N.P.L.

En Génie Civil - Hydrosystèmes - Géotechnique

Par

Javad Eslami

ETUDE DE L'ENDOMMAGEMENT A COURT ET LONG TERME D'UNE ROCHE POREUSE

Soutenue publiquement le 18 Mars 2010 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :

Françoise Homand	Président du jury
Jian Fu SHAO	Rapporteur
Nicolas SCHMITT	Rapporteur
David AMITRANO	Examineur
Dashnor HOXHA	Directeur de thèse
Dragan GRGIC	Co-directeur de thèse

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

École Nationale Supérieure de Géologie de Nancy
Laboratoire Environnement Géomécanique et Ouvrages
École Doctorale R P 2 E

THESE

Présentée à l'I.N.P.L.
en vue de l'obtention du titre de

Docteur de l'I.N.P.L.

En Génie Civil - Hydrosystèmes - Géotechnique

Par

Javad Eslami

ETUDE DE L'ENDOMMAGEMENT A COURT ET LONG TERME D'UNE ROCHE POREUSE

Soutenue publiquement le 18 Mars 2010 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :

Françoise Homand	Professeur, Institut National Polytechnique de Lorraine	Président du jury
Jian Fu SHAO	Professeur, Université des sciences et Technologie de Lille	Rapporteur
Nicolas SCHMITT	Professeur, Université Paris 12	Rapporteur
David AMITRANO	Maître de Conférences (HDR), Université J. Fourier de Grenoble	Examineur
Dashnor HOXHA	Professeur, Université d'Orléans	Directeur de thèse
Dragan GRGIC	Maître de Conférences, Institut National Polytechnique de Lorraine	Co-directeur de thèse

*" La théorie, c'est quand on sait tout et que rien ne fonctionne.
La pratique, c'est quand tout fonctionne et que personne ne sait pourquoi.
Ici, nous avons réuni théorie et pratique : rien ne fonctionne... et personne ne sait
pourquoi ! "*
Albert Einstein.

*A ma famille
A ma mère et mon père
A la mémoire de mon frère et sa petite fille Hassti*

Remerciements

Je tiens à témoigner ma reconnaissance à tous ceux qui m'ont aidé à la préparation de cette thèse.

Je tiens tout d'abord à remercier Monsieur Dashnor HOXHA, qui m'a encadré comme directeur de thèse au LAEGO. J'ai eu la chance de travailler non seulement aux côtés d'un grand scientifique, mais aussi auprès d'une personne chaleureuse, dont j'aimerais saluer ici les qualités humaines. Merci de vos encouragements et de m'avoir fait confiance. Je remercie très chaleureusement Monsieur Dragan GRGIC, mon co-directeur de thèse. Ses expériences expérimentales, sa disponibilité et ses conseils ont été un soutien indispensable à la réalisation de ce travail.

Je voudrais adresser mes remerciements à Madame Françoise Homand, professeur de l'INPL, qui m'a accueilli au sein de son équipe de recherche au LAEGO et a accepté d'être présidente de mon jury.

Je remercie sincèrement Monsieur Jian Fu Shao, Professeur à l'Université des Sciences et Technique de Lille ainsi que Monsieur Nicolas Schmitt, Professeur à l'Université Paris 12, pour l'intérêt qu'ils ont témoigné à l'égard de mon travail en acceptant la charge de rapporteur. Leurs commentaires sur le mémoire et leurs discussions lors de la soutenance ont été constructifs. Je voudrais remercier également Monsieur David Amitrano, Maître de Conférences à l'Université de J. Fourier de Grenoble pour avoir accepté d'examiner ce travail.

J'associe à ces remerciements, tous les enseignants, chercheurs, thésards, techniciens et autres permanents du LAEGO, avec lesquels j'ai entretenu de bons rapports et qui m'ont aussi apporté leur soutien tout au long de ces années de thèse. De la longue liste de leurs noms, je voudrais distinguer Laurent SCHOUMACKER, assistant-ingénieur au LAEGO pour ses aides à la réalisation des essais de laboratoire.

Un amical remerciement à mes amis à Nancy pour leur disponibilité, leur bonne humeur et surtout, l'amitié qu'ils m'ont prouvée dans plusieurs situations : Fabrice, Laurent, Bien, Phi, Yassine, Théophile, Mohamad...

J'aimerais porter une attention toute particulière à Saina qui m'a offert son soutien permanent durant ces années. Je souhaite qu'elle trouve ici la marque de ma grande reconnaissance.

A toute ma famille, en particulier mes parents, je reconnais la dette de m'avoir facilité la tâche en se privant de leur fils pendant les longues heures et années de ce travail. Que cette dette soit payée pour toute ma vie. Je dédie ce manuscrit à celui qui aurait été si fier de me voir achever cette thèse et qui sera toujours présent malgré sa disparition trop soudaine, mon frère Reza.

Etude de l'endommagement à court et long terme d'une roche poreuse

Résumé

Parmi les différents phénomènes responsables de la déformation à court et long terme des roches poreuses, on s'intéresse dans ce travail à l'endommagement d'un calcaire oolitique en régime semi-fragile et sous différentes conditions hydriques. Dans ce but, nous avons élaboré un dispositif expérimental permettant de mesurer les vitesses des ondes ultrasonores et les déformations ainsi que d'écouter les émissions acoustiques sur le même échantillon, sous chargement mécanique et sous différentes conditions hydriques. En particulier, le dispositif expérimental permet de mesurer simultanément, les vitesses des ondes ultrasonores selon 3 directions de propagation (axiale, latérale et hors axe) et 3 polarisations différentes (P et 2 S perpendiculaires), ceci quasi-instantanément, ce qui *in fine* permet d'enregistrer les évolutions des vitesses des ondes ultrasonores en continu pendant le chargement. Ces mesures de vitesses permettent d'évaluer le tenseur acoustique à tout moment et donc de suivre en continu l'évolution de l'état d'endommagement de la roche. Le comportement endommageable à court et long terme du calcaire est modélisé à l'aide d'un modèle phénoménologique qui est basé sur une généralisation macroscopique des mécanismes microscopiques mis en évidence par les études expérimentaux (glissement-ouverture des fissures existantes, nucléation de nouvelles fissures, propagation et coalescence de fissures). Le modèle à court terme reproduit assez bien le comportement expérimental instantané de la roche (courbes contrainte-déformations et évolution des modules élastiques). Le modèle de comportement à long terme, découplé dans sa formulation du modèle à court terme, permet de reproduire qualitativement les courbes de fluage expérimentales.

Mots-clé : endommagement, fissuration, onde élastique, modélisation.

Study of short and long term damage of a porous rock

Abstract

Among the different phenomena responsible for the short and long term deformation of porous rocks, we have studied in this work the damage of an oolitic limestone in the semi-brittle regime and under different hydrous conditions. For this purpose, we have developed an experimental device allowing the simultaneous and continuous measurement of strains and elastic wave velocities, as well as acoustic emissions, on the same sample under mechanical loading and under different hydrous conditions. Particularly, the experimental setup allows simultaneous and continuous measurement of the five elastic wave velocities in 3 different directions of propagation (axial, lateral and off-axis) and 3 different directions of polarization (P and 2 perpendicular S), this almost instantaneously. These velocity measurements allow to assess the acoustic tensor at any time and thus to continuously monitor the evolution of the damage of the rock. The short and long term damage behavior of the limestone is modelled thanks to a phenomenological model which is based on a macroscopic generalization of the microscopic mechanisms highlighted by the experimental study (sliding-opening of existing cracks, nucleation of new cracks, propagation and coalescence of cracks). The short-term model reproduces very well the instantaneous behavior (stress-strain curves and evolution of elastic moduli). The long-term model, whose formulation is uncoupled from the short-term model, allows reproducing qualitatively the experimental creep curves.

Key-words: damage, cracking, elastic wave, modelling.

Sommaire

SOMMAIRE.....	1
LISTE DES FIGURES	3
LISTE DES TABLEAUX.....	7
NOTATIONS.....	8
INTRODUCTION GENERALE	9
CHAPITRE I.....	13
I. GENERALITES SUR LA DEFORMATION ET LA RUPTURE DES ROCHES POREUSES.....	13
I.1. INTRODUCTION	13
I.2. MECANISMES DE DEFORMATION DES MATERIAUX CRISTALLINS SOUS SOLlicitATION MECANIQUE....	13
I.2.1. Mécanismes de déformation à l'échelle du réseau cristallin	14
I.2.2. Mécanismes d'écoulement visqueux à l'échelle des grains.....	16
I.2.3. Développement de la microfissuration.....	16
I.3. MANIFESTATION ET CARACTERISATION DE L'ENDOMMAGEMENT EN LABORATOIRE	17
I.3.1. Essai mécanique.....	18
I.3.2. Perméabilité.....	19
I.3.3. Emissions acoustiques.....	20
I.3.4. Vitesses des ondes ultrasonores.....	24
I.3.5. Observation de l'évolution de la fissuration au cours des essais mécaniques.....	29
I.4. COMPORTEMENT MECANIQUE DIFFERE DES ROCHES	31
I.5. EFFET DE L'EAU SUR LE COMPORTEMENT MECANIQUE DES ROCHES	34
I.5.1. Couplage hydro-mécanique	34
I.5.1.1. Pression capillaire, Loi de Laplace, loi de Kelvin	34
I.5.1.2. La contrainte effective.....	35
I.5.2. Effets physico-chimiques	38
I.6. CONCLUSION	39
CHAPITRE II	41
II. DESCRIPTION DE MATERIAU ETUDIE.....	41
II.1. INTRODUCTION	41
II.2. DESCRIPTION MINERALOGIQUE.....	42
II.3. DESCRIPTION PETROPHYSIQUE.....	43
II.3.1. Porosité	43
II.3.1.1. Définition de la porosité	43
II.3.1.2. Porosité ouverte (ou connectée) à l'eau : imbibition, réalisée sous vide	44
II.3.1.3. Porosité au mercure	44
II.3.2. Courbes de succion capillaire (isothermes d'adsorption d'eau).....	46
II.3.3. Mesure des perméabilités en régime permanent	48
II.4. CONCLUSION	49
CHAPITRE III.....	51
III. ESSAIS MECANQUES AVEC MESURES ACOUSTIQUES.....	51
III.1. INTRODUCTION	51
III.2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL.....	52
III.2.1. Préparation des éprouvettes.....	52
III.2.2. Trois types de mesures effectués au cours des essais hydro-mécaniques.....	52
III.2.2.1. Mesures mécaniques.....	52
III.2.2.2. Mesure des émissions acoustiques.....	53
III.2.2.3. Instrumentation et mesure des vitesses de propagation des ondes ultrasonores.....	54
III.2.3. Chargement mécanique : dispositif et conditions.....	57
III.2.4. Contrôle des conditions hydriques	58
III.2.5. Les différents types d'essais mécaniques effectués.....	58
III.2.5.1. Essais hydrostatiques.....	58

III.2.5.2.	Essais triaxiaux.....	59
III.2.5.3.	Essais uniaxiaux avec mesure des vitesses des ondes ultrasonores et écoute des émissions acoustiques	59
III.2.5.4.	Essais de fluage avec mesure des vitesses des ondes ultrasonores et écoute des émissions acoustiques	59
III.3.	RESULTATS EXPERIMENTAUX : INTERPRETATION ET DISCUSSION	61
III.3.1.	<i>Résultats des essais hydrostatiques</i>	61
III.3.2.	<i>Résultats des essais triaxiaux</i>	61
III.3.3.	<i>Résultats des essais de compression uniaxiale avec mesure des vitesses</i>	66
III.3.3.1.	Données mécaniques et acoustiques.....	67
III.3.3.2.	Modules mécaniques statiques	71
III.3.3.3.	Modules élastiques dynamiques	73
III.3.3.4.	Confrontation des données mécaniques et acoustiques	75
III.3.4.	<i>Résultats des essais de fluage uniaxial</i>	76
III.3.4.1.	Données mécaniques et acoustiques.....	77
III.3.4.2.	Modules mécaniques statiques	92
III.3.4.3.	Modules élastiques dynamiques	94
III.3.5.	<i>Effet de l'eau sur le comportement mécanique des roches</i>	95
III.3.6.	<i>Résultats des essais uniaxiaux avec écoute des émissions acoustiques</i>	99
III.3.6.1.	Mode d'acquisition.....	99
III.3.6.2.	Activité acoustique et analyse énergétique.....	100
III.3.6.3.	Localisation des événements acoustiques.....	103
III.4.	CONCLUSION	105
CHAPITRE IV	107
IV. MODELISATION DU COMPORTEMENT A COURT ET A LONG TERME DU CALCAIRE D'EUVILLE	107
IV.1.	COMPORTEMENT MECANIQUE D'UN SOLIDE FISSURE	107
IV.1.1.	<i>Modèles d'évolution de la fissuration</i>	107
IV.1.2.	<i>Propriétés effectives d'un solide fissuré</i>	109
IV.2.	PROPOSITION D'UN MODELE ELASTO-ENDOMMAGEABLE POUR LE COMPORTEMENT A COURT TERME DU CALCAIRE D'EUVILLE	112
IV.2.1.	<i>Comportement élasto-endommageable à fissuration constante</i>	113
IV.2.2.	<i>Distribution initiale de la densité de la fissuration, spectre de fissuration et critère de fermeture de fissures</i>	115
IV.2.3.	<i>Frottement et cohésion de fissures, glissement des fissures non rectilignes et intersection de fissures</i>	119
IV.2.4.	<i>Evolution de la fissuration en cours de chargement : nucléation et propagation de fissures</i>	124
IV.2.5.	<i>Déformations du matériau fissuré au delà du seuil de la coalescence</i>	127
IV.2.6.	<i>Résumé des principales hypothèses, équations et paramètres du modèle</i>	128
IV.2.7.	<i>Calibration du modèle de comportement instantané et simulation des essais de laboratoire</i>	129
IV.3.	EXTENSION DU MODELE POUR PRENDRE EN COMPTE LE COMPORTEMENT LONG TERME DE LA ROCHE	133
IV.3.1.	<i>Modèle conceptuel</i>	134
IV.3.2.	<i>Identification des paramètres de la loi de Lemaitre</i>	135
IV.3.3.	<i>Description du modèle différenciel</i>	138
IV.3.4.	<i>Identification des paramètres et simulation des essais de fluage multi paliers</i>	143
IV.4.	CONCLUSIONS.....	149
CONCLUSIONS GENERALES ET PERSPECTIVES		151
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES		155
ANNEXE A		167
ANNEXE B		173

Liste des figures

FIGURE I-1 : POINTS CARACTERISTIQUES DES COURBES CONTRAINTE-DEFORMATIONS (D'APRES MARTIN ET CHANDLER 1994).....	18
FIGURE I-2 : DEFORMATION ET FREQUENCE DES EMISSIONS ACOUSTIQUES LORS D'ESSAIS DE COMPRESSION UNIAXIALE SUR (A) : LE GRANITE DE WETERLY ET (B) : UN TUF DU COLORADO, D'APRES SCHOLZ (1968)...	20
FIGURE I-3 : LOCALISATION DES HYPOCENTRES DES EVENEMENTS ACOUSTIQUES (AU NOMBRE DE 11207 POUR HS ET 18411 POUR JS), D'APRES JOUNIAUX ET AL. (2001).....	23
FIGURE I-4 : QUATRE TYPES DE MECANISMES AU FOYER OBTENUS APRES ANALYSE DES DONNEES ACOUSTIQUES ISSUES DE L'ESSAI DE COMPRESSION TRIAXIALE D'UN SCHISTE, AINSI QUE LES PROPOSITIONS CORRESPONDANTES DE MECANISMES DE MICRO-RUPTURE (LEI ET AL. 2000A).	23
FIGURE I-5 : VARIATION DES VITESSES DES ONDES DE COMPRESSION, V_p , ET DE CISAILLEMENT, V_s SUR LE GRES DE DARLEY DALE SOUS 50 MPa DE CONFINEMENT, D'APRES SAMMONDS ET AL. (1989).....	25
FIGURE I-6 : DONNEES DE VITESSES DES ONDES ELASTIQUES SOUS CONTRAINTE ISOTROPE ET AXIALE. LEGENDE DE LA FIGURE DE GAUCHE : TRAIT PLEIN POUR LE CHARGEMENT, TRAIT DISCONTINU POUR LE DECHARGEMENT. LEGENDE DE LA FIGURE DE DROITE : TRAIT PLEIN POUR LE PREMIER CHARGEMENT, TRAIT DISCONTINU POUR LE SECOND D'APRES SAROUT (2006).	26
FIGURE I-7 : RELATION VITESSE/SATURATION EN EAU POUR DIVERS MATERIAUX (METHODE DE LA BARRE RESONNANTE). COURBE (A) ET (C) D'APRES MURPHY, (1982).COURBE (B) D'APRES BOURBIE ET ZINSZNER, (1985).	28
FIGURE I-8 : COMPORTEMENT CARACTERISTIQUE DE LA VITESSE EN FONCTION DE LA SATURATION EN EAU POUR DES SEDIMENTS CONSOLIDES A UNE PRESSION DE CONFINEMENT DE 35 MPa (D'APRES GREGORY, 1976)...	28
FIGURE I-9 : DIAGRAMME DE ROSETTE DU NOMBRE CUMULEES DE MICROFISSURES A DIFFERENTS NIVEAUX DE LA CONTRAINTE DE COMPRESSION NORMALISEE AVEC LA RESISTANCE EN COMPRESSION SIMPLE : 1) $\sigma_{33} = 0,59\sigma_c$, 2) $\sigma_{33} = 0,73\sigma_c$, 3) $\sigma_{33} = 0,88\sigma_c$, 4) $\sigma_{33} = 0,96\sigma_c$, 5) $\sigma_{33} = \sigma_c$ 6) APRES DECHARGEMENT (D'APRES ZHAO, 1998).....	30
FIGURE I-10 : DIAGRAMME DE ROSETTE DES LONGUEURS CUMULEES DE MICROFISSURES A DIFFERENTS NIVEAUX DE LA CONTRAINTE DE COMPRESSION NORMALISEE AVEC LA RESISTANCE EN COMPRESSION SIMPLE : 1) $\sigma_{33} = 0,59\sigma_c$, 2) $\sigma_{33} = 0,73\sigma_c$, 3) $\sigma_{33} = 0,88\sigma_c$, 4) $\sigma_{33} = 0,96\sigma_c$, 5) $\sigma_{33} = \sigma_c$ 6) APRES DECHARGEMENT (D'APRES ZHAO, 1998).....	31
FIGURE I-11 : ILLUSTRATION CLASSIQUE DES TROIS PHASES DE FLUAGE.	32
FIGURE I-12 : LA GEOMETRIE IDEALISEE DE L'INTERFACE INTERGRANULAIRE (PIETRUSZCZAK ET AL., 2006).	39
FIGURE II-1 : MICROSTRUCTURE DU CALCAIRE OOLITHIQUE D'EUVILLE A FAIBLE ET FORT GROSSISSEMENTS (PHOTOS MEB).	42
FIGURE II-2 : SPECTRE D'ANALYSE CHIMIQUE SEMI-QUANTITATIF AU MEB SUR UN ECHANTILLON DE CALCAIRE D'EUVILLE.	42
FIGURE II-3 POROSIMETRIE AU MERCURE SUR LE CALCAIRE D'EUVILLE (1 ^{ERE} ET 2 ^{ERE} INJECTIONS): DISTRIBUTION DU RAYON D'ACCES DES PORES R (SPECTRE POREUX).	45
FIGURE II-4 : ISOTHERME DE SUCCION (CALCAIRE D'EUVILLE) : DEGRE DE SATURATION EN FONCTION DE L'HUMIDITE RELATIVE (OU PRESSION CAPILLAIRE).	47
FIGURE II-5 : REPRESENTATION SCHEMATIQUE DE LA COURBE DE RETENTION D'EAU D'UNE PIERRE DE CONSTRUCTION.	47
FIGURE III-1 : ECHANTILLON DE CALCAIRE, INSTRUMENTE DES JAUGES EXTENSOMETRIQUES ET DES CAPTEURS ACOUSTIQUES.	54
FIGURE III-2 : DISPOSITIF HYDRO-MECANIQUE : A) UN ECHANTILLON DE CALCAIRE D'EUVILLE EQUIPE DE JAUGES DE DEFORMATION ET DE CERAMIQUES PIEZO-ELECTRIQUE, B) LES CALLES METALLIQUES POUR LES MESURES DES VITESSES EN DIRECTION AXIALES ET C) UN ECHANTILLON DISPOSE DANS UN CYLINDRE PLEXIGLAS POUR CONTROLE D'HYGROMETRIE PAR LA METHODE DES SOLUTIONS SALINES.	56
FIGURE III-3 : LE SCHEMA D'UN CAPTEUR PIEZO-ELECTRIQUE AVEC TROIS COUCHES ET L'EMPLACEMENT DES 5 CAPTEURS SUR LA SURFACE DE L'ECHANTILLON CYLINDRIQUE (LA DIRECTION DE POLARISATION D'ONDE ET DE PROPAGATION EST INDIQUEE).....	56
FIGURE III-4 : DISPOSITIF EXPERIMENTAL : CELLULES DE FLUAGE MONTEES EN SERIE.	60
FIGURE III-5 : ESSAI HYDROSTATIQUE DRAINE REALISE SUR UN ECHANTILLON DE CALCAIRE.....	61
FIGURE III-6 : EXEMPLE DE COURBES CONTRAINTE-DEFORMATIONS D'UN ESSAI TRIAXIAL DRAINE POUR LE CALCAIRE D'EUVILLE.	62
FIGURE III-7 : DEFORMATIONS AXIALES DU CALCAIRE (ESSAIS TRIAXIAUX DRAINES).....	63

FIGURE III-8 : COURBES D'ÉVOLUTION (A) : DES MODULES DE YOUNG AXIAUX EN FONCTION DU DEVIATEUR (B) : DES PENTES DES DEFORMATIONS LATÉRALES EN FONCTION DU DEVIATEUR (C) : DES COEFFICIENTS DE POISSON EN FONCTION DU DEVIATEUR ET (D) : DU SEUIL DE NON-LINEARITÉ DES DEFORMATIONS LATÉRALES, DU SEUIL DE DILATANCE ET DE LA RÉSISTANCE À LA RUPTURE EN FONCTION DU CONFINEMENT.	63
FIGURE III-9 : SCHEMA ILLUSTRANT LE CHEMIN DE CHARGEMENT AU COURS D'UN ESSAI TRIAXIAL SPECIFIQUE POUR DETERMINER LES MODULES AXIAL ET RADIAL DANS LE PLAN (A) : CONTRAINTE AXIALE VS RADIALE (B) : CONTRAINTE AXIALE VS DEFORMATIONS ET (C) : CONTRAINTE RADIALE VS DEFORMATIONS.	65
FIGURE III-10 : COURBES D'ÉVOLUTION (A) : DES DEFORMATIONS EN FONCTION DE LA CONTRAINTE AXIALE (B) : DES DEFORMATIONS EN FONCTION DE LA CONTRAINTE RADIALE ET (C) : DES MODULES AXIAL ET LATÉRAL EN FONCTION DE LA CONTRAINTE AXIALE MAXIMALE (AVANT LE DECHARGEMENT) DE CHAQUE CYCLE.	66
FIGURE III-11 : LES COURBES : (A) DE CONTRAINTE-DEFORMATION (B) D'ÉVOLUTION DES VITESSES DES ONDES P (C) D'ÉVOLUTION DES VITESSES DES ONDES S (ESSAI I).	68
FIGURE III-12 : LES COURBES : (A) DE CONTRAINTE-DEFORMATIONS (B) D'ÉVOLUTION DES VITESSES DES ONDES P (C) D'ÉVOLUTION DES VITESSES DES ONDES S (ESSAI II).	70
FIGURE III-13 : DETERMINATION DES MODULES DE YOUNG TANGENT ET APPARENT.	72
FIGURE III-14 : COURBES D'ÉVOLUTION (A) : DES MODULES DE YOUNG AXIAUX EN FONCTION DE LA CONTRAINTE (B) : DES PENTES DES DEFORMATIONS LATÉRALES EN FONCTION DE LA CONTRAINTE (C) : DES COEFFICIENTS DE POISSON EN FONCTION DE LA CONTRAINTE.	72
FIGURE III-15 : ÉVOLUTION DES MODULES D'YOUNG AXIAUX EN FONCTION DE LA CONTRAINTE (ESSAI II ET ESSAI IV).	73
FIGURE III-16 : ÉVOLUTION DES MODULES ELASTIQUES DYNAMIQUES (ESSAI I).	74
FIGURE III-17 : ÉVOLUTION DES MODULES ELASTIQUES DYNAMIQUES (ESSAI II).	74
FIGURE III-18 : ÉVOLUTION DU MODULE DE YOUNG STATIQUE E_{33} ET DES MODULES DE YOUNG DYNAMIQUES E_{33} ET E_{11} (A : ESSAI II ET B : ESSAI IV).	75
FIGURE III-19 : ÉVOLUTION DES MODULES ELASTIQUES DYNAMIQUES (ESSAI II).	76
FIGURE III-20 : DEFORMATIONS AXIALES, LATÉRALES ET VOLUMIQUES TOTALES EN FONCTION DU TEMPS POUR LE CALCAIRE D'EUVILLE (ESSAI DE FLUAGE FI).	80
FIGURE III-21 : DEFORMATIONS AXIALES, LATÉRALES ET VOLUMIQUES DIFFÉREES EN FONCTION DU TEMPS POUR LE CALCAIRE D'EUVILLE (ESSAI DE FLUAGE FI).	80
FIGURE III-22 : DEFORMATIONS AXIALES, LATÉRALES ET VOLUMIQUES INSTANTANÉES AUX DIFFÉRENTS PALIERS DE CONTRAINTE (ESSAI DE FLUAGE FI).	81
FIGURE III-23 : SUPERPOSITION DES COURBES DE DEFORMATIONS (A) AXIALES DIFFÉREES POUR LES DIFFÉRENTS PALIERS DE CHARGEMENT (B) AXIALES ET LATÉRALES POUR DEUX PALIER DE DECHARGEMENT À 1 MPa (C) LATÉRALES POUR LES DIFFÉRENTS PALIERS DE CHARGEMENTS ET (D) AGRANDISSEMENT DE (C) (ESSAI DE FLUAGE FI).	81
FIGURE III-24 : ÉVOLUTION DES VITESSES DES ONDES P ULTRASONORES PENDANT: (A) LE CHARGEMENT INSTANTANÉ ET LA PHASE DE FLUAGE (B) LA PHASE DE FLUAGE SEULE (C) LA PARTIE INSTANTANÉE EN FONCTION DE LA CONTRAINTE (ESSAI DE FLUAGE FI).	82
FIGURE III-25 : ÉVOLUTION DES VITESSES DES ONDES S ULTRASONORES PENDANT: (A) LE CHARGEMENT INSTANTANÉ ET LA PHASE DE FLUAGE (B) LA PHASE DE FLUAGE SEULE (C) LA PARTIE INSTANTANÉE EN FONCTION DE LA CONTRAINTE (ESSAI DE FLUAGE FI).	83
FIGURE III-26 : DEFORMATIONS AXIALES, LATÉRALES ET VOLUMIQUES TOTALES EN FONCTION DU TEMPS POUR LE CALCAIRE D'EUVILLE (ESSAI DE FLUAGE FIII).	86
FIGURE III-27 : DEFORMATIONS AXIALES, LATÉRALES ET VOLUMIQUES DIFFÉREES EN FONCTION DU TEMPS POUR LE CALCAIRE D'EUVILLE (ESSAI DE FLUAGE FIII).	86
FIGURE III-28 : DEFORMATIONS AXIALES, LATÉRALES ET VOLUMIQUES INSTANTANÉES AUX DIFFÉRENTS PALIERS DE CONTRAINTE (ESSAI DE FLUAGE FIII).	87
FIGURE III-29 : SUPERPOSITION DES COURBES DE DEFORMATIONS (A) AXIALES DIFFÉREES POUR LES DIFFÉRENTS PALIERS DE CHARGEMENT (B) AXIALE ET LATÉRALE POUR LE PALIER DE DECHARGEMENT À 1 MPa (C) LATÉRALES POUR LES DIFFÉRENTS PALIERS DE CHARGEMENTS ET (D) AGRANDISSEMENT DE (C) (ESSAI DE FLUAGE FIII).	87
FIGURE III-30 : ÉVOLUTION DES VITESSES DES ONDES P ULTRASONORES PENDANT: (A) LE CHARGEMENT INSTANTANÉ ET LA PHASE DE FLUAGE (B) LA PHASE DE FLUAGE SEULE (C) JUSTE LA PARTIE INSTANTANÉE EN FONCTION DE LA CONTRAINTE (ESSAI DE FLUAGE FIII).	88
FIGURE III-31 : ÉVOLUTION DES VITESSES DES ONDES S ULTRASONORES PENDANT: (A) LE CHARGEMENT INSTANTANÉ ET LA PHASE DE FLUAGE (B) LA PHASE DE FLUAGE SEUL (C) JUSTE LA PARTIE INSTANTANÉE EN FONCTION DE LA CONTRAINTE (ESSAI DE FLUAGE FIII).	89
FIGURE III-32 : DEFORMATIONS AXIALES, LATÉRALES ET VOLUMIQUES TOTALES EN FONCTION DU TEMPS POUR LE CALCAIRE D'EUVILLE (ESSAI DE FLUAGE FV).	90

FIGURE III-33 : DEFORMATIONS AXIALES, LATERALES ET VOLUMIQUES DIFFEREES EN FONCTION DU TEMPS POUR LE CALCAIRE D'EUVILLE (ESSAI DE FLUAGE FV).....	90
FIGURE III-34 : EVOLUTION DES VITESSES DES ONDES P ULTRASONORES PENDANT: (A) LE CHARGEMENT INSTANTANE ET LA PHASE DE FLUAGE (B) JUSTE LA PHASE DE FLUAGE (C) JUSTE LA PARTIE INSTANTANEE EN FONCTION DE LA CONTRAINTE (ESSAI DE FLUAGE FV).	91
FIGURE III-35 : EVOLUTION DES VITESSES DES ONDES P ULTRASONORES PENDANT: (A) LE CHARGEMENT INSTANTANE ET LA PHASE DE FLUAGE (B) JUSTE LA PHASE DE FLUAGE (C) JUSTE LA PARTIE INSTANTANEE EN FONCTION DE LA CONTRAINTE (ESSAI DE FLUAGE FV).	91
FIGURE III-36 COURBES D'EVOLUTION (A) : DES MODULES DE YOUNG AXIAUX EN FONCTION DE LA CONTRAINTE AXIALE (B) : DES PENTES DES DEFORMATIONS LATERALES EN FONCTION DE LA CONTRAINTE AXIALE (C) : DES COEFFICIENTS DE POISSON EN FONCTION DE LA CONTRAINTE AXIALE.....	93
FIGURE III-37 : EVOLUTION DES MODULES ELASTIQUES DYNAMIQUES (ESSAI DE FLUAGE FI, H _R =100 %).	94
FIGURE III-38 : EVOLUTION DES MODULES ELASTIQUES DYNAMIQUES (ESSAI DE FLUAGE FIII, H _R =85%).	94
FIGURE III-39 : LES ENVELOPPES DES COURBES DE DEFORMATIONS AXIALE, LATERALE ET VOLUMIQUE DU CALCAIRE D'EUVILLE (ESSAIS UNIAXIAUX I, II, III ET IIII).....	95
FIGURE III-40 : COURBES D'EVOLUTION DU SEUIL DE NON-LINEARITE DES DEFORMATIONS LATERALES, DU SEUIL DE DILATANCE, DE LA RESISTANCE A LA RUPTURE ET LE MODULE DE YOUNG INITIAL EN FONCTION D'HYGROMETRIE (ESSAIS UNIAXIAUX I, II, III ET IIII).	96
FIGURE III-41 : LES CHEMINS DE CHARGEMENT DANS L'ESPACE DES INVARIANTS DE LA CONTRAINTE EFFECTIVE ET LA SURFACE DE RUPTURE SATUREE POUR LE CALCAIRE D'EUVILLE.	97
FIGURE III-42 : SCHEMA DES CAPTEURS COLLES AUTOUR D'UN ECHANTILLON ET FORMES D'ONDE ENREGISTREES PAR LES 8 CAPTEURS AU COURS DE L'ESSAI DE COMPRESSION UNIAXIALE SUR LE CALCAIRE D'EUVILLE... ..	100
FIGURE III-43 : (A) COURBES CONTRAINTE-DEFORMATIONS, (B) ENERGIE DES EVENEMENTS EN FONCTION DE TEMPS, (C) EVOLUTION DE NOMBRE CUMULE D'EA EN FONCTION DU TEMPS, (D) AGRANDISSEMENT DE (C), (E) EVOLUTION DE L'ENERGIE CUMULE DES EVENEMENTS ET (F) AGRANDISSEMENT DE (E).	101
FIGURE III-44 : EVOLUTION DE L'EXPOSANT B AU COURS D'UN ESSAI DE COMPRESSION UNIAXIALE SUR LE CALCAIRE D'EUVILLE. CHAQUE VALEUR DE B A ETE CALCULEE POUR (A) : UNE FENETRE DE 200 EVENEMENTS SUCCESSIFS (B) : LES DIFFERENTES PHASES INDIQUEES PAR LES BARRES VERTICALES.	103
FIGURE III-45 : LOCALISATION DES HYPOCENTRES DES EVENEMENTS ACOUSTIQUES AU COURS D'UN ESSAI DE COMPRESSION UNIAXIALE SUR LE CALCAIRE D'EUVILLE.	104
FIGURE III-46 : LOCALISATION DES HYPOCENTRES DES EVENEMENTS ACOUSTIQUES AU COURS D'UN ESSAI DE COMPRESSION UNIAXIALE SUR LE CALCAIRE D'EUVILLE DANS DIFFERENTS PLANS.	104
FIGURE IV-1 : SCHEMA DU MODELE CLASSIQUE DE GLISSEMENT (D'APRES RENAUD 1998).....	109
FIGURE IV-2 : L'AJUSTEMENT DE LA COURBE DE DEFORMATION HYDROSTATIQUE POUR DETERMINER K_{max} ET \sum_{max}	116
FIGURE IV-3 : EVOLUTION DE LA DENSITE DE FISSURES OUVERTE EN FONCTION DE LA CONTRAINTE HYDROSTATIQUE.	117
FIGURE IV-4 : EVOLUTION DE LA DENSITE DE FISSURES OUVERTE EN FONCTION DES RAPPORTS D'ASPECTS DES FISSURES.	118
FIGURE IV-5 : EVOLUTION DE LA FRACTION VOLUMIQUE DES FISSURES OUVERTES EN FONCTION DES RAPPORTS D'ASPECTS DES FISSURES.....	118
FIGURE IV-6 : A) EXEMPLE D'UNE COURBE CONTRAINTE-DEFORMATION TYPIQUE EN CHARGEMENT CYCLIQUE POUR UN ESSAI DE COMPRESSION PREDITE PAR LE SCHEMA PCW, D'APRES ZHU (2006, FIGURE III.8). B) COURBE CONTRAINTE DEFORMATION EN CHARGEMENT CYCLIQUE D'UN DE NOS ESSAIS DE COMPRESSION TRIAXIALE.	120
FIGURE IV-7 : MODELE CONCEPTUEL DES FISSURES GLISSANTES-OUVRANTES.....	121
FIGURE IV-8 : LA COURBE CONTRAINTE-DEFORMATION (A GAUCHE) ET VARIATION DU MODULE ELASTIQUE (A DROITE) POUR LES ESSAIS UNIAXIAUX A DIFFERENTS HYGROMETRIES (ESSAI I, II, III ET VI).	130
FIGURE IV-9 : EVOLUTION DES PARAMETRES B ET K _T AVEC L'HYGROMETRIE.	131
FIGURE IV-10 : COURBES CONTRAINTE-DEFORMATION EN COMPRESSION TRIAXIALE (A GAUCHE) ET VARIATION DE MODULE (A DROITE).	132
FIGURE IV-11 : COMPARAISON DES COURBES EXPERIMENTALES ET PREDICTION DU MODELE DE LEMAITRE LORS DE DEUX PREMIERS PALIERS POUR L'ENSEMBLE DES ESSAIS FLUAGES.	137
FIGURE IV-12 : COMPARAISON DES COURBES EXPERIMENTALES ET PREDICTION DU MODELE DE LEMAITRE (PARAMETRAGE SUR LES DEUX PREMIERS PALIERS). A GAUCHE : LES PALIERS APRES PREMIERE PHASE DE DECHARGE ET A DROITE : LES PALIERS APRES LA DEUXIEME PHASE DE DECHARGE TOTALE (ESSAI FI).	137
FIGURE IV-13 : AJUSTEMENT DES COURBES DE FLUAGE PAR UNE FONCTION PUISSANCE DU TEMPS (ESSAI FI)....	141
FIGURE IV-14 : IDENTIFICATION DES PARAMETRES DE FLUAGE POUR LES DEFORMATIONS D'EXTENSION (A GAUCHE) ET DEFORMATIONS DE COMPRESSION (A DROITE) (ESSAI FI).	144

FIGURE IV-15 : COMPARAISON DES COURBES EXPERIMENTALES ET PREDICTION DU MODELE POUR LES TROIS PREMIERS PALIERS DE CHARGEMENT (ESSAI FI ET FII) ET DEUX PREMIERS PALIERS DE CHARGEMENT (ESSAI FIII, FIV ET FV).....	145
FIGURE IV-16 : COMPARAISON DES COURBES EXPERIMENTALES ET PREDICTION DU MODELE POUR LES PALIERS APRES DEUXIEME PHASE DE DECHARGE. A GAUCHE : LES DEFORMATIONS LATERALES ET A DROITE : LES DEFORMATIONS LATERALES VOLUMIQUE (ESSAI FI AVEC $H_r=100\%$).....	146
FIGURE IV-17 : IDENTIFICATION DES PARAMETRES DE FLUAGE POUR LES DEFORMATIONS D'EXTENSION ET COMPRESSION (ESSAI FIII AVEC $H_r=85\%$).....	146
FIGURE IV-18 : IDENTIFICATION DES PARAMETRES DE FLUAGE POUR LES DEFORMATIONS D'EXTENSION ET COMPRESSION (ESSAI FV AVEC HYGROMETRIE $H_r=66\%$).....	147
FIGURE IV-19 : COMPARAISON DES COURBES EXPERIMENTALES ET PREDICTION DU MODELE POUR LES PALIERS APRES LA PHASE DE DECHARGE. A GAUCHE : LES DEFORMATIONS LATERALES ET A DROITE : LES DEFORMATIONS LATERALES VOLUMIQUE (ESSAI FIII ET FIV AVEC $H_r=85\%$ ET FV A $H_r=66\%$).....	148

Liste des tableaux

TABLEAU II-1 : COMPOSITION CHIMIQUE DU CALCAIRE D'EUVILLE A PARTIR D'UN SPECTRE.....	43
TABLEAU III-1 : RESULTATS DES ESSAIS UNIAXIAUX DU CALCAIRE.	95
TABLEAU III-2 : RESULTATS DES ESSAIS DE FLUAGE UNIAXIAUX SUR LE CALCAIRE.....	96
TABLEAU IV-1 : PARAMETRES DU MODELE DE LEMAITRE IDENTIFIES A PARTIR DE DEUX PREMIERS PALIER D'ESSAI FI.	137
TABLEAU IV-2 : COEFFICIENT D'AJUSTEMENT DES COURBES DE FLUAGES AXIALES ET LATERALES (ESSAI FI). ..	139
TABLEAU IV-3 : PARAMETRES DU FLUAGE POUR L'ESSAI A $H_R = 100\%$ (ESSAI FI).	144

Notations

• Notations tensorielles

a scalaire . contraction simple

\underline{a} vecteur : double contraction

$\underline{\underline{a}}$ tenseur d'ordre deux \otimes produit tensoriel

A tenseur d'ordre quatre

$\underline{\underline{\delta}}$ tenseur unité d'ordre deux I tenseur unité d'ordre quatre

$$J = \frac{1}{3} \underline{\underline{\delta}} \otimes \underline{\underline{\delta}} \qquad K = I - J$$

• Notation de quatrième chapitre

C^s tenseur d'élasticité de la matrice solide ; $S^s = (C^s)^{-1}$

C^{hom} tenseur d'élasticité homogénéisé ; $S^{\text{hom}} = (C^{\text{hom}})^{-1}$

E^s module d'Young de la matrice solide

ν^s coefficient de Poisson de la matrice solide

λ^s et μ^s paramètres de Lamé de la matrice solide

k^s module d'incompressibilité de la matrice solide

\underline{E} tenseur de déformation macroscopique

$\underline{\underline{\Sigma}}$ tenseur de contrainte macroscopique

$\underline{\underline{\varepsilon}}$ tenseur de déformation microscopique

$\underline{\underline{\sigma}}$ tenseur de contrainte microscopique

Introduction générale

L'observation des ouvrages souterrains comme les mines et carrières abandonnés et les cavités souterraines montre un développement parfois très important des déformations différées, pouvant mener à la rupture de la roche. Ces phénomènes témoignent d'un comportement visqueux et d'un endommagement progressif du matériau qui se manifeste après la redistribution des contraintes due au creusement par le développement d'une zone endommagée autour de la cavité. Le développement des déformations différées est donc un phénomène important dont il faut tenir compte dans la conception, l'exploitation et la sécurisation des ouvrages souterrains, mines, tunnels ou cavités de stockage.

Par ailleurs, les roches étant des matériaux poreux, il a été démontré par de nombreux auteurs que leur comportement à court et à long terme est affecté par la présence de fluides (généralement eau) par couplage hydro-mécanique et par des mécanismes physico-chimiques comme la corrosion sous contrainte, la dissolution sous contrainte et les effets de type Rehbinder.

La modélisation phénoménologique du comportement instantané et différé des roches est indispensable pour l'étude de la stabilité des ouvrages souterrains. L'effet du temps sur les propriétés d'une roche se manifeste à travers différents phénomènes qui peuvent être d'origine mécanique, hydrique, chimique et/ou thermique : viscosité, plasticité, endommagement, ... Ces différents phénomènes sont très largement discutés dans la littérature. Cependant, la recherche n'a pas souvent pu donner une réponse définitive quant aux questions sur le rôle quantitatif de chacun de ces mécanismes.

Le travail présenté ici s'inscrit dans un effort de compréhension et de quantification des mécanismes à l'origine du comportement instantané et différé des roches en relation avec la problématique de stabilité des mines et carrières souterraines exploitées en France.

Elle est la continuité des travaux de recherches menés depuis longtemps par le laboratoire de Géomécanique de l'ENSG (LAEGO) dans le domaine de l'étude de la fissuration et l'endommagement des roches fragiles. Cette recherche a commencé par les travaux de Homand (1986), puis a été reprise par Sebaibi (1996) et Bauer (1996) dans le cadre de l'endommagement des roches et de l'influence de l'endommagement sur les propriétés hydraulique du massif rocheux autour des ouvrages souterrains. Par la suite, Hoxha (1998) a travaillé sur la modélisation de l'endommagement des massifs rocheux et plus récemment

Wassermann (2006) a étudié l'endommagement des roches au laboratoire par des méthodes acoustiques. De même, ce travail de thèse fait suite à plusieurs autres travaux de thèse au sein du laboratoire qui ont eu pour objectif d'étudier le comportement à long terme des roches et leur vieillissement sous conditions hydriques variées, travaux réalisés en relation avec la problématique de l'après mines (Auvray 2002, Grgic 2001).

Parmi les phénomènes responsables de la déformation à court et à long terme des roches, on s'intéresse dans ce travail plus particulièrement à l'endommagement des matériaux comme le calcaire en régime semi-fragile (i.e., dans les conditions de faible température et pression de confinement des mines et carrières souterraines). Dans l'objectif d'identifier et de quantifier le rôle de chacun de ces mécanismes dans le comportement à court et à long terme, nous avons mis en place un dispositif expérimental permettant de mesurer l'évolution des vitesses des ondes ultrasonores, l'écoute des émissions acoustiques et la mesure des déformations sur le même échantillon, sous chargement mécanique et sous différentes conditions hydriques. En particulier, les mesures de vitesse des ondes ultrasonores sont utilisées dans notre étude pour estimer quantitativement la densité de la fissuration et son évolution et la mettre en relation avec l'état de contrainte et/ou de déformation du matériau par l'intermédiaire d'un modèle de comportement mécanique pour matériaux fissurés.

Dans le premier chapitre, après avoir présenté les différents phénomènes censés être responsables des déformations des géomatériaux à court et à long terme, à l'échelle atomique et à l'échelle du grain, et mis en évidence le rôle de la fissuration à toutes les échelles, le problème de la définition de l'endommagement sera discuté. Par la suite, les manifestations de l'endommagement au laboratoire sont discutées ainsi que les techniques les plus courantes utilisées pour la détection et pour la quantification de l'endommagement telles que l'évolution des courbes contrainte – déformation au cours d'essais triaxiaux, les mesures des vitesses des ondes ultrasonores, l'écoute des émissions acoustique, les mesures de la perméabilité en continu, l'observation de l'évolution de la fissuration au court des essais mécaniques, etc. Dans ce chapitre, nous décrirons brièvement les différentes phases observées pendant le comportement mécanique instantané et différé ainsi que l'effet de l'eau sur ces comportements.

Lorsque l'on se place dans le cadre de la mécanique des milieux poreux, la connaissance de la structure poreuse, et notamment du volume poreux, est indispensable à la compréhension du comportement hydro-mécanique de la roche. C'est dans cette optique que dans le deuxième chapitre, consacré à la caractérisation physique et minéralogique de la roche étudiée (calcaire oolithique d'Euville, France), on consacre une place particulière à l'étude de la porosité selon différentes méthodes. A ces mesures de porosité s'ajoutent des mesures de la perméabilité à l'eau. Ainsi, afin d'effectuer une première approche des milieux poreux partiellement saturés par rapport à la phase de référence qu'est l'eau, on cherche à obtenir les courbes de pression capillaire du calcaire. Ces courbes, obtenues à partir de la méthode des isothermes d'adsorption d'eau, permettent de mettre en relation l'humidité relative de l'atmosphère (et donc les pressions capillaires) avec le degré de saturation de la roche.

Dans le troisième chapitre, on décrira d'abord les dispositifs expérimentaux mis en place pour cette étude, les techniques expérimentales utilisées ainsi que les résultats des essais réalisés sur les échantillons du calcaire d'Euville. Le programme expérimental comprend des essais de compression hydrostatistique, des essais de compression triaxiale, des essais uniaxiaux avec mesure en continu des vitesses des ondes élastiques ultrasonores (US) sous différentes conditions hydriques, des essais uniaxiaux avec écoute des émissions acoustiques (EA) et

finalement des essais du fluage uniaxial avec mesure des vitesses des ondes élastiques sous différentes conditions hydriques. Les résultats de ces essais seront discutés par rapport aux mécanismes de propagation présentés dans le chapitre 1, ainsi que par rapport aux autres études trouvées dans la littérature sur les roches fragiles et semi-fragiles. Le but principal de ces essais est de construire une base de données pour appuyer les choix et les développements des modèles élasto-endommageables présentés dans le chapitre suivant.

Le chapitre 4 sera donc consacré à la modélisation du comportement endommageable à court et à long-terme du calcaire d'Euville. Cette modélisation sera basée sur une analyse des résultats expérimentaux et sur une généralisation macroscopique des mécanismes microscopiques mis en évidence. Au-delà de la reproduction des courbes contrainte-déformations, la modélisation tentera surtout de reproduire l'évolution des modules élastiques en cours de déformation ainsi que certaines caractéristiques uniques du comportement de cette roche. La modélisation du comportement endommageable à long-terme part du constat d'une carence des modèles existants à reproduire le comportement différé du calcaire d'Euville. Une approche pragmatiste a été suivie en découplant le comportement à court terme du comportement à long-terme. On consacre une place particulière à l'identification des paramètres des modèles. Systématiquement, on présente la comparaison entre les essais de laboratoire et les prédictions du modèle.

Chapitre I

I. Généralités sur la déformation et la rupture des roches poreuses

I.1. Introduction

Le but de ce chapitre est de discuter de quelques généralités sur la déformation et la rupture des roches, notamment de l'endommagement, d'éclaircir et de préciser la signification de certains termes et techniques de laboratoire qui seront utilisés pour mettre en évidence et caractériser l'endommagement.

I.2. Mécanismes de déformation des matériaux cristallins sous sollicitation mécanique

La modélisation phénoménologique du comportement instantané et différé des roches est indispensable à l'étude de la stabilité des ouvrages souterrains. L'effet du temps sur les propriétés d'une roche se manifeste par différents processus qui peuvent être d'origine mécanique, hydrique, chimique et/ou thermique: viscosité, plasticité, endommagement. Ces différents processus de déformation sont très largement discutés dans la littérature et leur étude nous impose d'abord de préciser les différents mécanismes qui en sont à l'origine.

Les matériaux rocheux sont des milieux poreux, hétérogènes et souvent anisotropes. Leur comportement mécanique est intimement lié à leur microstructure, texture, composition minéralogique et histoire géologique (diagénèse). Afin de mieux comprendre le

comportement macroscopique d'une roche, et en particulier son comportement différé, il est donc important d'étudier les phénomènes qui se produisent à l'échelle microscopique.

I.2.1. Mécanismes de déformation à l'échelle du réseau cristallin

Les liaisons entre les atomes sont des liaisons dites métalliques, un « gaz d'électrons » assure la cohésion du cristal. Les atomes sont ainsi susceptibles de se déplacer les uns par rapport aux autres sans rupture de liaison, ce qui permet la déformation plastique. La déformation plastique d'un milieu cristallin correspond au glissement relatif de plans cristallins. Un comportement est dit plastique lorsque d'une part le matériau est capable de présenter des déformations irréversibles et que d'autre part la contrainte d'écoulement plastique ne dépend pas de la vitesse de déformation. Le fait que la déformation plastique consiste en un glissement relatif de plans cristallins permet de comprendre pourquoi la déformation plastique de certains matériaux (métaux, ...) se fait sans changement de volume et d'exprimer des critères de plasticité (Von Mises et Tresca) dont la forme et les évolutions avec écrouissage sont tout à fait en accord avec l'expérience. Cependant, ceci ne suffit pas à expliquer un certain nombre de phénomènes observés au cours d'expériences de laboratoire. Par exemple, la forte dépendance de la limite d'élasticité d'un matériau par rapport à sa taille de grain, ou encore les mécanismes à l'origine de l'écrouissage isotrope ou au contraire de l'adoucissement cyclique, ou enfin le comportement élasto-visco-plastique. Pour comprendre l'origine de ces phénomènes, il faut tenir compte de l'existence de défauts cristallins appelés dislocations.

Il existe de nombreux défauts cristallins. Le plus marquant est le joint de grain entre deux cristaux par ailleurs parfaits. Par ailleurs, un atome isolé peut manquer dans l'empilement cristallin, on parlera alors de lacune. Enfin, une dernière catégorie de défaut observée est la dislocation. Les dislocations ont la particularité d'être mobiles ce qui leur permet de contribuer à la déformation du matériau. La dislocation est une distorsion du réseau cristallin très localisée selon deux directions et très étendue dans la troisième direction. On peut l'assimiler à une ligne. En effet, sous sollicitation mécanique externe, les défauts linéiques (dislocation) se déplacent, se propagent et se multiplient. Nous décrivons ci-dessous deux processus simples de déplacement des dislocations :

- Le déplacement des dislocations par glissement suivant un plan

Ce déplacement est lié à une contrainte tangentielle au sein d'un cristal. Les ruptures de liaison ne se produisent qu'au voisinage de la ligne de dislocation. Le glissement se propage progressivement d'une extrémité à l'autre du cristal. Il est gouverné par la contrainte de cisaillement locale si celle-ci dépasse le seuil, caractéristique intrinsèque du cristal, nécessaire pour activer le mécanisme. Une augmentation de la température diminue ce seuil, mais le processus de glissement peut avoir lieu à basse température si le niveau de contrainte locale est suffisamment élevé.

- Le déplacement des dislocations par montée

Ce déplacement est lié à la diffusion de lacunes atomiques. Une lacune proche d'une ligne de dislocation sous l'action d'une force extérieure peut recevoir un atome qui appartenait initialement à la dislocation. Toute la rangée d'atomes ayant permuté, la dislocation est montée d'un espace interatomique. Contrairement au mécanisme de glissement, le déplacement par montée est indépendant du niveau de contrainte. Le taux de déformation est

déterminé par la capacité de diffusion des atomes constituant le minéral. L'activation thermique favorise le déplacement des dislocations ; ces phénomènes se manifestent donc plutôt pour des températures élevées, supérieures à 1/3 de la température de fusion. Dans les roches où les liaisons entre atomes sont fortes et empêchent le déplacement des dislocations, ces mécanismes ne peuvent être observés que dans des conditions de température élevée, généralement de 50 % à 90 % de la température de fusion mais parfois même inférieure, suivant la nature de la roche, ses minéraux, et sa teneur en eau structurale comme l'a rappelé Gatelier (2001).

Ce dernier mode nous intéresse moins car pour les géomatériaux étudiés même sous chargement thermique, la température est loin d'atteindre de telles valeurs. Par contre, même à température ambiante, certains minéraux, comme la calcite, l'halite, le gypse ou le pyroxène, montrent une mobilité importante des dislocations par glissement (Carter et al., 1981 ; Grgic and Amitrano, 2009).

La déformation plastique d'un volume élémentaire est acquise lorsqu'une dislocation a débouché à sa surface. Les dislocations qui débouchent en surface peuvent provenir de l'extérieur et traverser le volume de part en part ou bien être créées à l'intérieur du volume au niveau d'une source de dislocations. La déformation plastique provient donc du flux des dislocations à travers les frontières du volume élémentaire représentatif. Tant que les dislocations n'ont pas débouché en surface, il existe des contraintes internes dans le volume élémentaire dues à la distorsion du réseau cristallin autour des dislocations stockées dans ce volume. Ainsi, le mécanisme de déformation plastique est bien un glissement relatif de plans cristallin, mais ce glissement s'effectue progressivement par l'intermédiaire du glissement de défauts mobiles appelés dislocations.

Les dislocations étant d'efficaces concentrateurs de contraintes, la contrainte de cisaillement nécessaire au glissement relatif de deux plans cristallin est bien plus faible en présence de dislocations qu'en leur absence. En revanche, le mouvement des deux plans cristallins n'est pas instantané, il faut aux dislocations le temps de balayer toute la surface du cristal pour obtenir un déplacement relatif. Aussi ce mécanisme est-il sensible à la vitesse de déformation. Ce phénomène est non négligeable. A l'échelle du réseau cristallin, l'apparition et le développement des déformations visqueuses sont intimement liés à l'existence et au déplacement des défauts du réseau cristallin (Lemaitre et Chaboche, 1996).

Comme les dislocations glissent sur leur plan cristallin, les distorsions du réseau cristallin gênent leur mouvement. Tous les défauts cristallins constituent donc des obstacles au mouvement des dislocations et sont donc susceptibles d'augmenter la contrainte d'écoulement du matériau. Parmi ces défauts, on peut citer en premier lieu les dislocations elles-mêmes ; c'est ce qui explique pourquoi lorsqu'on déforme plastiquement un matériau, il peut présenter un écrouissage isotrope. Il faut créer et faire glisser des dislocations pour obtenir une déformation plastique, mais ces dislocations sont un obstacle au glissement d'autres dislocations. Ainsi, progressivement, le matériau se durcit lorsqu'on le déforme plastiquement. D'autres obstacles peuvent aussi gêner ou empêcher le mouvement des dislocations, les joints de grain, etc.

Une autre conséquence de l'existence des dislocations est la localisation de la déformation plastique dans des bandes de cisaillement intense. En effet, il suffit de regarder la forme du champ de contrainte autour d'une dislocation pour constater que plusieurs dislocations auront tendance à s'auto-organiser afin de minimiser les contraintes dans le réseau cristallin. Cette

localisation peut avoir plusieurs conséquences. Par exemple, des fissures peuvent apparaître sur ces lignes de glissement intenses. Les dislocations sont alors à l'origine d'un endommagement en surface du matériau qui pourra ensuite conduire à l'apparition de fissures et à la rupture.

I.2.2. Mécanismes d'écoulement visqueux à l'échelle des grains

Alors qu'à l'échelle atomique les déformations viscoplastiques s'expliquent par des déplacements des défauts du réseau cristallin, à l'échelle des grains, d'autres mécanismes peuvent être identifiés : le fluage granulaire, le fluage cataclastique, les phénomènes de dissolution-recristallisation ou le mâclage.

La qualité et la quantité du ciment liant les grains d'une roche peuvent permettre des glissements et des rotations des grains les uns par rapport aux autres et donc une déformation des agrégats. Le frottement interne qui ralentit le processus lui confère un aspect visqueux, appelé fluage granulaire.

Le fluage cataclastique se manifeste par le développement d'un réseau de microfissures dû au broyage des grains sous l'effet d'un chargement. Comme le fluage granulaire, ce mécanisme de déformation ne nécessite pas d'activation thermique et peut donc se produire à température ambiante.

Le phénomène de dissolution-recristallisation se produit en présence d'un fluide interstitiel, dans des conditions de pression et de température permettant la dissolution sous contrainte des grains au niveau de leurs points de contact. Le fluide interstitiel formant un film d'épaisseur microscopique entre les grains, sans circulation, suffit à provoquer une dissolution des minéraux sur les faces les plus comprimées. La matière dissoute est transportée par diffusion et une recristallisation est possible sur les faces les moins comprimées (Gratier, 1983). Dans le quartz et la calcite, Du Bernard et Labaume (2002) ont pu observer des phénomènes d'écoulement par dissolution/recristallisation même à basse température.

I.2.3. Développement de la microfissuration

Entre les différents cristaux de minéraux constituant une roche s'établissent des liaisons métalliques, covalentes, ioniques ou électrostatiques qui assurent la stabilité de l'ensemble. Comme nous l'avons vu, cette structure granulaire peut comporter certains défauts (dislocations) qui sont alors la source du développement de microfissures. De plus, lorsqu'un matériau, contenant déjà des discontinuités (pré-existantes) est soumis à une contrainte déviatorique croissante, de nouvelles fissures, dites secondaires, apparaissent et se propagent dans le matériau. La nucléation et la croissance de ces microfissures conduisent, après coalescence, à la rupture macroscopique de la roche bien avant que le seuil de contrainte de rupture des liaisons atomiques ne soit atteint. Il s'agit en fait d'un mécanisme d'une importance toute particulière à la fois pour les déformations et pour la rupture des géomatériaux. On s'attardera plus longtemps dans le paragraphe suivant sur la manifestation et caractérisation de l'endommagement des géomatériaux.

I.3. Manifestation et caractérisation de l'endommagement en laboratoire

En fait, bien que le phénomène d'endommagement soit assez largement étudié, notamment ces trente dernières années, il manque encore une définition rigoureuse du variable « endommagement » telle qu'il en existe par exemple pour l'élasticité, la plasticité, etc.

Dans son travail pionnier, L. Kachanov (1958), considère l'endommagement comme une réduction de la surface effective à cause du développement des discontinuités dans le matériau. Nous notons au passage que la théorie de Kachanov a été développée dans le cadre restreint de la rupture des métaux par fluage et il semble qu'elle ne puisse être généralisée que dans le cas de l'endommagement isotrope.

M. Kachanov (1994) a montré l'ambiguïté de l'interprétation de la variable d'endommagement introduite par L. Kachanov (1958) et a conclu que le concept d'endommagement utilisé pour le fluage ne pouvait pas être directement appliqué pour des solides élasto-fragiles. Selon cet auteur, l'endommagement est « la perte de la continuité du matériau due aux fissures et cavités. »

Lemaitre et Chaboche (1996) parlent de l'endommagement comme « ... *un processus rhéologique bien différent de la déformation même si les causes initiales des deux phénomènes sont identiques : mouvement et accumulations des dislocations dans les métaux, modification des liaisons intermoléculaires dans les métaux, modification des liaisons intermoléculaires dans les matériaux organiques, microdécohésion dans les minéraux.* »

Dans une revue critique des modèles endommageables, Krajcinovic (1989) considère l'endommagement comme « *la perte relative de l'intégralité du matériau* ». Il distingue l'endommagement de la fissuration. En fait, les fissures lorsque elles se ferment ne sont plus «visibles» sous une contrainte de compression isotrope et à partir du moment où les lèvres des fissures sont mises en contact, leur contribution à l'endommagement est nul, même si elles sont toujours présentes dans le matériau. Ce caractère unilatéral de l'endommagement fait que celui-ci ne peut pas être quantifié mécaniquement par les mêmes moyens que la plasticité par exemple.

Du point de vue mécanique, l'endommagement est accompagné par une dégradation des propriétés du matériau, pouvant conduire éventuellement à la rupture. Une telle définition de l'endommagement donne la possibilité de considérer l'ensemble des phénomènes observés (dégradation des propriétés mécaniques, augmentation de la perméabilité, augmentation de l'activité acoustique, etc.) comme une manifestation d'un seul processus : celui du changement de la structure.

Dans les sections suivantes, nous présentons les méthodes les plus utilisées en laboratoire pour caractériser l'endommagement des roches. Les essais mécaniques, comme l'essai hydrostatique et l'essai triaxial, ainsi que l'observation de l'évolution des fissures au cours d'un essai mécanique avec un microscope optique ou un microscope électronique à balayage (MEB) sont des méthodes directes pour la caractérisation de l'endommagement. La mesure de la perméabilité pendant l'essai déviatorique, les méthodes acoustiques (i.e., mesure des vitesses des ondes élastiques et écoute des émissions acoustiques pendant les essais mécaniques), la conductivité électrique, le changement de la propriété magnétique sont parmi les méthodes indirectes de la caractérisation de l'endommagement.

I.3.1. Essai mécanique

De nombreux auteurs ont étudié le processus de rupture des roches (Brace 1966, Bieniawski 1967, Wawersik et Fairhurst 1970, Hallbauer et al. 1973, Paterson 1978, Kemeny et Cook 1991, Martin et Chandler 1994). Ces chercheurs ont montré que la courbe contrainte-déformation pour un matériau fragile sous contrainte de compression peut être divisée en quatre phases (Figure I-1). L'importance de chaque phase dépend de la roche et certaines phases peuvent être absentes pour certains matériaux.

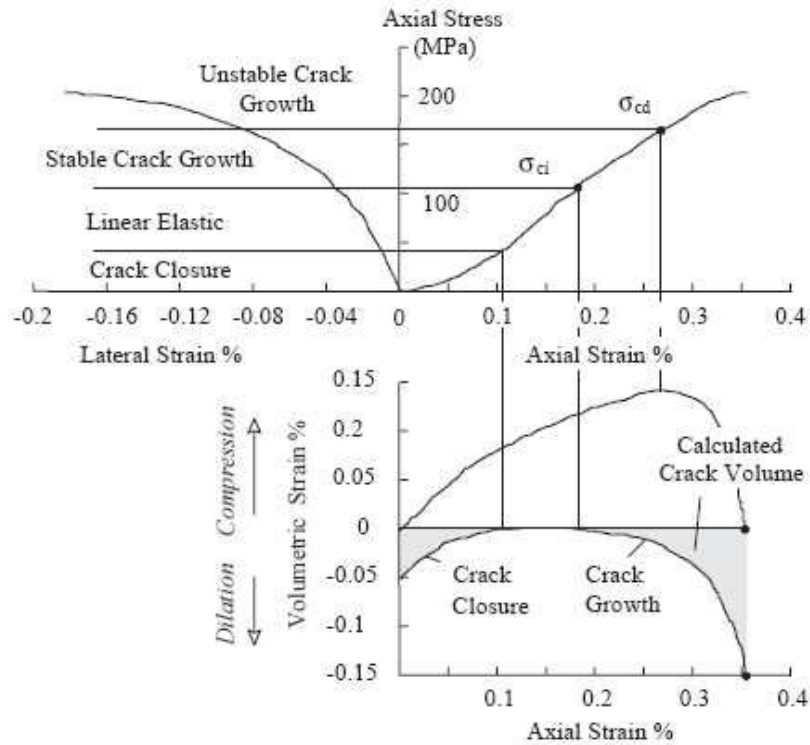


Figure I-1 : Points caractéristiques des courbes contrainte-déformations (d'après Martin et Chandler 1994).

La phase 1 ($0 < \sigma < \sigma_{cc}$) correspond à la fermeture des fissures préexistantes. C'est une phase de serrage durant laquelle le module d'Young apparent (i.e., calculé sur l'enveloppe) croît et l'échantillon se contracte, sa déformation axiale étant non-linéaire. En l'absence de confinement, ce serrage concerne essentiellement les fissures orientées perpendiculairement à la direction de la contrainte de compression. Par ailleurs, le module d'Young apparent peut être un indicateur de la densité des fissures (i.e., il est d'autant plus faible que la densité de fissures est importante) ainsi que de leur rapport de forme.

La phase 2 ($\sigma_{cc} < \sigma < \sigma_{ci}$) correspond au comportement élastique: le module de Young et le coefficient de Poisson apparents sont constants et on assimile ces modules apparents au module élastique et au coefficient de Poisson E et ν . La déformation volumique est contractante.

Le début de la phase 3 ($\sigma_{ci} < \sigma < \sigma_{cd}$) est repérée par la perte de la linéarité de la déformation transversale. Au cours de cette phase, le coefficient de Poisson apparent augmente, alors même que la courbe contrainte-déformation axiale reste globalement linéaire.

Le début de cette phase est appelé le seuil de fissuration. La propagation des fissures lors de cette phase est considéré stable : elle s'arrête si l'éprouvette est déchargée.

La quatrième phase ($\sigma_{cd} < \sigma < \sigma_f$) débute avec la perte de linéarité de la courbe de déformation axiale (la contractance de l'échantillon est alors maximale) et est associée à la croissance instable, à l'interaction et la coalescence des fissures. La contrainte σ_{cd} caractérise la résistance à long terme de la roche et définirait le déviateur minimal qui conduit à la rupture au cours d'un essai de fluage.

De nombreuses études expérimentales (Alm et al. 1985, Martin et Chandler 1994, Eberhardt et al. 1999, Lau et Chandler 2004, Heap et Faulkner 2008, Heap et al., 2008) ont également montré que, pour les roches cristallines, le niveau d'endommagement (fissuration) a généralement une grande influence sur les modules élastiques statiques, comme la diminution du module de Young et la variation (fonction du type d'endommagement) du coefficient de Poisson en fonction de la contrainte.

Des essais hydrostatiques peuvent également être utilisés pour mettre en évidence la présence de la fissuration ainsi que pour quantifier la densité de fissuration (Homand et Sebaibi 1993, Carvahlo 1997, Charlez 1991, Swanson et Brown 1971).

I.3.2. Perméabilité

La relation entre la perméabilité et la porosité dans une roche est une question complexe. Il est bien connu que la perméabilité dépend de nombreux facteurs morphologiques, dont la porosité, la taille des pores, la distribution de la taille des pores, la connectivité et la tortuosité.

La propagation des fissures est susceptible de faire augmenter la perméabilité des roches. En effet, la propagation des fissures conduit à une augmentation de la porosité totale des roches et surtout de la connectivité des pores et des fissures, augmentant ainsi la porosité accessible au fluide (Homand 1986, Sebaibi 1996). Dans le cadre d'essais mécaniques, le changement de perméabilité peut être caractérisé soit pendant l'essai par des mesures directes de la perméabilité (King et al 1995, Jouniaux et Pozzi 1995, Skoczylas et Henry 1995, Sebaibi 1996, Popp et Kern 1999 et Fortin et al. 2005, Souley et al. 2001), soit après essai par des mesures de porosité (au mercure ou à l'azote en général).

La perméabilité au cours d'un essai triaxial, mesurée dans la direction axiale de l'échantillon, évolue classiquement : diminution au départ, constante par la suite, puis finalement augmentation à partir d'un seuil souvent supérieur au seuil de fissuration. Ceci peut être expliqué par le fait que la propagation des fissures, pendant la phase de la propagation stable, n'augmente pas significativement la connectivité. La perméabilité étant une fonction de l'ouverture des fissures, elle est donc influencée par la contrainte normale agissant sur les fissures (Bernabé 1991, Gavrilenko et Gueguen 1989).

Par ailleurs la variation de la perméabilité est souvent très bien corrélée (par une corrélation négative) avec la variation de la vitesse des ondes ultrasonores. Popp et Kern (1999) ont suivi l'évolution des vitesses des ondes acoustiques (élastiques) et de la perméabilité sous chargement déviatorique dans une éprouvette de sel. Ils ont observé que le début du comportement dilatant est associé à une diminution des vitesses puis, après quelque % de déformation, à une augmentation de la perméabilité. Pour les auteurs, cette observation

indique l'initiation de microfissures et l'ouverture des joints de grains (i.e., décohésion des grains).

Par ailleurs, Fortin et al. (2005) ont suivi l'évolution des vitesses des ondes acoustiques et de la perméabilité sous chargement déviatorique dans un grès. Ils ont montré que la dilatance cataclastique (broyage des grains) est associée à une diminution des vitesses des ondes, mais aucun changement visible de la perméabilité n'a été constaté, contrairement aux résultats de Popp et Kern (1999). On peut donc conclure que le type d'endommagement peut jouer un rôle important sur la variation de perméabilité.

I.3.3. Emissions acoustiques

Une émission acoustique (EA) est définie comme une onde élastique générée par un relâchement rapide de l'énergie à l'intérieur d'un matériau (Lockner 1993). Les EA résultent de microdéplacements rapides localisés au sein du matériau et peuvent se produire pendant les mouvements de dislocations, le maclage, la décohésion de grains et du ciment qui les lient, et enfin pendant l'amorçage, la propagation et la coalescence de microfissures. Ces microdéplacements ont notamment lieu lorsqu'un échantillon de roche est sollicité mécaniquement.

La technique d'écoute des EA consiste en l'utilisation de transducteurs piézo-électriques qui reçoivent les bruits émis par le matériau et les enregistrent pour un traitement ultérieur. Mogi (1962) puis Scholz (1968a) ont utilisé cette technique pour l'étude de l'endommagement des roches au cours d'essais mécaniques menés jusqu'à la rupture de l'échantillon.

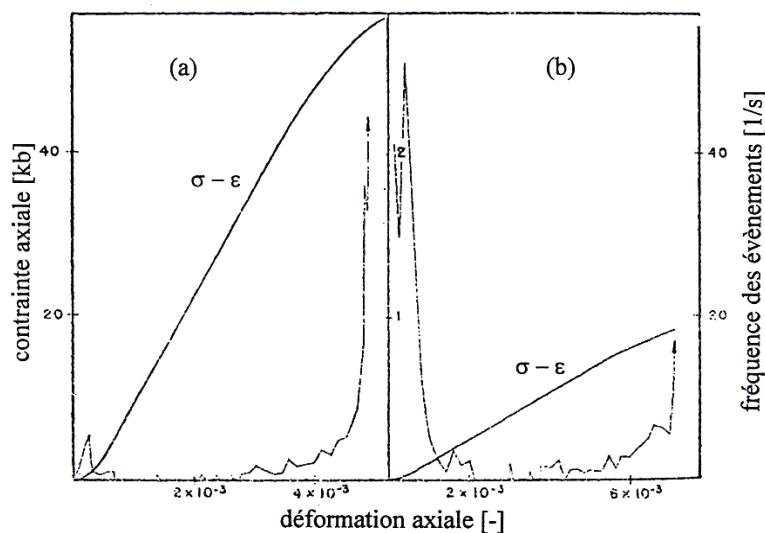


Figure I-2 : Déformation et fréquence des émissions acoustiques lors d'essais de compression uniaxiale sur (a) : le granite de Weterly et (b) : un tuf du Colorado, d'après Scholz (1968).

Nous avons vu dans la section précédente (I.3.1) que le comportement d'une roche en compression uniaxiale est décomposable en quatre phases distinctes. La première phase correspond à la fermeture des fissures perpendiculairement à la direction de chargement. Les émissions acoustiques enregistrées au cours de cette phase sont généralement attribuées au frottement le long des fissures fermées et au contact des grains (Lockner, 1993). Scholz

(1968) a étudié la réponse acoustique de plusieurs roches de porosité différente, du tuf ($n_t=41\%$) au granite ($n_t=0,9\%$). Il a constaté que l'activité acoustique en tout début d'essai était beaucoup plus forte pour le tuf que pour le granite (Figure I-2). L'activité acoustique est faible dans la phase de comportement élastique linéaire. Après une évolution quasi-linéaire pendant la phase de propagation stable des fissures, cette activité augmente très rapidement dans la phase de propagation instable.

En plus de l'analyse du nombre d'événements acoustiques, on peut trouver dans la littérature d'autres types d'analyses acoustiques qui permettent l'étude des processus qui conduisent à la rupture.

Les signaux d'EA reçus peuvent être caractérisés par leur contenu fréquentiel ainsi que par leur amplitude maximale et leur énergie. On peut relier la taille des sources (i.e., les microfissures) au contenu fréquentiel des signaux enregistrés. Les petites fissures auront tendance à engendrer des signaux de haute fréquence. Les fissures plus grandes généreront des signaux de basse fréquence. Ohnaka et Mogi (1982) ont étudié les signaux associés aux EA durant des essais de compression uniaxiale. Ils distinguent trois groupes d'événements. Un groupe d'EA est dominé par des signaux hautes fréquences (250 kHz), un autre par des signaux de basse fréquence (30 kHz) et le troisième comporte des signaux sur toute la gamme fréquentielle. Les auteurs ont observé un accroissement du nombre d'événements du groupe 3 par rapport à ceux du groupe 2 à l'amorçage de la propagation de la fracture macroscopique (pic de contrainte). Ils ont interprété ceci par la formation de larges fissures par coalescence de fissures plus petites.

A partir d'une analyse énergétique, il a été observé que les événements les plus énergétiques se produisent au niveau du pic de contrainte lors de la compression uniaxiale d'un granite Zang et al. (1988) ou du minerai de fer (Grgic et Amitrano, 2009).

On peut aussi relier la taille d'un événement acoustique soit par l'amplitude maximale moyenne soit par l'énergie moyenne des signaux enregistrés par des différents capteurs pour un événement.

La loi de Gutenberg-Richter (1954), présentée ci-après, a été déduite des observations empiriques des tremblements de terre ; elle exprime la dépendance du nombre de séismes de magnitude supérieure ou égale à M et de la magnitude (M).

$$\text{Log}(N_{\geq M}) = a - b.M \quad (I-1)$$

Avec $N_{\geq M}$ qui est le nombre de séismes de magnitude supérieure ou égale à M , a et b qui sont des constantes, et M la magnitude. Elle traduit notamment le fait que le nombre de séismes est d'autant plus important que la magnitude est faible. Une loi similaire, a été observée pour l'activité acoustique des roches soumises à une sollicitation mécanique. Elle met en relation le nombre d'événements et l'amplitude maximum des ondes reçues (Scholtz, 1968c).

$$\text{Log}(N) = a - b.\text{Log}(A) \quad (I-2)$$

N est le nombre d'événements d'amplitude maximum supérieure ou égale à A , a et b qui sont des constantes, et A l'amplitude maximum du signal associé aux événements. Le paramètre b peut être interprété qualitativement comme la proportion d'événements de faible et de forte taille. Plusieurs auteurs (Zang et al., 1998; Amitrano, 1999; Lei et al., 2000) qualifient b de précurseurs de la macro-rupture. Ces autres témoignent de la décroissance de b lorsque la rupture approche.

La détermination des positions des sources acoustiques est également importante pour comprendre les mécanismes d'endommagement des roches. La localisation nécessite de connaître les temps d'arrivée des ondes P et/ou S ainsi que les vitesses de propagation de ces ondes. Jouniaux et al. (2001) ont étudié la formation d'une fracture macroscopique dans deux échantillons de granite du Mayet de Montagne, l'un contenant un joint préexistant cicatrisé (JS), l'autre étant sain (HS). Ils ont observé que la résistance à la rupture mesurée pour l'échantillon avec le joint (278 MPa) était plus faible que celle de l'échantillon sans joint (358 MPa). Les EA dans ce dernier sont distribués de façon plutôt diffuse (Figure I-3), leur distribution spatiale est volumique. En revanche, pour l'échantillon JS, la distribution des événements est planaire, les hypocentres se localisant rapidement et principalement sur le joint (Figure I-3). Le joint est donc une structure de faiblesse à l'intérieur de l'échantillon.

Il est possible de déterminer des mécanismes au foyer pour des EA enregistrées en laboratoire. Pour cela, on doit connaître le signe (+ ou -) du premier mouvement des ondes P à chaque transducteur piézo-électrique, ainsi que les coordonnées de l'hypocentre de l'événement en question. Le nombre de capteurs doit être suffisant pour que la couverture de la sphère focale soit optimale et que le mécanisme puisse ainsi être déterminé sans ambiguïté. Des observations de laboratoire ont conduit à proposer différents mécanisme-sources. Parmi de nombreux auteurs, Lei et al. (2000a) ont distingué quatre types différents de mécanismes au foyer obtenus après analyse des données acoustiques issues d'un essai de compression triaxiale sur un schiste (Figure I-4). Le mécanisme de type T correspond à une dilatation à la source (une fissure extensive), le type S à un cisaillement, le mécanisme de type TS est un mélange de ces 2 mécanismes, idem pour le type TTS.

Au cours de leur étude de la rupture fragile d'un granite, Zang et al. (1998, 2000) ont déterminé des mécanismes au foyer. Puisqu'ils ne disposèrent que d'un nombre relativement réduit de capteurs autour de leur échantillon (huit transducteurs récepteurs) ne leur permettant pas d'étudier les mécanismes à la source avec les méthodes classiques (ex : tenseur des moments), ils ont défini un paramètre de polarité nommé « pol » qui leur a permis selon sa valeur d'estimer des mécanismes au foyer « composites ».

$$pol = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k sign(A_1^i) \quad (I-3)$$

k est le nombre de capteurs utilisés dans la localisation de l'événement en question, A_1^i est l'amplitude du premier mouvement au $i^{\text{ème}}$ capteur.

Si $-\frac{1}{4} \leq pol \leq \frac{1}{4}$, le mécanisme est de type S, le cisaillement est majoritaire.

Si $-1 \leq pol \leq -\frac{1}{4}$, le mécanisme est de type T, les premiers mouvements compressifs dominant, on parle de mécanisme de dilatation.

Si $\frac{1}{4} \leq pol \leq 1$, le mécanisme est de type C, les premiers mouvements en dilatation dominant, on parle de mécanisme de compression. De tels mécanismes pourraient être apparentés à la fermeture de fissures préexistantes.

Au cours de la compression des échantillons de granite, Zang et al. (1998, 2000) ont observé que les mécanismes de types S sont majoritaires (70%), les mécanismes de types C sont les moins nombreux (10%) et ceux de type T ont un poids intermédiaire (20%).

Afin de mieux comprendre les processus d'endommagement des roches, Wassermann (2006) a récemment réalisé des essais uniaxiaux et triaxiaux avec des mesures d'activité acoustique. En appliquant la méthode expliquée en-dessus pour la détermination des mécanismes des sources pour différents types de roches ferrifères, il a montré que l'endommagement de roches aux comportements macroscopiques différents découle de micromécanismes eux aussi différents. Pour des roches dilatantes, on observe des micromécanismes en extension. L'endommagement de roches non-dilatantes résulte de micromécanismes en cisaillement. Enfin, Wassermann (2006) a observé une corrélation entre le contenu fréquentiel des EA et le type de micro-mécanisme. Les micromécanismes en extension émettent des signaux acoustiques à hautes fréquences et les micromécanismes en compression (fermeture des microfissures, de vides inter-granulaires) émettent des signaux basses fréquences. Les micromécanismes de cisaillement ont un contenu fréquentiel intermédiaire aux deux précédents.

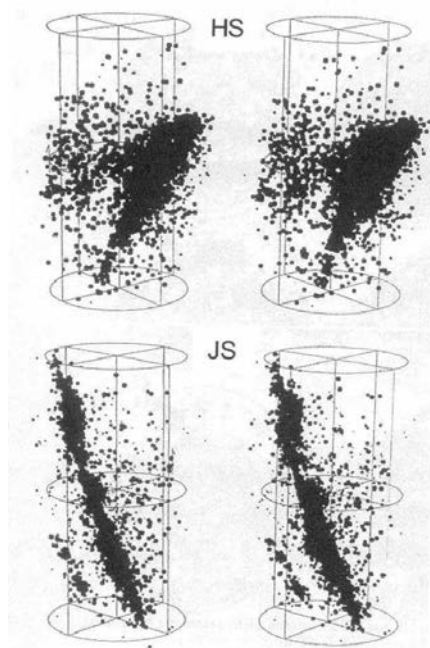


Figure 1-3 : localisation des hypocentres des événements acoustiques (au nombre de 11207 pour HS et 18411 pour JS), d'après Jouniaux et al. (2001).

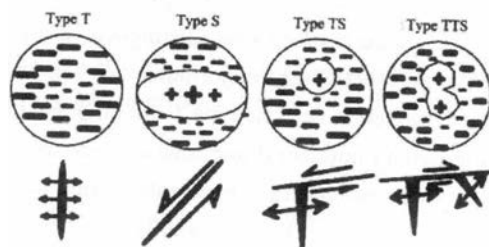


Figure 1-4 : Quatre types de mécanismes au foyer obtenus après analyse des données acoustiques issues de l'essai de compression triaxiale d'un schiste, ainsi que les propositions correspondantes de mécanismes de micro-rupture (Lei et al. 2000a).

I.3.4. Vitesses des ondes ultrasonores

La mesure des vitesses de propagation des ondes ultrasonores au cours d'essais mécaniques peut aider à la compréhension et au suivi des processus d'ouverture/fermeture des fissures et de rupture des roches.

La mesure des vitesses des ondes sur des échantillons de roches en laboratoire consiste à émettre un signal ultrasonore sous forme d'une impulsion (Dirac) et d'analyser sa propagation dans l'échantillon. On mesure le temps de parcours de l'onde ultrasonore entre deux capteurs piézoélectriques, un émetteur et un récepteur, placés au contact de l'échantillon en vis-à-vis ; la division de la distance parcourue par l'onde par le temps de parcours permet de déterminer la vitesse de propagation. Deux types d'ondes sont couramment utilisés: les ondes de compression (P, premières ou longitudinales) et les ondes de cisaillement (S, secondes ou transversales). La vitesse de propagation de ces ondes est étroitement liée aux caractéristiques physiques du matériau telles que la composition minéralogique, la porosité, l'état de saturation, etc.

La vitesse d'onde dans une roche présente un comportement dépendant de la contrainte lorsque le comportement de la roche est élastique non-linéaire (Figure I-1). Le principal mécanisme physique responsable de cette dépendance est l'ouverture ou la fermeture des fissures qui est particulièrement importante dans les roches fragiles (Holt et al. 1997). Diverses études ont montré que la phase de fermeture des fissures est accompagnée d'une augmentation des vitesses des ondes, plus prononcée dans la direction de la contrainte maximale en compression (Sayers et Kachanov 1995, Sayers 1995), tandis que la phase de propagation des fissures est marquée par une chute des vitesses.

Un comportement linéaire est classiquement observé dans les roches pendant la phase élastique, et il est d'autant plus marqué que la roche est cimentée. Mais ce comportement linéaire s'observe également dans certains matériaux ductiles où il y a une forte composante plastique (Holt et al. 1997).

Holt et al. (1997) ont observé, au cours d'un essai triaxial, une diminution de la vitesse des ondes P en direction latérale pour un échantillon de grès près du pic. Selon ces auteurs, cette diminution de vitesse est causée par le développement de microfissures, orientées principalement dans la direction axiale et qui se sont ouvertes dans la direction radiale (Fjaer et Holt 1994). La vitesse des ondes P en direction axiale est relativement indépendante de la rupture, indiquant une ouverture préférentiellement radiale des fissures.

Sammonds et al. (1989) ont suivi la variation des vitesses des ondes P et S, mesurées suivant l'axe de chargement dans le grès de Darley Dale testé en compression triaxiale avec une pression de confinement de 50 MPa (Figure I-5). Ils ont ainsi observé une augmentation initiale des vitesses qui correspond à la phase de serrage puis une décroissance des vitesses due à l'ouverture de nouvelles fissures principalement verticales. En effet, alors que les ondes P sont surtout affectées par des fissures perpendiculaires à la direction axiale de propagation, les ondes S le sont davantage par des fissures parallèles à cette même direction. Les variations des vitesses des ondes élastiques révèlent donc l'anisotropie de la distribution des fissures. Sur les courbes de la Figure I-1 on constate que les vitesses des ondes P et S axiales commencent à diminuer dans la phase élastique de la déformation axiale. Toutefois, cette diminution des vitesses doit plutôt être mise en relation avec le seuil de fissuration stable qui est défini par la perte de linéarité de la déformation transversale, courbe non donnée ici.

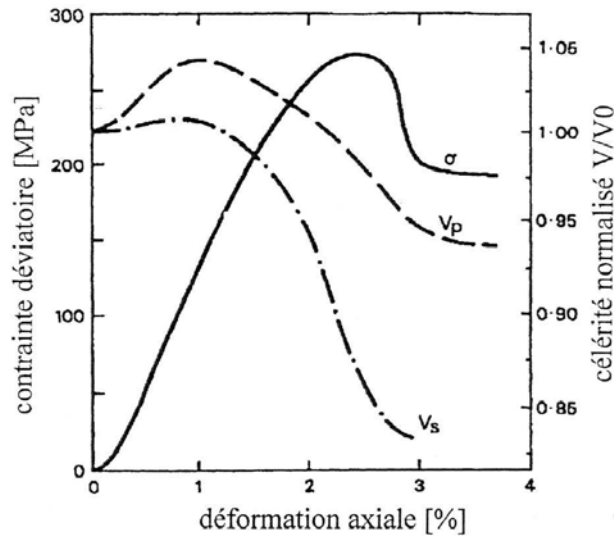


Figure I-5 : Variation des vitesses des ondes de compression, V_p , et de cisaillement, V_s sur le grès de Darley Dale sous 50 MPa de confinement, d'après Sammonds et al. (1989).

Cuxac et al. (1992) se sont servis de la mesure des vitesses de propagation des ondes acoustiques ultrasonores pour déterminer les paramètres élastiques de différentes roches anisotropes, notamment un schiste, un gneiss et une argilite. S'étant limités à la phase élastique dans la plupart de leurs expériences, ils n'ont pas détecté de diminution de vitesse liée à l'endommagement de la roche. Lors de ces essais mécaniques, ils ont tout de même observé une augmentation des vitesses avec la contrainte du fait de la fermeture des fissures, plus sensible pour les roches orthotropes de révolution lorsque l'onde se propage perpendiculairement au plan du litage, qui correspond généralement à un plan de fissuration.

Sarout (2006) a suivi l'évolution des vitesses des ondes acoustiques sous contrainte isotrope puis sous chargement déviatorique, à une pression de confinement représentative des conditions *in situ* pour la roche argileuse de Bure (Meuse/Haute-Marne). Il a démontré que la roche étudiée possède une symétrie isotrope transverse du point de vue des propriétés élastiques. Pour un milieu isotrope transverse caractérisé par cinq constants élastiques indépendants, une étude de l'évolution de l'anisotropie sous chargement mécanique requiert la mesure de cinq vitesses indépendantes. Il a observés que toutes les vitesses des ondes augmentent durant le chargement isotrope. De plus, sous chargement déviatorique, les ondes P en direction latérale ($V_p(0^\circ)$) et S en direction latérale avec propagation horizontale ($V_{sh}(0^\circ)$) semblent stables entre 65% et 75% de la contrainte au pic, puis diminuent au-delà. La vitesse d'onde P en direction axiale ($V_p(90^\circ)$) augmente avec la contrainte axiale puis décroît brusquement juste après le pic de contrainte axiale. Finalement, l'évolution des vitesses de l'onde P hors axe ($V_p(45^\circ)$), de l'onde quasi-compressionnelle se propageant à 45° par rapport au plan de sédimentation horizontale et de l'onde S en direction latérale avec polarisation verticale ($V_{sv}(0^\circ)$) semble moins claire, i.e., ces vitesses semblent augmenter dans la première partie du chargement, puis diminuer dans la seconde, en particulier après le pic de contrainte (Figure I-6).

Ce phénomène d'anisotropie des vitesses des ondes acoustiques dans les géomatériaux pendant le chargement mécanique a été observé par d'autres auteurs comme Sayers et al. (1990), Scott et al. (1993), Ayling et al. (1995), Fortin et al. (2005), Dodds et al. (2007) pour grès, Dewhurst et Siggins (2006), Dodds et al. (2007) pour les roches argileuses.

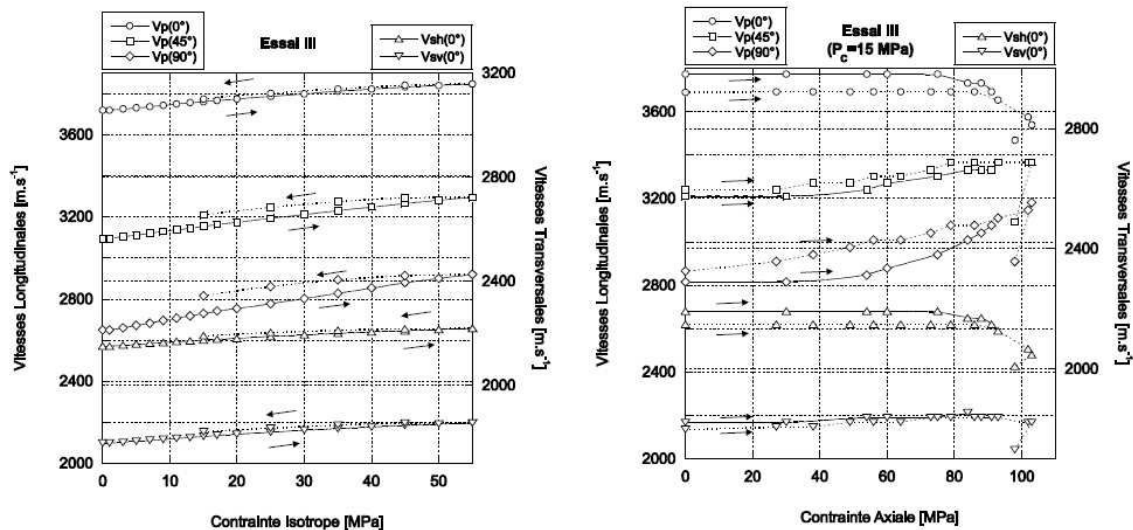


Figure I-6 : Données de vitesses des ondes élastiques sous contrainte isotrope et axiale. Légende de la figure de gauche : trait plein pour le chargement, trait discontinu pour le déchargement. Légende de la figure de droite : trait plein pour le premier chargement, trait discontinu pour le second d'après Sarout (2006).

Il est important de noter que la variation des vitesses des ondes est accompagnée d'une anisotropie des vitesses reflétant l'anisotropie induite par la fissuration. En général, la plus forte chute est celle des ondes qui se propagent dans la direction perpendiculaire à la direction de la contrainte principale majeure de compression. Cependant, il existe des exemples où des roches, plutôt non cristallines, se comportent différemment. Selon Holt et al. (1997), pour les matériaux de faible résistance, la formation de fissures axiales (qui pourraient être la cause de rupture de joints de grains dans le plan horizontal) est accompagnée de la formation de fissures horizontales (en raison de la réorientation des grains).

Les vitesses des ondes dans une roche sont fonction de paramètres élastiques. Une fois qu'on a déterminé les vitesses de propagation des ondes ultrasonores, on peut calculer les paramètres du tenseur élastique. Selon la symétrie du matériau étudié, on détermine les directions de propagation et de polarisation nécessaires à la détermination de tous les paramètres élastique. Les modules ainsi calculés sont dits dynamiques par opposition aux modules statiques obtenus au cours des essais de compression grâce à la mesure des déformations (via des jauges extensométriques en général). On trouvera en annexe A le développement de ces calculs pour un matériau isotrope transverse.

De nombreuses études expérimentales et numériques (Birch, 1960,1961; Walsh, 1965; Anderson et al., 1974; O'Connell et Budiansky, 1974; Soga et al., 1978; Ayling et al., 1995; Sayers et Kachanov, 1995; Guéguen et Schubnel, 2003; Reuschlé et al., 2003; Fortin et al., 2005; Takemura et Oda, 2005) ont également montré l'influence des fissures sur les modules élastiques dynamique. Typiquement, le module d'élasticité dynamique est supérieur au module statique car la réponse de l'échantillon sur une très courte durée et un faible niveau de contrainte (conditions de détermination des modules dynamiques) est essentiellement élastique (Clark 1966). Les différences entre les modules dynamiques et statiques ont été observées pour différents types de roches (Christaras et al. 1994, Sarout 2006). Les variations des modules dynamiques sont utilisées en laboratoire pour estimer quantitativement la densité de fissuration par l'intermédiaire, bien sûr, d'un modèle de comportement mécanique pour un

matériau fissuré (Sayers and Kachanov, 1995; Sayers, 1988; Sayers, 1995; Budiansky et O'Connell, 1976; Carvahlo, 1997).

Les milieux poreux naturels sont toujours saturés (ou partiellement saturés) de fluides et l'influence de ces fluides sur les propriétés acoustiques est essentielle. En effet, toute vitesse d'onde élastique peut s'exprimer sous la forme :

$$V = \sqrt{\frac{M}{\rho}} \quad (I-4)$$

où M est un module élastique et ρ la masse volumique.

L'équation (I-4) peut être utilisée dans une première approche pour expliquer la variation des vitesses avec la saturation des milieux poreux. Ainsi, pour les ondes P et en considérant des pores sphériques, l'introduction d'eau dans un échantillon initialement sec induit d'abord une augmentation de densité, mais pas d'augmentation du module puisque les pores ne sont pas encore saturés, d'où une diminution de la vitesse. Par contre, quand la saturation complète est atteinte, les pores deviennent plus difficiles à comprimer en dynamique, ce qui augmente la vitesse (i.e., les ondes se propagent plus vite dans l'eau que l'air). Pour les ondes S par contre, on peut considérer que le liquide n'a pas d'effet sur les vitesses autre que celui de la densité. Cependant les relations entre les vitesses des ultrasons et les modules élastiques sont plus compliquées que cette description simplifiée et font intervenir plusieurs mécanismes. Sur la Figure I-7 par exemple, on présente les variations des vitesses en fonction de la saturation pour différents types de roches obtenues par différents auteurs à pression atmosphérique et à l'aide de la barre résonnante. Dans le cas du granite, les expériences de Murphy (1982) montrent que la vitesse à sec est inférieure à la vitesse à saturation partielle, elle-même inférieure à la vitesse à saturation totale. Dans ce cas, la porosité est trop faible pour que l'effet de densité soit supérieur à l'effet de rigidification de la matrice. Pour le grès de Massillon, très poreux, on observe une légère décroissance des vitesses due à l'effet de densité. D'un point de vue qualitatif, le module d'élasticité est indépendant de la saturation pour une saturation de 2% à 95% alors que la masse volumique augmente avec la saturation d'où une légère diminution de vitesse. A saturation totale, la compressibilité de l'eau entre en jeu et rigidifie (pour les ondes P longitudinales) le matériau ; la vitesse augmente. Pour les ondes S, il n'y a pas d'effet du fluide comme nous l'avons déjà souligné. La Figure I-8 résume schématiquement ce résultat (pour les fréquences ultrasonores) en fonction de la porosité (ϕ).

Une autre catégorie de forces peut être invoquée pour expliquer le comportement des roches à faible saturation, il s'agit des forces capillaires. A très faible hygrométrie, d'importantes forces capillaires s'exercent entre les grains et le squelette présent une plus grande rigidité ; la pression capillaire à faible saturation assure une meilleure cohésion du matériau. Lorsque l'on resature le matériau poreux, ces forces disparaissent et la rigidité apparente (et donc la vitesse) diminue puis devient quasiment constante jusqu'à saturation complète. Au-delà de cette saturation limite, la compressibilité du fluide lui-même intervient et la vitesse réaugmente (Bourbié et al., 1986).

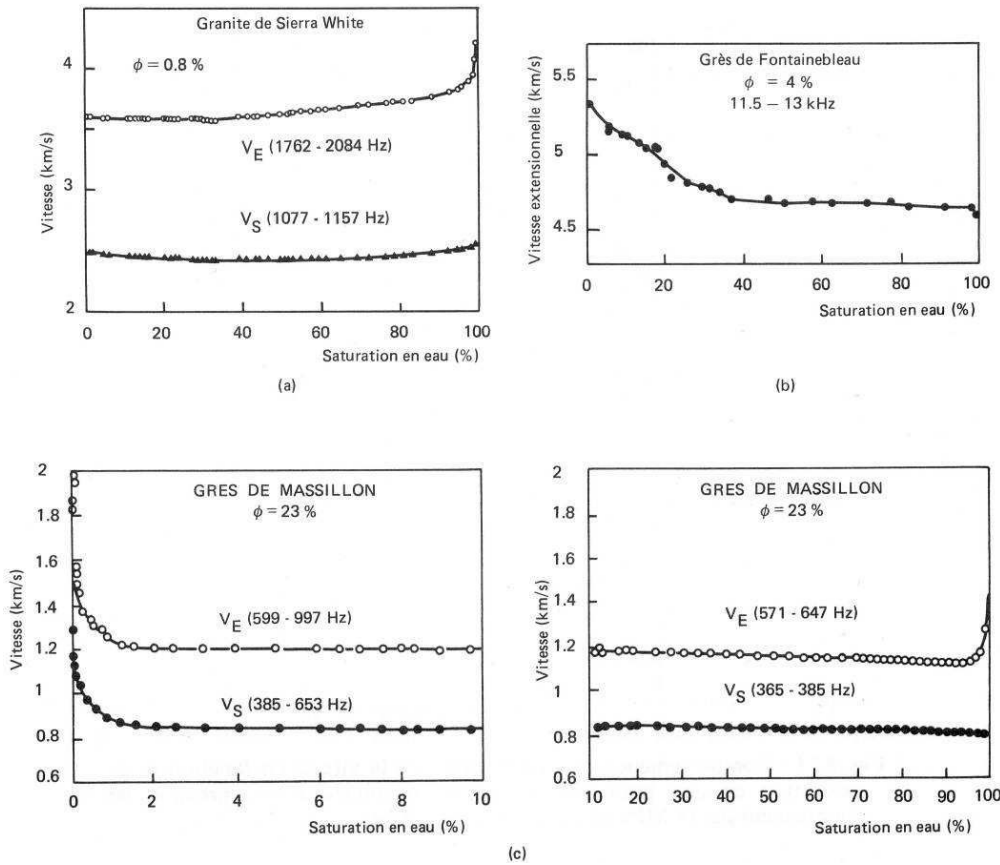


Figure I-7 : Relation vitesse/saturation en eau pour divers matériaux (méthode de la barre résonnante). Courbe (a) et (c) d'après Murphy, (1982). Courbe (b) d'après Bourbié et Zinszner, (1985).

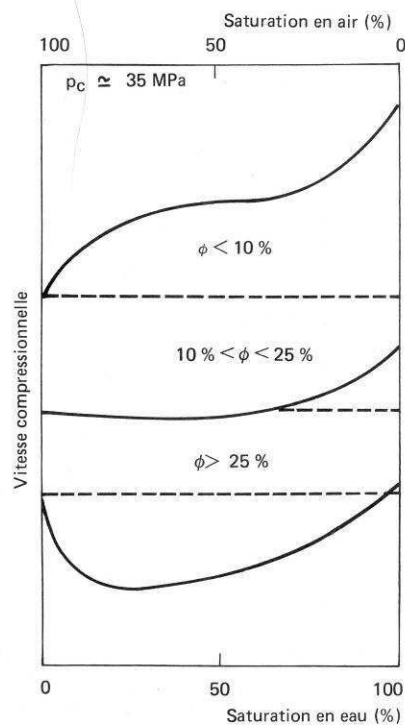


Figure I-8 : Comportement caractéristique de la vitesse en fonction de la saturation en eau pour des sédiments consolidés à une pression de confinement de 35 MPa (d'après Gregory, 1976).

Le signal qui se propage dans une roche perd de l'amplitude pendant son trajet ; il s'étale dans le temps. Cette atténuation est la manifestation de phénomènes d'interaction entre l'onde et le milieu de propagation. Il faut distinguer l'atténuation intrinsèque due à l'anélasticité de la matrice et/ou du fluide de l'atténuation extrinsèque due à la diffraction. La diffraction résulte des multiples réflexions de l'onde. Ce phénomène est important quand la longueur d'onde est du même ordre de grandeur que la taille des hétérogénéités. L'atténuation intrinsèque se caractérise par une diminution de l'amplitude de l'onde et une perte préférentielle des ses hautes fréquences. De plus, si les signaux sont enregistrés, il est possible d'étudier l'atténuation des ondes pendant leur passage dans le milieu. Différentes méthodes peuvent être utilisées à cette fin. La méthode du rapport des spectres est basée sur la comparaison du continu spectral de deux signaux, l'un propagé dans le milieu dont on cherche le facteur de qualité Q et l'autre dans un matériau de référence avec un facteur de qualité Q élevée (aluminium). Le degré d'atténuation des ondes est un indicateur de l'intensité de la fissuration, et il est parfois considéré plus précoce que les vitesses des ondes elles même.

I.3.5. Observation de l'évolution de la fissuration au cours des essais mécaniques

Cette technique destructive consiste à prélever des fragments d'échantillon après que ceux-ci aient subi un certain niveau de contrainte. Après annulation de la contrainte, on observe de quelle façon évoluent les différents paramètres de fissuration comme la longueur, le nombre et la distribution des fissures.

Pour les roches, les premiers travaux portant sur la description des divers stades de développement de la microfissuration en compression simple sont dus à Bienawski (1967). Des observations au microscope optique ont été présentées ensuite dans les travaux de Peng et Johnson (1972), Halbauer et al. (1973), Friedman et al. (1970) et Wawersik et Brace (1971). Quelques années plus tard, afin d'obtenir de meilleures résolutions, Aufmuth et Aleszka (1976), Hadley (1976), Tapponier et Brace (1976) puis Wong (1985) ont réalisé des observations au Microscope Electronique à Balayage (MEB). Les fissures ont été étudiées après annulation de la contrainte et donc après que certaines fissures se soient fermées, au moins partiellement. Ces observations ont montré que la longueur moyenne des fissures au cours de l'essai de compression augmente de même que le nombre des fissures. L'évolution de la microfissuration présente un caractère directionnel ; les fissures ont tendance à s'aligner dans une direction proche de celle de la contrainte maximale en compression. En relation avec les mécanismes microscopiques induisant cette anisotropie, une question importante également abordée dans ces études concerne l'existence de microfissures de cisaillement et/ou de microfissures axiales ouvertes susceptibles d'expliquer la dilatance observée dans les stades avancés de la déformation. Selon Tapponier et Brace (1976), il semble que la résolution du MEB ne permette pas de mettre en évidence les microfissures (fermées) de cisaillement. Wong (1985), au contraire, décrit pour de forts niveaux de contrainte un ensemble de microfissures coplanaires orientées entre 15° et 45° par rapport à la direction de chargement. De façon plus détaillée, il indique que ces microfissures fermées se sont propagées en mode de cisaillement. Les fissures fermées sont d'ailleurs nécessaires pour interpréter l'existence éventuelle des boucles d'hystérésis dans les courbes contrainte-déformations.

Contrairement aux cas expliqués ci-dessus, Zhao (1998) a réalisé l'observation des fissures au MEB à la surface d'un échantillon pendant un essai de compression uniaxiale. Il a constaté que les microfissures se développent d'abord d'une manière dispersée et aléatoire puis il a observé la coalescence de ces microfissures dans une macro-fracture. En particulier, les défauts initiaux causeraient la concentration de contraintes de traction et donc l'initiation, l'extension et la coalescence de microfissures. Lors de son expérience, Zhao a observé que tous les défauts avec des angles différents par rapport à l'axe de la contrainte peuvent s'étendre, ce qui signifie que l'extension des fissures est aléatoire. En résumé, la distribution des fissures n'a pas d'orientation préférentielle lorsque la contrainte est faible. Cependant, quand la rupture ultime est proche, la coalescence des fissures se produit dans la direction de la contrainte axiale appliquée.

Finalement, Zhao (1998) a montré que le nombre de fissures et la longueur cumulée des fissures augmentent tout au long d'un essai, contrairement à la longueur moyenne des fissures qui reste quasiment constante (Figure I-9 et Figure I-10).

Homand et al. (2000), en accord avec Zhao (1998), suggèrent que l'évolution des fissures est principalement le résultat de la création de nouvelles fissures (nucléation de fissures) plutôt que de la propagation des fissures préexistantes. Cependant, la coalescence des fissures se produit avec un taux plus élevé dans la direction de la contrainte axiale.

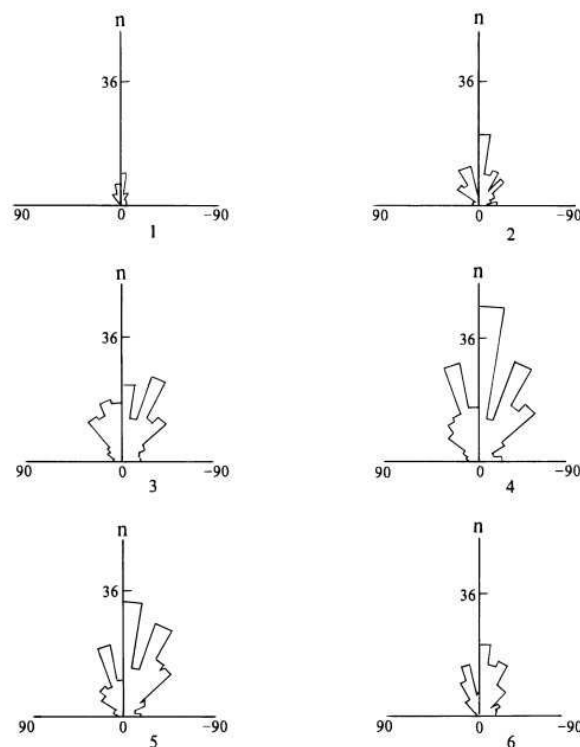


Figure I-9 : Diagramme de rosette du nombre cumulé de microfissures à différents niveaux de la contrainte de compression normalisée avec la résistance en compression simple : 1) $\sigma_{33} = 0,59\sigma_c$, 2) $\sigma_{33} = 0,73\sigma_c$, 3) $\sigma_{33} = 0,88\sigma_c$, 4) $\sigma_{33} = 0,96\sigma_c$, 5) $\sigma_{33} = \sigma_c$ 6) après déchargement (d'après Zhao, 1998).

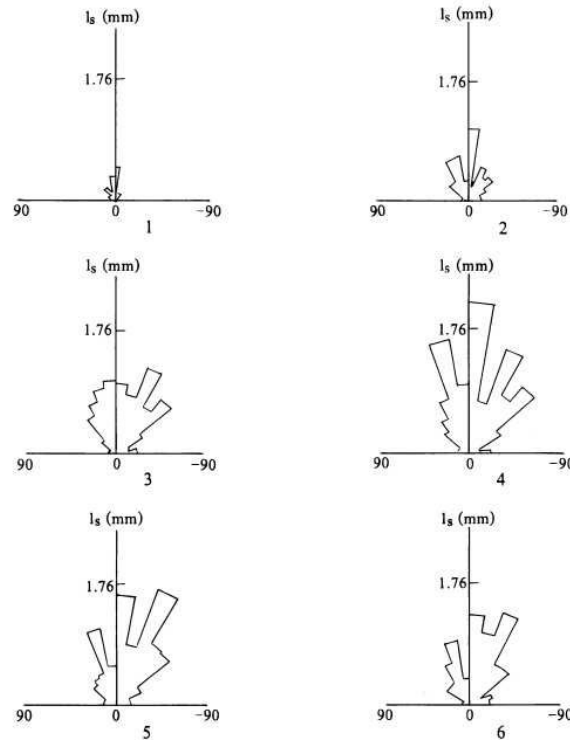


Figure I-10 : Diagramme de rosette des longueurs cumulées de microfissures à différents niveaux de la contrainte de compression normalisée avec la résistance en compression simple : 1) $\sigma_{33} = 0,59\sigma_c$, 2) $\sigma_{33} = 0,73\sigma_c$, 3) $\sigma_{33} = 0,88\sigma_c$, 4) $\sigma_{33} = 0,96\sigma_c$, 5) $\sigma_{33} = \sigma_c$ 6) après déchargement (d'après Zhao, 1998).

Par ailleurs, une grande quantité de données sur les roches dans des conditions naturelles montrent que les roches sont naturellement affectées par des imperfections et des fissures naturelles, souvent préférentiellement orientées (Kern et al., 1999; Hoxha et al., 2005). D'une part, l'état initial de la roche, avec des fissures et des imperfections, et d'autre part, la fissuration induite pendant le chargement en compression, peuvent conduire à une réponse globale effective compliquée.

I.4. Comportement mécanique différé des roches

Un comportement est qualifié de visqueux si les efforts ou les contraintes dépendent de la vitesse de déplacement ou de déformation. Il existe plusieurs familles d'essais mécaniques permettant de caractériser le comportement visqueux, ou tout du moins la partie visqueuse du comportement d'un matériau. Lorsque le matériau est plutôt solide, on pourra réaliser des essais de fluage ou de relaxation.

Les essais de fluage sont assez simples à conduire dans leur principe. Lors d'un essai de fluage, la contrainte déviatorique est maintenue constante sur une éprouvette cylindrique. La déformation longitudinale (et transversale, importante pour les géomatériaux) de l'éprouvette est mesurée en fonction du temps. La température est fixée au cours de l'essai qui dure généralement quelques semaines mais peut parfois atteindre des durées de plusieurs années. La partie la plus délicate de l'essai consiste à maintenir la température constante pendant toute la durée de l'essai. Traditionnellement on distingue trois phases de fluage :

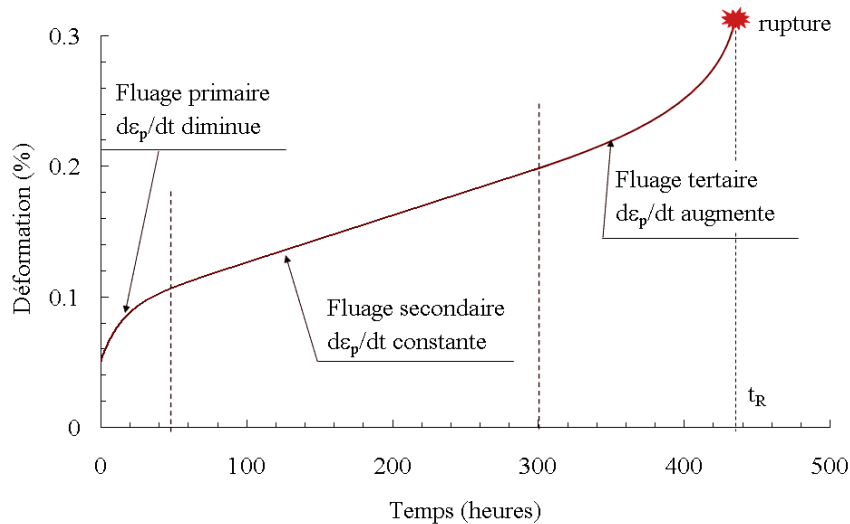


Figure I-11 : Illustration classique des trois phases de fluage.

- Le **fluage primaire** : la vitesse de déformation diminue du fait de l'écroutissage du matériau (augmentation de la contrainte d'écoulement).
- Le **fluage secondaire** : la vitesse de déformation reste constante.
- Le **fluage tertiaire** : la vitesse de déformation augmente du fait de l'apparition d'un endommagement significatif du matériau.

En pratique ces différentes phases ne se distinguent pas clairement et il est difficile de dire exactement à quel point se fait la transition d'une phase à l'autre. Ce découpage schématique en différentes phases de fluage reste néanmoins très répandu et permet d'unifier la description des différents mécanismes à l'origine du fluage, que selon matériaux peuvent être très différents. Dans le cas des métaux, selon la température, divers mécanismes peuvent être à l'origine de la déformation et de l'endommagement de fluage. A basse température, si l'on observe du fluage ce sera généralement un fluage associé au glissement de dislocations. Lorsque la température augmente, la diffusion d'atomes en volume devient possible.

Dans le cas de ce phénomène de fluage-dislocations (basses températures), lorsque les dislocations rencontrent une barrière infranchissable, un joint de grain par exemple, elles s'empilent et conduisent alors à l'apparition d'une concentration de contrainte. Les lacunes diffusent au cours du temps vers ces concentrations de contraintes ce qui produit des cavités. La rupture se produit alors par coalescence de ces cavités le long du joint de grain. Dans ce régime de fluage, l'endommagement est observé de manière assez diffuse le long des joints de grains et sur des obstacles, tels que des inclusions par exemple.

Dans le cas des géomatériaux, pour lesquels les températures sont assez faibles, le fluage peut résulter de plusieurs phénomènes.

Dans le cas des roches fragiles, la nucléation de microfissures et leur propagation sous-critique à cause de la corrosion sous contrainte ont été considérées comme les mécanismes de déformation dominants pendant les phases de fluage primaire et secondaire (Atkinson, 1984; Atkinson et Meredith, 1981, 1987; Kranz, 1979, 1980; Swanson, 1984; Wilkins et al., 1984; Meredith et Atkinson, 1985; Miura et al., 2003). Le fluage tertiaire et une éventuelle rupture différée ont été attribués aux effets d'interaction et de coalescence de microfissures.

Ulm et al. (1999 et 2000) ont étudié le comportement en fluage uniaxial d'un béton ordinaire. Les mesures des déformations axiales et radiales ont montré que le fluage à court terme (sur une période d'une semaine) du béton s'accompagne d'un comportement dilatant (augmentation de volume), tandis que le fluage à long terme se fait à volume constant. Ce comportement est attribué à l'état de l'eau et de la structure C-S-H de la pâte cimentaire.

Plus récemment Bernard et al. (2003) ont étudié le comportement en fluage des deux ciments différents : un ciment très poreux composée d'une phase solide et une large gamme des pores, dissolution des cristaux de Portland (calcium-leached cement paste), et deuxième ciment composée d'une matrice avec des grains de sable (mortier). Dans le cas de premier ciment (ciment poreux) les auteurs ont trouvé un comportement de fluage à court terme (sur une période de trois semaines) contractant. Contrairement au premier cas le ciment avec les inclusions de sable a un comportement de fluage à court terme dilatant.

D'autre part, le fluage à long terme des deux ciments se produit à volume constant.

Selon les auteurs, il est probable que le fluage dilatant à court-terme est lié à la présence d'inclusions (particules de sables, agrégats) dans le ciment, ou, plus précisément à la présence d'une zone de transition entre le matrice et inclusion (interfacial transition zone, ITZ).

En un sens micromécanique, les deux ciments étudiés dans les travaux de Bernard et al. (2003) peuvent être, selon les auteurs, considérés comme les deux cas extrêmes d'une matrice avec des inclusions: les gros pores dans le premier ciment représentent des inclusions avec une rigidité nulle et les particules de sable dans le mortier représentent des inclusions infiniment rigides. De telles morphologies conduisent à une concentration non uniforme de contraintes dans la microstructure. Cette contrainte locale peut être beaucoup plus importante que la contrainte macroscopique. Il est suggéré que cette distribution non uniforme de contrainte microscopique est la force motrice de deux différents mécanismes de relaxation, le fluage et microfissuration qui conduit à deux comportements dilatant et contractant.

Dans le cas du sel gemme ou de la glace, le fluage secondaire semble prépondérant, tandis que dans le cas des roches fragiles (granite, gneiss, dolomie...) le fluage primaire est immédiatement suivi de la phase de fluage tertiaire et il est difficile d'identifier une phase de fluage à vitesse constante. D'après Dusseault et Fordham (1993), le fluage secondaire dans ce dernier cas n'est alors qu'apparent et se confond avec le passage du fluage primaire au fluage tertiaire. Cette constatation a fait douter certains auteurs sur l'existence d'un fluage secondaire pour les roches « dures » (i.e., fragiles). Dans tous les essais qu'il a réalisés sur des roches (granite, schiste) ou sur des aciers, en condition uniaxiale ou triaxiale, en compression ou en flexion, Gonze (1988) n'a pu observer de phase de fluage secondaire entre les phases de fluage primaire et tertiaire, alors qu'il l'avait nettement identifiée sur le sel.

L'importance de la déformation différée dépend de la roche étudiée et des conditions d'essai (déviateur imposé, température, teneur en eau, etc.) et celle-ci peut devenir, avec le temps, supérieure à la déformation instantanée. Cristescu et Siliciu (1982) ont réalisé une série d'essais de fluage sur un schiste en faisant varier le rapport entre le déviateur et la résistance à la compression simple de cette roche. Ces auteurs ont constaté que pour un déviateur inférieur à une valeur limite, seul le fluage primaire était observé. Ce seuil est en pratique difficile à déterminer mais pour Morlier (1966), cette valeur serait inférieure à 80 % de la résistance à la compression simple du matériau. Pour Dayre (1974), elle se situerait à 60 – 70 % de la résistance en compression simple.

I.5. Effet de l'eau sur le comportement mécanique des roches

Les roches étant des matériaux poreux, il a été démontré par de nombreux auteurs que leurs comportements à court et à long terme sont affectés par la présence de fluides (généralement eau) par couplage hydro-mécanique et par des effets physico-chimiques comme le mécanisme de corrosion sous contrainte.

L'eau peut se trouver dans plusieurs états à l'intérieur d'une roche, suivant l'intensité des forces liant ses molécules aux particules solides. On distingue :

- l'eau de constitution, qui entre dans la composition chimique des minéraux dont les particules de roche sont formées ;
- l'eau liée ou absorbé, à la surface des grains très fins, qui est orientée par les forces d'attraction moléculaire et les forces électrostatiques ; elle a une viscosité élevée et ne transmet pas les pressions ;
- l'eau libre, qui circule librement dans les pores de la roche sous l'effet des forces de pesanteur ;
- l'eau capillaire, qui, dans le milieu partiellement saturé, en présence d'air ou d'autres gaz, est retenue dans les canaux les plus fins de la roche par les forces d'attraction capillaires.

Ces liaisons de l'eau avec la roche dépendent de la nature minéralogique des minéraux constituant et de la microstructure (porosité) de la roche.

I.5.1. Couplage hydro-mécanique

I.5.1.1. Pression capillaire, Loi de Laplace, loi de Kelvin

Les phénomènes de capillarité se produisent à l'interface entre deux fluides, car les molécules y sont soumises à un ensemble de forces d'interactions non équilibrées, à la différence d'une molécule située au sein du fluide. Une molécule d'eau au sein d'une masse d'eau est soumise à des actions de même nature, alors que celle à l'interface entre deux fluides, eau-air par exemple, est soumise à des actions différentes : actions dues à l'eau et actions dues à l'air. Les molécules d'eau à l'interface eau-air sont donc attirées vers la masse d'eau et la surface de l'eau est soumise à une force perpendiculaire à la surface libre. C'est cette attraction qui engendre une tension de surface σ_s à l'interface.

La capillarité est souvent décrit par la remontée capillaire h de l'eau dans un tube de rayon r plongé dans un récipient contenant de l'eau. La relation entre le rayon de courbure du ménisque sphérique eau-air dans le tube et la différence de pression entre l'air et l'eau (pression capillaire ou succion) est donnée par la loi de Laplace, qui se simplifie dans l'hypothèse de pores cylindriques et prend alors l'expression de la loi de Jurin :

$$p_c = p_g - p_{lq} = \frac{2 \times \sigma_s \cos \theta}{r} \quad (I-5)$$

p_g : pression de gaze (Pa)

p_{lq} : pression liquide (Pa)

p_c : pression capillaire (Pa)

σ_s : tension superficielle du couple liquide/gaze (Pa.m)

r : rayon de ménisque (m)

θ : angle de raccordement entre le ménisque et le solide

Cette relation implique qu'au niveau du ménisque, la pression d'eau est inférieure à la pression d'air, et ce d'autant plus que r est petit.

La relation entre l'humidité ambiante et la pression capillaire (suction) correspondante est indépendante du matériau. Elle est définie par une des relations fondamentales de la thermodynamique, la loi de Kelvin, dont l'expression est la suivante :

$$p_g - p_{lq} = \frac{RT}{gM} \ln h_r \quad (I-6)$$

h_r : humidité relative

M : la masse molaire du liquide

g : accélération due à la pesanteur (m/s^2)

T : température

R : la constante molaire des gaz ($R= 8,3143 \text{ J/mol} \cdot \text{K}$)

Dans le cas d'actions exclusivement capillaires, ces 2 dernières relations montrent que l'humidité relative de l'atmosphère dans laquelle la roche est placée définit le rayon du ménisque. Une humidité relative donnée impose donc aux échantillons de roche une suction donnée.

1.5.1.2. La contrainte effective

La présence de l'eau a une influence significative sur la déformation et la résistance des géomatériaux poreux par couplage hydro-mécanique qui peut être formulé en utilisant le concept de la contrainte effective. Ainsi, en 1923, Terzaghi postule que la contrainte totale exercée sur un sol saturé est répartie et supportée en partie par la structure granulaire et en partie par la pression du fluide des pores.

Le tenseur de contrainte totale peut être décomposé en un tenseur de la contrainte effective (celui appliqué aux grains solides et non supporté par le fluide, $\underline{\underline{\sigma'}}$) et un tenseur de pression ($\underline{\underline{\sigma_p}}$):

$$\underline{\underline{\sigma}} = \underline{\underline{\sigma'}} - \underline{\underline{\sigma_p}} \quad (I-7)$$

Biot a introduit une approche énergétique du comportement des milieux poreux dans le cadre du concept de la contrainte effective. Ainsi, si le comportement d'un matériau poreux isotrope

est réversible linéaire et si les perturbations sont petites, il existe une contrainte effective telle que :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \underline{\underline{\sigma'}} - b \sigma_p I \quad (I-8)$$

b est le coefficient de Biot. La contrainte effective n'est donc pas la contrainte différentielle $\underline{\underline{\sigma}} - \sigma_p$. Le coefficient de Biot vaut :

$$b = 1 - \frac{K}{K_s} \quad (I-9)$$

où K_s est le module d'incompressibilité du solide sans pores et K le module d'incompressibilité du squelette (roche avec pores) ou module drainé. On a $K \leq K_s$ si bien que le coefficient de Biot, nombre adimensionnel, est inférieur ou égal à 1.

Dans le cas d'un squelette déformable incompressible, b est égal à 1 et l'expression de Biot est équivalente à celle de Terzaghi.

La première idée pour le traitement des relations constitutives des milieux partiellement saturés était d'utiliser une approche de la contrainte effective pour des sols partiellement saturés. Diverses tentatives d'élargissement de la notion de contrainte effective aux sols non saturés ont été effectuées dans les années 1950. Nombre d'auteurs (Croney et al., 1958; Aitchinson, 1961; Bishop, 1959; Jennings, 1961) ont proposé des réflexions basées sur la capillarité dans un sol granulaire, afin de tenter de relier de façon simple la contrainte totale, la pression interstitielle négative et la contrainte effective. La suggestion originale de Bishop (1959) peut être écrite comme :

$$\sigma'_{m,Bishop} = \sigma_m + \chi p_{lq} + (1 - \chi) p_g \quad (I-10)$$

Le paramètre χ est compris entre 0 et 1, nul pour les sols secs et égal à 1 pour les sols saturés. Bishop et Donald (1967) ont tenté une vérification expérimentale de cette expression à l'aide d'un essai triaxial où les pressions p_g et p_{lq} étaient contrôlées. En admettant ensuite la validité de cette équation, ils ont pu calculer des valeurs de χ , en comparant à la rupture des résultats d'essais saturés fournissant la valeur de σ' , à ceux d'essais non saturés avec p_g et p_{lq} connus. Ils proposent ainsi une relation :

$$\chi = g(S_{lq}) \quad (I-11)$$

Par la suite, et dans un but de simplification, nombre d'auteurs (Alonso et al., 1990; Loret et Khalili, 2002) ont pris directement, par commodité,

$$\chi = S_{lq} \quad (I-12)$$

En remplaçant $p_c = p_g - p_{lq}$ et $\chi = S_{lq}$ dans l'équation (I-10), on obtient :

$$\sigma'_{m,Bishop} = \sigma_m - S_{lq} p_c + p_g \quad (I-13)$$

Évidemment les équations (I-10) et (I-13) décrivent les comportements d'une matrice solide incompressible, lorsque $S_{lq} = 1$ la contrainte effective de Terzaghi est récupérée.

Si l'équation (I-13) est considérée comme une extension de la contrainte effective des milieux poreux saturés déformables, pour obtenir la contrainte effective de Biot, on doit écrire:

$$\sigma'_{m,Bishop} = \sigma_m - bS_{lq}p_c + bp_g \quad (I-14)$$

Très rapidement, des vérifications expérimentales complémentaires (Jennings et Burland, 1962) font apparaître un certain nombre de limitations au concept de contrainte effective élargi aux sols non saturés. Une des anomalies observée correspond à l'essai d'effondrement. Cette contrainte effective ne peut pas expliquer le phénomène de l'effondrement des pores observés au cours de resaturation des sols comprimé à l'oedomètre (Burland, 1965; Alonso et al., 1990; Loret et Khalili, 2002).

Jennings et Burland montrent également que la valeur de χ dépend du chemin suivi dans l'espace $(\sigma_m - p_g, p_g - p_{lq})$, ce qui est cohérent avec l'hystérésis des courbes de rétention d'eau ; ils montrent aussi que la valeur de χ dépend de l'essai pratiqué, oedométrique ou triaxial. Ils explicitent ces problèmes en termes de structure, en considérant que les modifications de l'arrangement des particules dues au retrait des ménisques en désaturation sont différentes de celles créées par des variations de contrainte extérieure.

D'autre part, fondée sur une approche énergétique Coussy (1995) a argumenté que pour décrire l'évolution de la déformation élastique à la place de l'équation (I-14), une forme incrémentale de la contrainte effective doit être utilisée:

$$d\sigma'_{m,CO} = d\sigma_m - bS_{lq}dp_c + bdp_g \quad (I-15)$$

Des résultats similaires ont été obtenus par un schéma d'homogénéisation micromécanique, en tenant compte de la contribution des interfaces liquide-gaz dans la contrainte globale (Chateau et Dormieux, 1998) : L'intégration d'équation (I-15) conduit à

$$\sigma'_{m,CO} = \sigma_m - b \int_0^{p_c} S_{lq}(p_c) dp_c + bp_g = \sigma_m - b\pi \quad (I-16)$$

$$\pi = p_g - \int_0^{p_c} S_{lq}(x) dx = p_g - S_{lq}p_c - \int_{S_{lq}}^1 p_c(x) dx \quad (I-17)$$

Cette fonction permet la généralisation de la pression interstitielle dans les deux cas saturés et partiellement saturés: π est égale à la pression du liquide dans le domaine saturé ($\pi = p_{lq}$ quand $S_{lq} = 1$) et est négative dans le domaine partiellement saturés ($\pi < 0$ quand $S_{lq} < 1$). On peut calculer π à partir des courbes d'adsorption d'eau (variation de la pression capillaire en fonction du degré de saturation) pour chaque matériau.

Pour la modélisation du comportement des sols partiellement saturés classique, beaucoup d'auteurs, comme Alonso et al. (1990), ont utilisé comme alternative à l'approche contrainte effective, une autre approche dite des variables indépendantes.

Selon cette approche, le comportement partiellement saturé d'un milieu poreux est décrit en utilisant la contrainte totale (ou nette) et la succion (Alonso et al., 1990; Dangla et al., 1997). L'hypothèse clé de cette approche est d'utiliser le même modèle que les sols saturés, mais les limites du domaine élastique dans l'espace des contraintes est une fonction de la succion.

L'augmentation du domaine élastique due à l'augmentation de succion, est contrôlée d'une part par une évolution de la pression de consolidation apparente avec la succion et d'autre part par une augmentation de la cohésion apparente.

1.5.2. Effets physico-chimiques

En général, les propriétés mécaniques des roches sont affectées par les réactions physico-chimiques qui se produisent sous contrainte et en présence du fluide interstitiel.

Un mécanisme souvent évoqué par différents auteurs et qui influence les caractéristiques de déformation et de rupture macroscopiques, est la dissolution intergranulaire sous contrainte (IPS : Intergranular Pressure Solution). L'IPS est un processus qui se produit aux niveaux des contacts des grains et consiste en la dissolution puis au transport des solutés par diffusion via le fluide interstitiel (Spiers et Schutjens, 1990; Lehner, 1990). Par conséquent, la surface de contact effective entre les grains diminue, ce qui affecte la réponse mécanique du matériau. Ce mécanisme physico-chimique, qui se produit sous chargement déviatorique, est souvent évoqué pour expliquer le comportement différé de certaines roches ; on parle alors de fluage par dissolution sous contrainte (PSC : Pressure Solution Creep).

Il y a deux théories concurrentes pour la description du processus de dissolution sous contrainte. La première est basée sur l'hypothèse que les contacts des grains eux-mêmes sont secs et que la dissolution se produit aux surfaces des grains qui sont en contact direct avec le fluide interstitiel. Dans ce cas, la dissolution au long des faces libres des grains entraîne une réduction de la surface des contacts intergranulaires (Tada, 1987). La deuxième approche suppose que les zones de contact sont pénétrées par le liquide. Le contact réel est censée avoir lieu le long d'îles isolées qui sont entourées par un réseau de canaux interconnectés contenant du liquide (Raj, 1982; Spiers et al., 1990). Dans ce cas, le processus IPS implique la dissolution des minéraux sur les faces des contacts intergranulaires les plus comprimées. La matière dissoute est transportée par diffusion tout au long de la zone de contact et finalement se précipite dans les espaces poreux. La cinétique de la réaction est affectée par un certain nombre de facteurs, dont la chimie des fluides, l'état de contrainte et la température.

Un cadre mathématique a été développé par Pietruszczak et al. (2006) pour décrire cette interaction chimio-mécanique et la déformation associée dans le cadre de la craie. Une interface inter-granulaire est perçue ici comme un ensemble de contacts solides isolés qui sont entourés par un réseau de canaux interconnectés contenant des fluides (Figure I-12). L'approche est basée sur une chimio-plasticité dans laquelle la dégradation des propriétés des matériaux est attribuée au processus de dissolution intergranulaire sous contrainte. Deux échelles de temps distinctes ont été introduites. La première, qui est de l'ordre de quelques secondes, est associée à une dissolution très rapide des contacts à la périphérie de l'interface. La deuxième échelle de temps, qui est de l'ordre de quelques jours, consiste en une dissolution beaucoup plus lente.

IPS est un mécanisme qui est d'une grande importance dans les roches carbonatées comme le calcaire (Renard et al., 2005; Le Guen et al., 2007) ou de la craie (Pietruszczak et al., 2006) en raison de la forte solubilité de la calcite dans l'eau carbonaté.

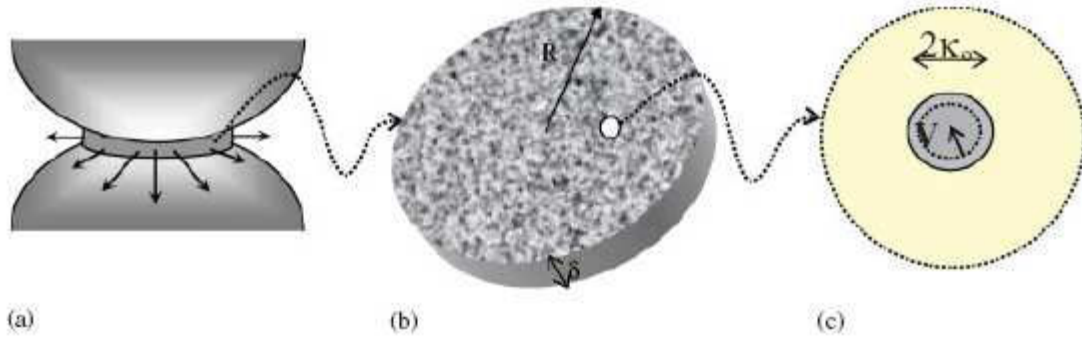
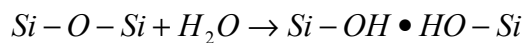


Figure I-12 : La géométrie idéalisée de l'interface intergranulaire (Pietruszczak et al., 2006).

L'eau étant une substance chimiquement agressive, sa présence, même négligeable en volume, cause une altération des liaisons chimiques intercrystallines et lubrifie les frontières granulaires. En effet, le renforcement de la propagation des fissures subcritiques, par corrosion sous contrainte aux bouts de fissure est souvent considéré comme la principale cause du comportement dépendant du temps des roches silicatées (Atkinson, 1984).

Dans les roches silicatées, l'eau agit comme un catalyseur chimique. L'hydrolyse des liaisons silice-oxygène se produit suivant la réaction :



Cette réaction provoque un radoucissement des cristaux de silicates et augmente l'aptitude de la roche au fluage, les liaisons H • H étant plus faibles que les liaisons Si-O (Griggs, 1967). Ce remplacement de liaisons fortes par des liaisons plus faibles conduit à une altération de la texture, à une augmentation locale des contraintes puis à la rupture.

La corrosion sous contrainte est facilitée en présence de pression de vapeur d'eau plus élevée (Meredith et Atkinson, 1985) et dans les roches saturée de l'eau (Waza et al., 1980; Meredith et Atkinson, 1983).

De plus, même cet effet d'affaiblissement de l'eau est plus marqué sur le comportement à long terme des roches (Lajtai et al., 1987). Mais récemment (Jeong et al. 2007) a montré cet effet de l'eau sur le comportement à court terme des échantillons d'andésite, lors des essais triaxiaux. Selon les résultats de Jeong, la résistance de la roche diminue en augmentation la pression de vapeur de l'eau dans l'échantillon.

I.6. Conclusion

Dans ce chapitre bibliographique consacré à l'étude des comportements mécaniques instantanés et différés des roches, nous avons présenté une synthèse de l'état des connaissances actuelles dans le domaine des comportements mécaniques instantanés et différés des roches. Nous nous intéressons aux déformations instantanées et différées dues à la plasticité, viscosité et en particulière endommagement.

A l'échelle de la microstructure, les déformations viscoplastiques sont dues à des déplacements irréversibles des dislocations, défauts du réseau cristallin des minéraux constitutifs de la roche. Ces phénomènes sont difficilement observables en temps réel, lors d'essais de compression.

A l'échelle des grains et lors d'un essai de compression de chargement lent, on peut s'attendre à observer des glissements, des réorientations préférentielles et des fracturations de grains. En effet, à température ambiante, le comportement mécanique différé des roches est essentiellement dû aux phénomènes de fluage cataclastique et granulaire.

Différentes techniques permettant de détecter l'initiation d'endommagement et de suivre son évolution a été présentée. En effet, l'allure de la courbe contrainte-déformation lors d'un essai de compression uniaxiale permet de visualiser l'initiation, le développement stable ou instable et la coalescence de microfissures au sein du matériau. Les fissures influencent la vitesse de propagation des ondes élastique. Elles permettent aussi de calculer et de suivre l'évolution des modules élastiques dynamiques, dont la diminution témoigne de l'endommagement de la roche. L'enregistrement de l'émission acoustique lors d'essais de compression est un moyen d'évaluer l'intensité des ruptures microscopiques au sein de la roche dont les sources (hypocentres) peuvent être localisées dans l'espace à partir des signaux reçus par plusieurs capteurs. Nous utiliserons ces diverses méthodes pour suivre et quantifier l'endommagement de nos échantillons lors des essais de l'étude expérimentale.

La présence de l'eau peut jouer un rôle important dans le comportement mécanique différé des roches. En effet, il a été démontré par de nombreux auteurs que le comportement à court et à long terme des roches est affecté par la présence de fluides (généralement eau) par couplage hydro-mécanique et par des effets physico-chimiques comme le mécanisme de corrosion sous contrainte et la dissolution intergranulaire sous contrainte (IPS).

Chapitre II

II. Description de matériau étudié

II.1. Introduction

Pratiquement toutes les propriétés macroscopiques des roches dépendent de la composition minéralogique, la microstructure, la porosité, à savoir la forme des vides, leur répartition ainsi que leur connexion. Parmi ces propriétés, les propriétés mécaniques nous intéressent tout particulièrement. Lorsque l'on se place dans le cadre de la mécanique des milieux poreux, la connaissance de la structure poreuse, et notamment du volume poreux, est indispensable à la compréhension du comportement mécanique de la roche.

C'est dans cette optique que d'abord grâce au microscope électronique à balayage (MEB), nous avons observé la microstructure de notre calcaire à différents grossissements accompagné d'une analyse chimique semi-quantitative.

Ensuite l'étude de la porosité selon différentes méthodes a été réalisée sur les différents échantillons testés (calcaire d'Euville). Les méthodes de mesure seront les suivantes : porosimétrie à l'eau par immersion sous vide, porosimétrie totale, porosimétrie au mercure. A ces mesures de porosité s'ajoutent des mesures de perméabilité en régime permanent.

Par ailleurs, afin d'effectuer une première approche des milieux poreux partiellement saturés, on a cherché à obtenir les courbes de pressions capillaires des matériaux étudiés. Ces courbes, obtenues à partir de la méthode des isothermes d'adsorption d'eau, permettront de mettre en relation l'humidité relative de l'atmosphère (et donc la pression capillaire) avec le degré de saturation des roches. La roche étudiée dans cette thèse est le calcaire d'Euville dans le cadre de l'étude de la stabilité des carrières souterraines abandonnées.

II.2. Description minéralogique

La « pierre d'Euville » est un calcaire oolithique à entroques bien connue du Malm (Jurassique supérieur) près d'Euville (Nord-Est de la France). Elle est formé par des oolithes et marqué par la présence de larges cristaux de calcite syntaxiale autour de débris (articles de tiges ou entroques) d'échinodermes du groupe des crinoïdes. Les observations au MEB sont présentées sur la Figure II-1. Les oolithes sont cimentées par différents types de calcite: de larges cristaux de calcite syntaxiale de plusieurs centaines de micromètres, de petits cristaux de calcite d'une taille moyenne d'environ 10 μm précipités autour des oolithes, et de la microcalcite (environ 3 μm) formant les oolithes. Les oolithes sont constitués de plusieurs couches concentriques de microcalcite.

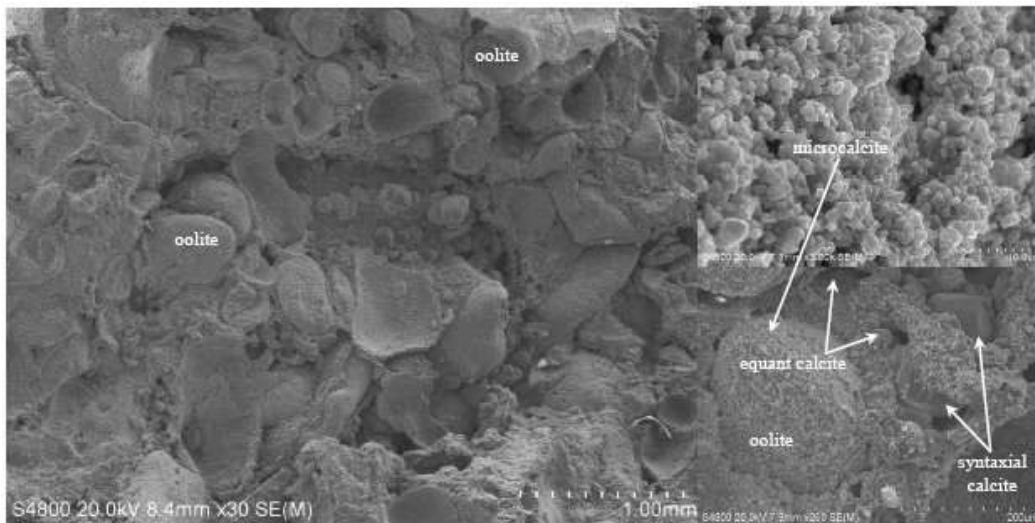


Figure II-1 : Microstructure du calcaire oolithique d'Euville à faible et fort grossissements (photos MEB).

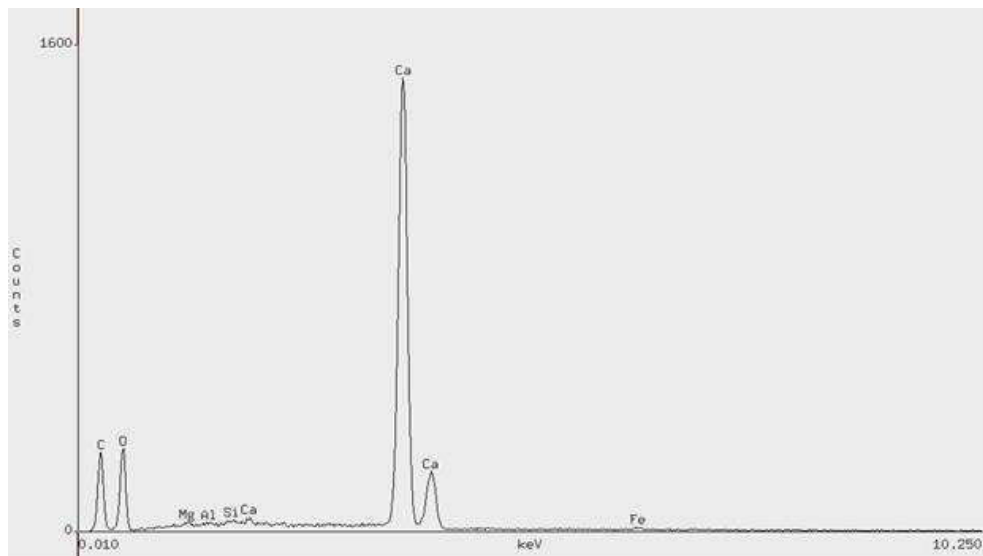


Figure II-2 : Spectre d'analyse chimique semi-quantitatif au MEB sur un échantillon de calcaire d'Euville.

Tableau II-1 : Composition chimique du calcaire d'Euville à partir d'un spectre d'analyse semi-quantitatif au MEB.

élément	pourcentage atomique (%)	pourcentage massique (%)
O	76,8	57
Mg	0,3	0,3
Al	0,2	0,2
Si	0,1	0,2
Ca	22,6	42
Fe	0,1	0,3

L'analyse chimique semi-quantitative (Figure II-2 et Tableau II-1), réalisée au MEB sur une large surface de l'échantillon (fragment brut) représentée sur la figure ci-dessous (Figure II-1), nous montre que le matériau est essentiellement composé de calcite pure et qu'il y a très peu d'impuretés.

II.3. Description pétrophysique

II.3.1. Porosité

II.3.1.1. Définition de la porosité

La porosité n est définie comme étant le rapport du volume des vides (V_v) sur le volume total de la roche (V_t). Cette porosité de par sa forme, sa taille, sa répartition au sein de la matrice solide influe sur le comportement mécanique et sur les propriétés de couplage. Il est donc important de la caractériser au mieux.

Il existe plusieurs types d'approches pour étudier la porosité. Elle peut être caractérisée au regard de ses éléments qualitatifs (i.e., porosité primaire, secondaire, intra ou intergranulaire, forme du réseau), mais aussi par une approche quantitative (i.e., porosité occluse, porosité libre, porosité piégée, porosité de fissure. Cette dernière approche sera retenue pour la caractérisation des échantillons).

Les mesures de porosité ont été réalisées sur toutes les éprouvettes testées mécaniquement (éclatement 2 et de 50 mm de diamètre) en ce qui concerne la détermination de la porosité totale et de la porosité à l'eau, et sur des échantillons de forme parallélépipédique (15mm, 15mm, 25mm) pour la porosimétrie au mercure.

II.3.1.2. Porosité ouverte (ou connectée) à l'eau : imbibition, réalisée sous vide

Cette porosité par imbibition sous vide correspond à la meilleure détermination possible de la porosité connectée. Elle consiste en un premier temps à placer l'échantillon (initialement séché à l'étuve) sur une grille dans une cloche sous vide. L'activation pendant 24 heures d'une pompe à vide permet de faire vaporiser toute trace d'eau dans le réseau poreux et ainsi d'assécher complètement l'échantillon.

Les échantillons sont ensuite totalement immergés dans de l'eau désaérée. La remise en pression atmosphérique de la cloche, pendant 48 heures, associée à la grande mouillabilité de l'eau, permet l'imbibition de tout le réseau poreux connecté.

$$N_{tw} = \frac{V_w}{V_t} \times 100 \quad (II-1)$$

$$V_w = \frac{m_w - m_s}{\rho_w} \quad (II-2)$$

N_{tw} : porosité ouverte à l'eau sous vide

V_w : volume d'eau présent dans l'échantillon

V_t : volume total de l'échantillon

m_w : masse de l'échantillon saturé

m_s : masse de l'échantillon sec

ρ_w : masse volumique de l'eau à 20 °C

Les mesures de porosité ont été effectuées sur 20 éprouvettes de calcaire d'Euville cylindriques de 50 mm de diamètre et d'élancement 2. La porosité moyenne déterminée est de 22,2 % ± 0,66 %.

II.3.1.3. Porosité au mercure

La porosimétrie au mercure est une technique qui permet une étude plus précise de la porosité par une approche de la géométrie du réseau poreux. Cette méthode est basée sur les équilibres capillaires entre le mercure (fluide non mouillant) et sa phase vapeur (fluide mouillant) dans le réseau poreux. La première goutte arrivant dans l'enceinte est vaporisée, il y a donc saturation de l'enceinte et du milieu poreux. Ensuite, des paliers successifs de pression sont appliqués ; à chacun de ces paliers l'équilibre est établi par résorption de la vapeur dans le mercure liquide.

Après avoir fait le vide à l'intérieur de l'espace poreux, le volume de la roche est déterminé par immersion dans un bain à mercure. Dans la plupart des cas, le mercure ne pénètre pas dans l'espace poreux à la pression atmosphérique. On fait alors croître la pression de mercure jusqu'à ce que celui-ci pénètre. Si la pression est suffisante, le mercure envahit même les plus petits pores. Il reste cependant en général un volume de pores inaccessible au mercure.

Deux injections de mercure sont appliquées. Au cours de l'injection, la pression de mercure augmente progressivement jusqu'à 400 MPa. À la fin de la première injection, la pression

diminue et le mercure est récupéré mais un certain volume de mercure reste piégé dans le réseau poreux (Wardlaw et Mc Kellar, 1981) ; cette fraction de mercure caractérise la porosité piégée $N_{Hg,trap}$. La porosité totale ouverte N_{Hg} est déterminée à partir de la première injection (le volume de mercure injecté). Si on fait subir à l'échantillon une deuxième injection, on peut mesurer la porosité libre. Les notions de porosité libre et piégée sont spécifiques à cette méthode de mesure. Outre la mesure de la porosité au mercure, cet essai permet d'étudier la répartition des rayons d'accès des pores. On assimile le milieu poreux à un réseau de capillaires dont on calcule le rayon moyen r par l'expression de la loi de Jurin (équation (I-5)).

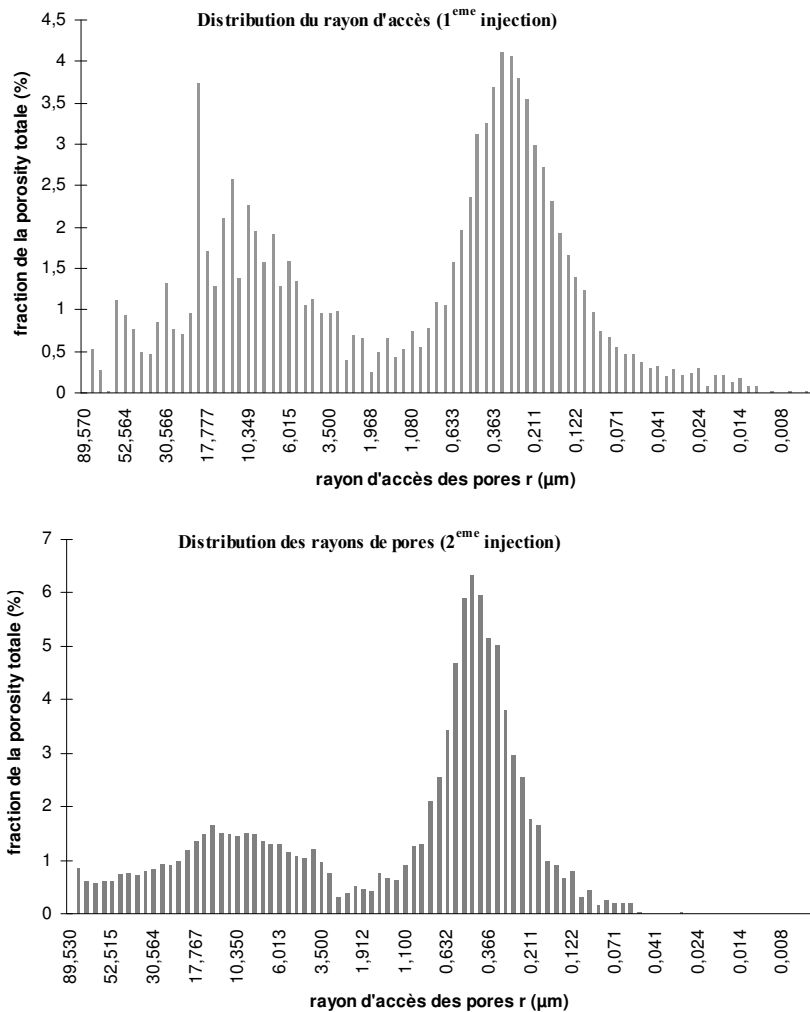


Figure II-3 Porosimétrie au mercure sur le calcaire d'Euville (1^{ère} et 2^{ème} injections): distribution du rayon d'accès des pores r (spectre poreux).

L'analyse des courbes de porosimétrie au mercure permet d'affirmer que le calcaire d'Euville a une organisation bimodale du réseau poreux à distribution étalée qui définit deux types de pores : intra-oolithique et inter-oolithique pore (Figure II-3). L'intra-oolithique pore est plus petit avec le rayon d'accès r , dans le rang de $0,01 \mu\text{m} < r < 1,5 \mu\text{m}$ (60% de la porosité totale) et inter-oolithique pore avec r dans le rang $1,5 < r < 80 \mu\text{m}$ (40% de la porosité totale).

Pour l'échantillon de calcaire d'Euville testé ici, la porosité totale au mercure ($N_{t,Hg}$) est de 22 %, comprenant 7,5 % de porosité libre et 14,5 % de porosité piégée.

II.3.2. Courbes de succion capillaire (isothermes d'adsorption d'eau)

Dans le cadre des mines et carrières souterraines, on cherche à mettre en relation l'humidité relative de l'atmosphère minière, et donc les pressions capillaires (ou succion capillaire) s'exerçant au sein du réseau poreux, avec le degré de saturation des roches. Les roches sont effectivement soumises à différentes conditions hydriques *in situ* selon l'état de l'exploitation, à savoir l'activité de l'aréage forcé et les pompages d'exhaure. Pour cela, on s'attachera à obtenir les courbes de succion capillaire (i.e., isothermes d'adsorption d'eau).

Le procédé expérimental, intitulé "GAETAN - LEM Nancy", a été développé au LEM-CNRS (Laboratoire Environnement et Minéralurgie) de Nancy. Pour ce type de roches, grains et pores de faibles dimensions, la méthode de saturation utilisée est la condensation. L'échantillon, qui est placé dans une enceinte à humidité relative contrôlée, va voir sa masse augmenter ou diminuer selon son état de saturation. La fixation de l'eau sur ce type de roches se fait par le phénomène d'adsorption multi-couches. L'épaisseur de la couche recouvrant la surface des pores augmente avec l'humidité relative jusqu'à l'apparition de ponts liquides entre les parois des pores, alors la condensation capillaire commence.

Le mode opératoire est le suivant. L'échantillon est dans un premier temps dégazé sous vide. La pression dans l'enceinte est ensuite augmentée progressivement en injectant de l'eau sous forme vapeur jusqu'à une pression correspondant à la pression de vapeur saturante à 30 °C (4243 Pa), et l'échantillon est alors saturé. C'est l'opération d'adsorption et la courbe obtenue est appelée isotherme d'adsorption. L'opération inverse de désorption consiste à rétablir progressivement un vide poussé afin de désaturer au maximum l'échantillon, on obtient alors une isotherme de désorption. Les résultats sont fournis sous forme d'évolution de la quantité de vapeur d'eau adsorbée (en mg par mole ou par gramme de produit sec), c'est-à-dire la teneur en eau de l'échantillon, en fonction de l'humidité relative de l'atmosphère et donc la pression capillaire (loi de Kelvin, équation (I-6)).

La Figure II-4 représente les isothermes de succion (évolution du degré de saturation en fonction de l'humidité relative imposée et de la pression capillaire) réalisée sur le calcaire d'Euville. La courbe d'adsorption de calcaire d'Euville est très plate dans l'intervalle $0 \% < h_r < 95 \%$ et le matériau adsorbe de l'eau dans l'intervalle $95 \% < h_r$.

Sur la Figure II-4 nous observons que l'échantillon est quasiment à $S_l = 1,8\%$ quand l'hygrométrie atteint 100 %, qui est très loin du cas saturé ($S_l = 100\%$). Par la suite on maintient l'hygrométrie à 100% pendant quelques heures et l'échantillon continue à adsorber d'eau. Finalement on a été obligé d'arrêter l'essai quand S_l a atteint 5%.

Selon Kunzel et Kiessl (1996), la courbe de rétention d'eau d'une pierre de construction est ainsi composée de trois parties (Figure II-5) :

- Phase A : la relation entre l'humidité relative ambiante et la teneur en eau peut être décrite par l'isotherme d'adsorption sur une gamme d'humidité comprise entre 0% et 95% HR.
- Phase B : pour l'humidité relative supérieure à 95%, la teneur en eau d'équilibre est difficile à mesurer par l'essai d'adsorption en raison des incertitudes expérimentales et la forte pente de l'isotherme d'adsorption. Dans la gamme d'humidité élevée, la méthode tensiométrique serait nécessaire afin de compléter la courbe de l'adsorption.

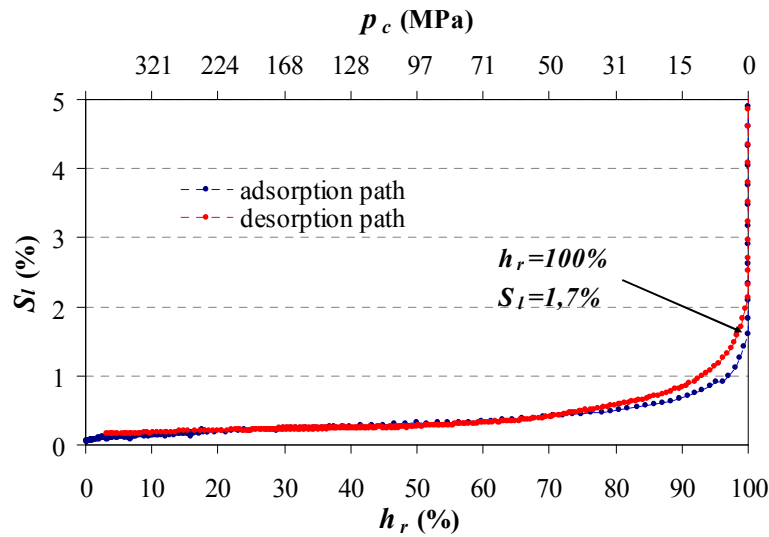


Figure II-4 : Isotherme de succion (calcaire d'Euville) : degré de saturation en fonction de l'humidité relative (ou pression capillaire).

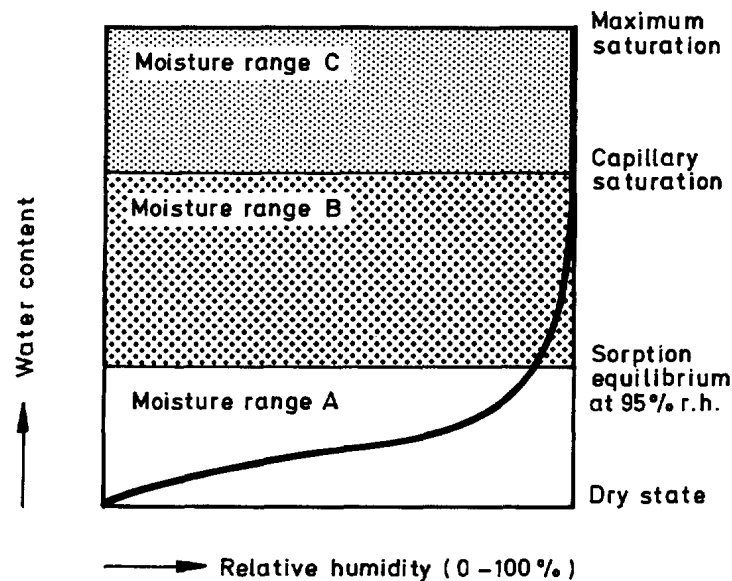


Figure II-5 : Représentation schématique de la courbe de rétention d'eau d'une pierre de construction.

Cependant, dans cette plage d'humidité, qui s'étend de la fin de la phase A jusqu'à la saturation capillaire, la teneur en eau d'équilibre du matériau est encore une fonction de l'humidité relative. Cela peut s'expliquer par la succion dans les pores capillaires qui dépend des rayons de ceux-ci.

- Phase C : entre la saturation capillaire et la saturation en eau maximum se situe la phase C. Dans cette gamme, il n'existe pas de fonction définie entre la teneur en eau et la succion.

L'allure des isothermes du calcaire d'Euville est semblable au schéma observé par Kunzel et Kiessl (1996) dans le cas des pierres de construction.

En considérant la méthode utilisé pour obtenir la courbe de rétention, dans le cas de notre calcaire, les résultats sont fiables dans l'intervalle $h_r < 95\%$.

Finalement, l'isotherme du calcaire d'Euville montre une allure « molle » caractéristique des matériaux macroporeux ; la prise de masse est très faible ce qui est confirmé par la faible valeur ($\sim 1\text{m}^2 / \text{g}$) de la surface spécifique (SSA) du matériau, mesurée par adsorption en utilisant la méthode isotherme BET.

II.3.3. Mesure des perméabilités en régime permanent

La perméabilité hydrolique caractérise l'aptitude d'une roche (ou de tout autre milieu poreux) à laisser circuler des fluides au sein de son réseau poreux. La technique de mesure en laboratoire de la perméabilité dépend de l'ordre de grandeur de la propriété. Les matériaux étudiés étant relativement perméable, la technique de mesure basée sur l'application d'un écoulement stationnaire permanent est suffisante.

On déduit alors la perméabilité intrinsèque par application de la loi de Darcy. La loi de Darcy décrit à une échelle macroscopique l'écoulement d'un fluide dans un milieu poreux selon la formulation générale suivante :

$$k = \frac{Q \times \mu \times L}{S(P_{in} - P_{out})} \quad (II-3)$$

avec k (m^2) la perméabilité intrinsèque, Q (m^3/s) le débit, μ la viscosité dynamique de l'eau ($10^{-3} \text{Pa}\cdot\text{s}$ à 20°C), L la longueur de la colonne de matériau, S la section de la colonne (cm^2), et $(P_{in} - P_{out})$ est le différentiel de pression interstitielle.

Lorsque la perméabilité est très faible, une autre méthode, dite méthode du pulse, est employée. La pression du fluide à l'entrée est soumise à un pulse soudain Δp . Le temps de transit de ce pulse à travers l'échantillon permet de calculer la perméabilité lorsque la géométrie du système est connue.

La perméabilité intrinsèque k est déterminée dans une cellule triaxiale. Les mesures de perméabilité à l'eau sont réalisées sous un confinement de 0,5 MPa. La pression injectée à l'entrée est de $P_{in} = 0,3 \text{ MPa}$ et de $P_{out} = 0,1 \text{ MPa}$ à la sortie. La perméabilité intrinsèque déterminée pour le calcaire d'Euville est de $k = 4,5 \times 10^{-15} \text{ m}^2$.

La porosité libre ($N_{l,Hg} = 7,5 \%$), qui est la porosité par laquelle les fluides circulent pendant une percolation, est relativement faible pour le calcaire d'Euville. Typiquement, pour ce type de roches, de fortes valeurs de la porosité libre indiquent des perméabilités élevées. Cependant, dans le cas du calcaire d'Euville, la valeur relativement faible de porosité libre est compensée par les larges rayons de pores, ce qui induit une perméabilité intrinsèque élevée.

II.4. Conclusion

Dans le but de caractériser la porosité du calcaire d'Euville, plusieurs méthodes d'analyse ont été employées : mesure de la porosité totale, à l'eau, au mercure. Les propriétés mécaniques qui nous intéressent, et plus particulièrement le couplage hydromécanique, dépendent effectivement de la nature de la porosité (volume poreux et la taille des pores). L'étude de la porosité du calcaire a montré qu'il s'agit d'une roche très poreuse, plus de 22 %. Par ailleurs, l'étude de la distribution des rayons de pores au mercure a montré que la porosité du calcaire est bimodale en présence d'une quantité importante de porosité piégée.

Une mesure de la perméabilité à l'eau, en régime permanent, a également été effectuée. Cependant, malgré la porosité libre assez faible pour ce type de roche, une perméabilité à l'eau assez importante a été déterminée. Cette valeur relativement importante de la perméabilité peut être expliquée par les larges rayons des pores.

Par ailleurs, une première approche des milieux poreux partiellement saturés a été menée afin de mettre en relation les variations d'humidité relative de l'atmosphère minière avec le degré de saturation et les pressions capillaires des roches. On s'est alors attaché à obtenir des courbes isothermes d'adsorption-désorption d'eau. Finalement, les courbes représentant les isothermes d'adsorption et de désorption d'eau montrent que la prise de masse est très faible et à l'hygrométrie très élevée, caractéristique des matériaux mésoporeux. Ces informations montrent l'importance assez faible des pressions capillaires, dans ce type de matériau.

Chapitre III

III. Essais mécaniques avec mesures acoustiques

III.1. Introduction

Des essais mécaniques sont réalisés sur les échantillons de calcaire d'Euville, pour étudier leur état d'endommagement initial et induit au cours d'essais mécaniques. Le but est d'avoir des informations sur les mécanismes susceptibles d'amorcer la propagation des fissures, ainsi que de créer une base de données servant à déterminer les paramètres intervenant dans la modélisation et à valider les modèles éventuellement retenus.

On présente dans ce chapitre les différents essais hydromécaniques effectués, leur procédure expérimentale et leur principe théorique. Cette étape expérimentale a représenté la part la plus importante du travail de thèse. Les essais hydromécaniques ont consisté en une série d'essais instantanés (hydrostatiques et déviatoriques) et de fluage.

Nous avons vu que l'évolution de l'état d'endommagement d'un échantillon soumis à un chargement peut être déterminé de manière indirecte par mesure des propriétés élastiques (modules élastiques), de la vitesse propagation des ondes ultrasonores, ou encore de l'activité acoustique. Ces différentes variables représentatives de l'évolution de l'endommagement d'un échantillon de roche sollicité mécaniquement sont rarement mesurées simultanément et, à notre connaissance, il n'existe pas dans la littérature de dispositif expérimental similaire.

La démarche expérimentale développée ici vise à permettre la mesure simultanée de variables acoustiques (émission acoustique, vitesse de propagation des ondes ultrasonores) et de

variables mécaniques (modules élastiques statiques) sur le même échantillon sous chargement mécanique et sous différentes conditions hydriques.

On mettra en évidence l'influence du temps sur le comportement des roches en effectuant des essais de fluage. L'essai de fluage le plus simple à réaliser, et qui est le plus utilisé pour déterminer les propriétés rhéologiques à introduire dans les lois de comportement mécaniques, est l'essai en compression uniaxiale, mais des essais triaxiaux peuvent également être réalisés. Le choix des essais de fluage uniaxiaux est justifié par ce qu'après excavation, l'état de contrainte dans un pilier d'une mine est uniaxial à la périphérie et, au cœur, la contrainte horizontale de quelques MPa n'est pas très importante. Les essais de fluage de notre étude ont été conduits selon le principe des multi-paliers de contrainte, c'est-à-dire que la contrainte a été augmentée par intervalles de temps sur une même éprouvette. En effet, ce type d'essai permet de gagner du temps expérimental. De plus, cette méthode permet d'appliquer plusieurs chargements et d'obtenir de grandes quantités de données à partir d'un seul échantillon sans être confronté à des problèmes de répétabilité du fait de l'hétérogénéité des matériaux étudiés.

III.2. Dispositif expérimental

III.2.1. Préparation des éprouvettes

Des éprouvettes cylindriques de diamètre 50 mm ont été carottées à l'eau à l'aide d'un carottier diamanté monté sur une perceuse radiale. Les éprouvettes sont sciées pour obtenir un élanement de 2, elles sont ensuite rectifiées à l'aide d'une rectifieuse plane, ceci afin d'obtenir un écart au parallélisme minimal. Un élanement de 2 permet de s'affranchir de l'effet de fretage mais aussi de minimiser l'écart au parallélisme. Une fois les éprouvettes préparées, on suit la procédure suivante :

- Les échantillons ont été étuvés à 60°C et la masse sèche mesurée,
- Saturation des éprouvettes sous vide, mesure des dimensions et de la masse saturée.

Cette procédure nous permet de déterminer la porosité et d'avoir une idée sur l'isotropie du matériau.

III.2.2. Trois types de mesures effectués au cours des essais hydro-mécaniques

III.2.2.1. Mesures mécaniques

Les essais hydro-mécaniques sont réalisés sur des éprouvettes cylindriques de 50 mm de diamètre et d'élanement 2. Les déformations sont mesurées à l'aide de jauges extensométriques ($l = 20$ mm). Deux jauges sont placées en position axiale et deux en position transversale. On utilise 2 jauges pour chaque direction afin de s'affranchir au mieux des éventuels défauts de rectification d'une part et des inévitables hétérogénéités du matériau d'autre part. La disposition des jauges sur une éprouvette est indiquée sur les Figure III-1et Figure III-2. Cette opération est très délicate sur des roches poreuses et saturées. La surface de l'éprouvette doit être sèche et nettoyée. L'emplacement des jauges est ensuite recouvert d'une

sous-couche de résine servant à la fois d'étanchéité et de surface de collage. Après prise, cette sous-couche est soigneusement poncée et nettoyée puis les jauges y sont collées et câblées.

Pour les essais triaxiaux et hydrostatiques, les éprouvettes sont ensuite introduites dans des jaquettes en viton afin de assurer l'étanchéité vis-à-vis du fluide de confinement.

Les jauges extensométriques permettent de mesurer très précisément des microdéformations locales dans la partie centrale de l'éprouvette. Cependant, elles ne permettent pas le suivi du comportement post-pic pour les essais déviatoriques, c'est-à-dire lorsque la déformation se localise sur un ou plusieurs plan(s) de fracture macroscopique(s). En effet, elles sont généralement décollées ou détruites. Afin de suivre le comportement post-pic, on utilise les déplacements mesurés entre les plateaux inférieur et supérieur de la presse par deux capteurs LVDT. L'inconvénient de ces capteurs, hormis le fait qu'ils ne permettent que de mesurer le déplacement axial, est qu'ils mesurent non seulement la déformation de l'échantillon mais également celle des cales en acier et de toutes les interfaces associées à cet ensemble.

III.2.2.2. Mesure des émissions acoustiques

Le principe consiste à enregistrer les événements acoustiques à l'aide de un ou plusieurs capteurs acoustiques collés à la surface de l'échantillon.

Capteur d'émission acoustique

Les capteurs acoustiques utilisés sont fournis par la société Euro-Physical Acoustics. Deux types des capteurs cylindriques de 2 tailles différentes (Nano, diamètre de 5mm, hauteur de 5mm et Pico, diamètre de 3mm, hauteur de 3mm) ont été utilisés au cours de cette étude. L'ensemble des capteurs présentés ont une bande-passante fréquentielle comprise entre 125 et 750 kHz et leur fréquence de résonance est de l'ordre de 300 kHz. Ces capteurs ne sont sensibles qu'aux ondes de compression (ondes P).

Système d'acquisition de l'émission acoustique

Les signaux électriques générés par les capteurs acoustiques sont pré-amplifiés par des préamplificateurs externes de 40 dB, puis numérisés par un système d'acquisition et enregistrés sur le disque dur d'un micro-ordinateur. La carte analogique/digitale permet de numériser des signaux sur un nombre maximum de 24 voies avec une fréquence d'échantillonnage (f_c) maximale de 10 MHz et une résolution en amplitude de 14 bits sur un intervalle en amplitude de 2,5 V, et ce pour chacune des voies. La fréquence d'échantillonnage élevée satisfait la condition de Shannon où elle se doit d'être supérieure ou égale de la fréquence maximale (f_m) des signaux analogiques. En effet, la borne supérieure de la bande-passante du capteur est à 1 MHz. Un seuil de déclenchement est défini par l'utilisateur (une valeur typique étant 3 à 4 fois le niveau de bruit). Si le signal dépasse ce seuil, l'événement est sauvegardé sur le disque dur.

Disposition des Capteurs

Ecoute simple

Afin de réaliser des mesures de l'activité acoustique, deux capteurs d'EA sont fixés (avec une résine époxy) en vis-à-vis (i.e., diamétralement opposés), à la surface de l'échantillon (à mi-hauteur). Ce type de mesure a été effectué pendant les essais de fluage uniaxial.

Réseau de localisation

Dans le but de localiser les événements acoustiques pendant les essais uniaxiaux à court terme et long terme (essais de fluage), un réseau de capteurs acoustiques a été établi. Ces capteurs sont répartis sur la surface de l'échantillon de manière à avoir une couverture équilibrée du volume compte tenu de la présence des jauges de déformation et éventuellement des céramiques piézo-électriques pour la mesure des vitesses ultrasonores (Figure III-1).

Après collage des capteurs acoustiques (avec une résine époxy), l'échantillon est placé entre les plateaux de la presse pour un essai de compression simple instantané ou dans une cellule de compression uniaxiale pour un essai de fluage. Afin de tester l'ensemble des capteurs acoustiques et de vérifier leur bon couplage, on réalise des sources Nielsen (rupture de mine de crayon, Nielsen, 1977) sur l'échantillon. Le niveau de bruit ambiant est alors déterminé, ce qui permet de fixer un seuil de déclenchement.

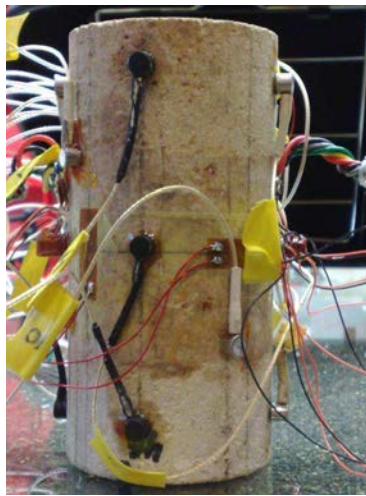


Figure III-1 : Echantillon de calcaire, instrumenté des jauges extensométriques et des capteurs acoustiques.

III.2.2.3. Instrumentation et mesure des vitesses de propagation des ondes ultrasonores

Le calcul d'une vitesse d'onde élastique (VOE) acoustique nécessite la détermination du temps de vol d'un pulse élastique propagé dans la roche entre un émetteur et un récepteur piézo-électriques attachés à l'échantillon (Brich 1960). La division de la distance parcourue par l'onde par ce temps de vol permet une estimation de la vitesse de propagation considérée.

Capteurs piézo-électriques

Les capteurs piézo-électriques utilisés dans nos travaux ont une forme parallélépipédique de 5 mm de largeur et 7,5 mm de hauteur avec une bande passante fréquentielle très serrée puisque comprise entre 100 et 230 KHz (fréquence nominale de 150 KHz). Ces capteurs ont trois couches, la première couche est sensible aux ondes de compression (onde P), la deuxième et la troisième couche sont sensibles aux ondes de cisaillement (onde S) avec deux directions de polarisation perpendiculaires (Figure III-3). L'avantage de ces capteurs est qu'avec une seule paire de céramiques, on peut mesurer simultanément trois vitesses d'ondes en un même point.

Pour la mesure des vitesses en direction transversale, on colle une paire de céramiques en vis-à-vis directement sur l'éprouvette (Figure III-2). Dans le cas des mesures des vitesses en direction axiale, on doit pouvoir appliquer une contrainte axiale sur l'éprouvette tout en mesurant la vitesse des ondes dans cette même direction. On a alors utilisé deux types différents de cales. Pour le premier type, les céramiques sont disposées à l'intérieur de cales en acier creusées à l'intérieur (Figure III-2) et ainsi le contact échantillon-cales est parfait. On prend alors soin de déduire le temps de passage des ondes au travers de ces cales en acier. Dans ce cas, on peut supposer qu'une partie de l'augmentation de la vitesse en direction axiale est due au serrage des deux interfaces cale-échantillon. Pour vérifier cette hypothèse, certains essais ont été réalisés avec des céramiques axiales collées directement sur la surface de l'échantillon et des cales trouées en surface sont placées par-dessus ; ainsi le contact échantillon-cales n'est plus parfaitement continu et la contrainte peut ne plus être parfaitement distribuée mais le problème des interfaces est réglé (Figure III-2).

Les résultats des essais avec deux types de cales montrent que, il n'a pas de différence majeure entre ces deux résultats quelle que soit le type de cale utilisé. Donc on peut dire que les 2 types de cales en acier sont fiables.

La chaîne de mesure des vitesses des ondes élastiques ultrasonores

Le dispositif expérimental pour la mesure des vitesses comprend un générateur pour produire un pulse sinusoïdal et un multiplexeur qui nous donne la possibilité de faire des mesures de vitesses sur 36 voies automatiquement. Ce système à 36 voies nous a permis de mesurer les vitesses sur 6 échantillons différents (6 mesures différents par échantillon) en l'espace de quelques secondes. Le temps d'acquisition pour 6 mesures est presque immédiat (de l'ordre de quelques microsecondes). Contrairement à la plupart des cas trouvés dans la littérature, cette chaîne de mesure permet d'enregistrer les évolutions des vitesses en continu pendant le chargement.

Disposition des Capteurs Piézo-Electriques

En fonction de l'anisotropie de la roche, la combinaison de plusieurs VOE indépendantes permettra une estimation du tenseur d'élasticité de la roche et donc de l'évolution de sa microstructure à chaque niveau de chargement. Pour un milieu isotrope transverse caractérisé par cinq constants élastiques indépendants, une étude de l'évolution de l'anisotropie sous chargement mécanique requiert la mesure de cinq VOE indépendantes, caractérisées par : (i) une direction de propagation, et (ii) une direction de polarisation (P, Sh ou Sv). L'orientation de ces vitesses est définie par rapport au plan de sédimentation horizontale de la roche (angle de référence 0° pour une propagation dans ce plan).

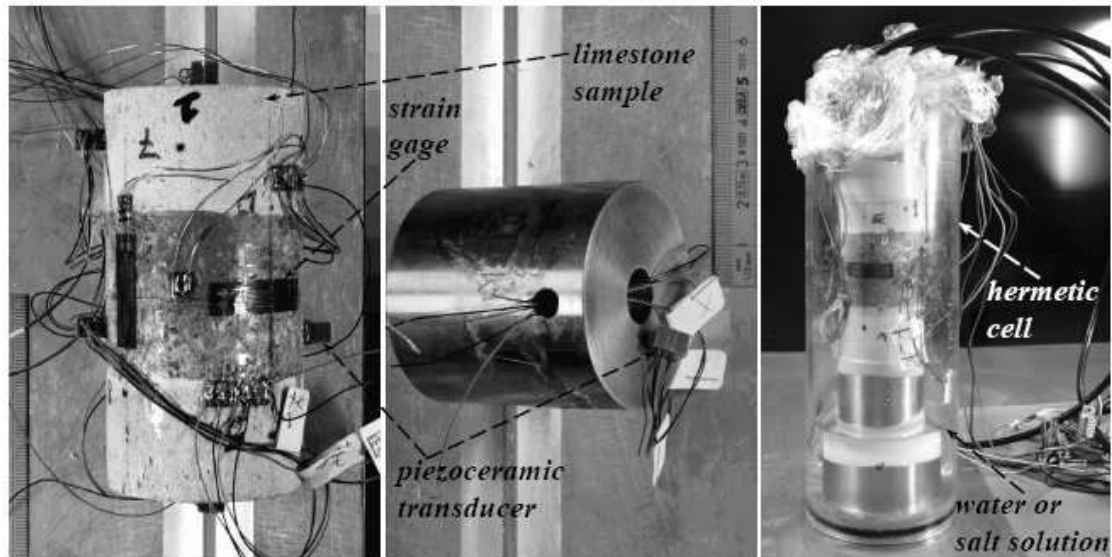


Figure III-2 : Dispositif hydro-mécanique : a) un échantillon de calcaire d'Euville équipé de jauges de déformation et de céramiques piézo-électrique, b) les calles métalliques pour les mesures des vitesses en direction axiales et c) un échantillon disposé dans un cylindre Plexiglas pour contrôle d'hygrométrie par la méthode des solutions salines.

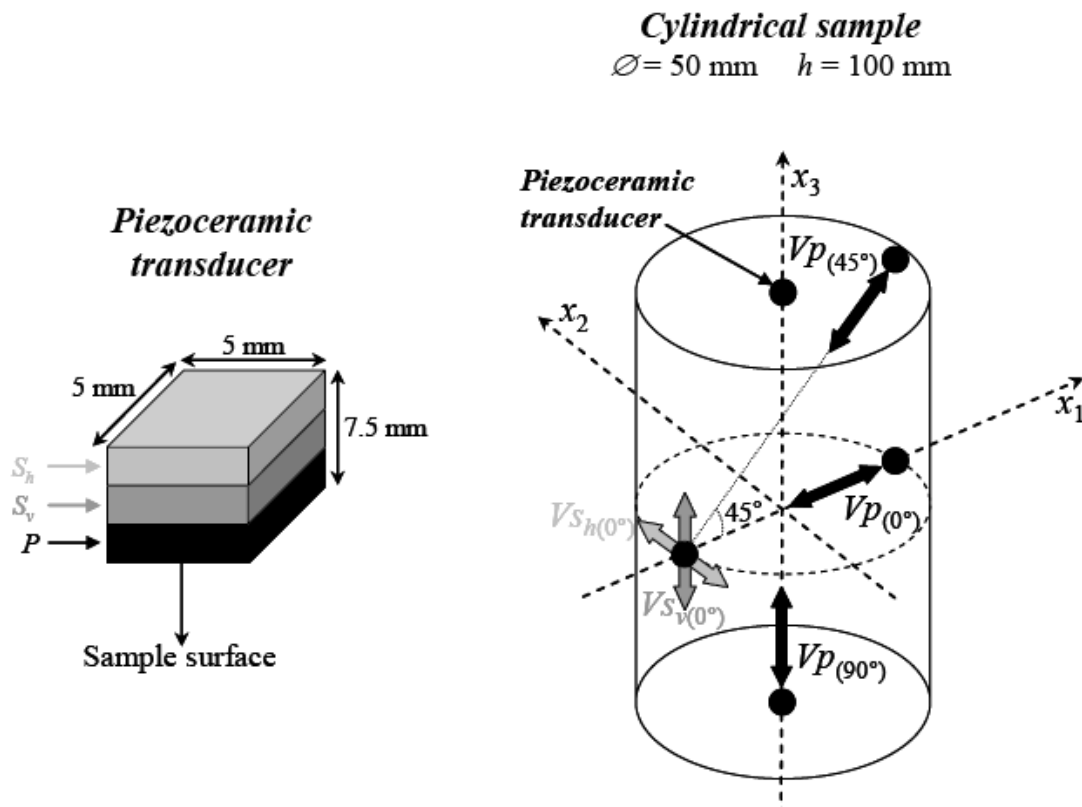


Figure III-3 : le schéma d'un capteur piézo-électrique avec trois couches et l'emplacement des 5 capteurs sur la surface de l'échantillon cylindrique (la direction de polarisation d'onde et de propagation est indiquée).

Trois vitesses de type P ou quasi-P et deux vitesses de type S sont mesurées : (i) $V_p(90^\circ)$, onde de compression se propageant perpendiculairement au plan de sédimentation horizontale ; (ii) $V_p(0^\circ)$, onde de compression se propageant parallèlement au plan de sédimentation horizontale; (iii) $V_p(\theta^\circ)$, onde quasi-compositionnelle se propageant à θ° par rapport au plan de sédimentation horizontale; (iv) $V_{sh}(0^\circ)$, onde de cisaillement se propageant parallèlement au plan de sédimentation horizontale avec une polarisation horizontale ; et enfin (v) $V_{sv}(0^\circ)$, onde de cisaillement se propageant parallèlement au plan de sédimentation horizontale avec une polarisation verticale (Figure III-3).

Méthode de Traitement des Données de Vitesse

Le pointage des temps d'arrivées (TV) était basé sur le premier pic du signal dépassant un seuil fixe d'amplitude et estimée à partir d'environ 5% de l'amplitude maximal du premier pic. Les signaux ont été enregistrés à une fréquence d'échantillonnage de 100 MHz, ce qui correspond à $\pm 0,01 \mu\text{s}$ d'incertitude pour le temps d'arrivée.

III.2.3. Chargement mécanique : dispositif et conditions

Générateur de pression

Les générateurs de pression sont constitués d'un piston (de type rotamètre) et d'une chambre de compression reliée à un capillaire. Ils permettent un asservissement linéaire de qualité des pressions aussi bien en chemin de chargement qu'en chemin de déchargement. Ces générateurs de pression possèdent une fonction de détermination précise des volumes de fluide échangés avec l'éprouvette au cours de l'essai. Cette fonction est basée sur le principe du rotamètre (calcul du volume à partir du nombre de tours effectués par le piston). Ces générateurs ont une capacité de 60 à 100 MPa et peuvent fonctionner avec une grande variété de fluides qui sont dans notre cas, de l'eau pour le fluide interstitiel, et de l'huile pour le confinement ou le déviateur en force contrôlée.

Presse Triaxiale

Une presse hydraulique de capacité 5000 kN a été utilisée pour réaliser les essais déviatoriques en déformation contrôlée. La déformation est imposée et on mesure la valeur de contrainte correspondante. Ce type de pilotage est utilisé lorsque l'on veut précéder les déchargements d'une phase de relaxation et/ou obtenir le comportement post-pic d'un matériau sous chargement déviatorique. Le pilotage de la presse s'effectue à une vitesse de déplacement minimale de $6 \mu\text{m}/\text{min}$ avec une rampe de très bonne qualité.

Chargement cyclique

La réalisation de cycles permet une détermination précise des modules élastiques puisque le déchargement correspond à une réponse purement élastique du matériau. Les déchargements ont été précédés d'une phase de relaxation lorsque le pilotage s'est effectué en déplacement contrôlé. Cette phase permet de relâcher la structure du matériau sollicitée pendant le chargement. La relaxation évite ainsi de "parasiter" le déchargement par des effets visqueux liés à la libération lente de l'énergie élastique cumulée et réduit les boucles d'hystérésis.

Vitesse de chargement

Pour déterminer la vitesse de chargement, on doit faire un compromis entre une vitesse suffisamment lente pour laisser le temps au fluide de circuler (condition drainée) ou à la pression interstitielle de s'équilibrer (condition non drainée) et un temps d'essai raisonnable. Par expérience, on a choisi une vitesse de 0,12 MPa/min en force contrôlée et de 12 $\mu\text{m}/\text{min}$ en déplacement contrôlé.

III.2.4. Contrôle des conditions hydriques

Avant essai mécanique, chaque échantillon équipé est placé dans un dessiccateur dont l'atmosphère a une humidité relative précise. Afin de maintenir une atmosphère à h_r donnée, une température constante est nécessaire. Ce dessiccateur contient une solution saline saturée. Le choix du sel en solution (NaCl, K_2SO_4 , KCl, CaSO_4 , etc.) conditionne la valeur de h_r obtenue à l'équilibre, pour une température donnée, dans ce dessiccateur fermé. L'échantillon est simplement mis à l'équilibre dans cette enceinte jusqu'à stabilisation de sa masse, en prenant toutefois soin de ne pas le mettre en contact direct avec la solution saline. Cette phase de stabilisation d'hygrométrie dans l'échantillon peut durer plusieurs semaines. Avant de placer l'échantillon dans un dessiccateur, on protège les connexions électriques et les jauges contre le problème de condensation en les recouvrant de plusieurs couches de vernis. Afin de maintenir l'hygrométrie constante pendant la durée des essais uniaxiaux, on dispose l'échantillon, initialement stabilisé à l'hygrométrie souhaitée dans un dessiccateur, dans un cylindre en Plexiglas (pour les essais instantanés, Figure III-2) ou dans la cellule de compression uniaxiale (essais de fluage, Figure III-4) dans lequel l'hygrométrie est encore imposée par la présence de la solution saline.

En particulier, afin de maintenir l'hygrométrie à $h_r = 85\%$, $h_r = 66\%$ et $h_r = 0\%$ à 20°C , dans cette étude les produits suivants ont été utilisés.

- KCl : $h_r = 85\%$: $p_c = 22\text{ MPa}$

- NaNO_2 : $h_r = 66\%$: $p_c = 56,2\text{ MPa}$

- Granulés hydrophiles (Après passage à l'étuve 105°C) : $h_r = 0\%$

III.2.5. Les différents types d'essais mécaniques effectués

III.2.5.1. Essais hydrostatiques

L'essai de compression isotrope de la roche consiste à augmenter la pression de confinement P_c ($\sigma_{11} = \sigma_{22} = \sigma_{33}$) autour d'un échantillon cylindrique dans une cellule triaxiale.

Essai de compression isotrope drainé

Dans le cas d'un essai drainé, la pression interstitielle P_i est maintenue constante (0,2 MPa). Cet essai renseigne sur la déformation de l'ensemble squelette-fluide.

III.2.5.2. Essais triaxiaux

L'essai de compression triaxiale consiste à augmenter le déviateur en maintenant la pression de confinement constante. Il peut être réalisé sous condition drainée (mesures sur σ_{11} , σ_{33} , ϵ_{11} , ϵ_{33}) ou non drainée (mesures sur σ_{11} , σ_{33} , ϵ_{11} , ϵ_{33} et P_i), en force contrôlée ou en déplacement contrôlé.

Pour déterminer les propriétés mécaniques à court terme du calcaire d'Euville, une série d'essais triaxiaux drainés avec différents confinements (1, 2, 4, et 6 MPa) a été réalisée.

Les essais triaxiaux sont réalisés à l'état saturé, en condition drainée (avec un circuit interstitiel dans l'échantillon) et avec des cycles de relaxation-déchargement-rechargement.

III.2.5.3. Essais uniaxiaux avec mesure des vitesses des ondes ultrasonores et écoute des émissions acoustiques

Les essais uniaxiaux sont réalisés sur des éprouvettes cylindriques de 50 mm de diamètre et d'éclatement 2, à différentes conditions hydriques (0 %, 66 %, 85 % et 100 % d'hygrométrie).

Les essais ont été réalisés en déformation contrôlée avec une vitesse de 12 $\mu\text{m}/\text{min}$. Plusieurs cycles de relaxation-déchargement-rechargement sont effectués au cours de chaque essai afin de déterminer les paramètres élastiques statique.

Au cours du chargement mécanique de l'échantillon, plusieurs mesures sont effectuées de manière continue ; d'une part la mesure des déformations et d'autre part la mesure des temps de propagation de plusieurs ondes acoustiques élastiques et/ou de l'activité acoustique. Il faut noter qu'on ne peut pas effectuer la mesure des vitesses des ondes acoustiques et l'écoute des EA en même temps sur le même échantillon pendant un essai uniaxial à court terme, car les capteurs acoustiques enregistreraient les ondes ultrasonores émises par les céramiques piézo-électriques.

III.2.5.4. Essais de fluage avec mesure des vitesses des ondes ultrasonores et écoute des émissions acoustiques

Le but des essais de fluage est d'étudier le comportement mécanique à long terme des roches et de comparer les différents phénomènes de déformation à ceux observés au cours des essais à court terme (instantané). En effet, si une contrainte est maintenue constante, comme dans un essai de fluage, la roche continue à se déformer pendant longtemps et la rupture peut se produire à des contraintes bien plus faibles que la résistance en compression obtenue à partir d'un essai à court terme.

Dispositif expérimental

Les essais de fluage sont réalisés sur des éprouvettes cylindriques de 50 mm de diamètre et d'éclatement 2. Les éprouvettes, entourées d'une enceinte en plexiglas étanche, sont placées dans des cellules de compression uniaxiale avec chapeau autonome. Les cellules de fluage sont montées en série (Figure III-4); ainsi, on peut tester plusieurs éprouvettes avec le même générateur de pression. Ce générateur permet un asservissement linéaire de la pression (jusqu'à 100 MPa) au cours des chargements instantanés et un maintien de la consigne de pression pendant l'essai de fluage. Il est relié au chapeau autonome de chaque cellule par l'intermédiaire de capillaires.

A l'instar des essais uniaxiaux, les déformations, les temps de propagation de plusieurs ondes acoustiques et/ou l'activité acoustique sont mesurés. Dans le cas des essais de fluage, la mesure de la vitesse des ondes acoustiques et l'écoute des EA peut se faire en même temps contrairement aux essais uniaxiaux à court terme. En effet, au cours des paliers de contrainte qui peuvent durer plusieurs semaines, la mesure des vitesses peut se faire à de larges intervalles (environ 1 jour) ; à chaque mesure les capteurs acoustiques sont débranchés afin qu'ils n'enregistrent pas les signaux émis par les céramiques piézo-électriques.

Conditions d'essai

Pour cette étude, les essais seront effectués sous chargement uniaxial et en condition drainée. Ils seront réalisés dans la salle climatisée du laboratoire du fait de la sensibilité des déformations de fluage et des systèmes de mesure à la température. Les essais de fluage sont réalisés à différentes humidités relatives afin d'étudier l'influence de l'eau sur le comportement mécanique des roches à long terme.

Paliers de contrainte

Des échantillons soumis à des contraintes faibles par rapport à la résistance en compression uniaxiale à court terme vont rarement au-delà du fluage primaire, mais si la contrainte est proche de la résistance à la compression, un fluage accéléré se produit immédiatement, entraînant rapidement la rupture de l'éprouvette. Le choix de la contrainte est donc d'une importance considérable car chaque expérience occupe l'appareillage pendant un long intervalle de temps. Cette difficulté peut être en partie levée en réalisant des essais de fluage multi-paliers de contrainte (augmentation de la contrainte par intervalles de temps). Concernant la vitesse de chargement des rampes entre les différents paliers, elle doit être justifiée par rapport aux essais à court terme. Cette vitesse est donc la même que celle utilisée au cours des essais de compression sur des éprouvettes saturées. Ce choix est nécessaire dans le cadre d'un couplage de la plasticité avec le fluage, couplage pour lequel on va considérer la plasticité instantanée comme un cas particulier du cadre général que représente la viscoplasticité.



Figure III-4 : Dispositif expérimental : cellules de fluage montées en série.

III.3. Résultats expérimentaux : interprétation et discussion

III.3.1. Résultats des essais hydrostatiques

La Figure III-5 montre les courbes contrainte-déformations pour un échantillon de calcaire sous chargement hydrostatatique. Cet essai a été réalisé avec trois cycles de déchargement-rechargement.

La réponse obtenue indique une isotropie mécanique de l'échantillon testé ; celle-ci se traduit par la proximité des courbes de déformations axiale et latérale. Par ailleurs, la courbe de déformation volumique présente un caractère fortement non linéaire ; elle indique une augmentation progressive du module de compression (pente de la courbe) de la roche avec le chargement, jusqu'à une valeur asymptotique. Cette variation est classiquement interprétée comme la conséquence d'une fermeture progressive des microfissures, ce qui suggère une large distribution du rapport d'aspect initial (ouverture initiale) des microfissures.

Sur la base de la courbe contrainte-déformation volumique, la porosité totale de fissures N_f est calculée (Figure III-5) ; elle est de l'ordre de 700×10^{-6} mm /mm, soit 0.07%. Les modules d'incompressibilité, déterminés à partir des 3 cycles de déchargement-rechargement sont respectivement de 11200, 13000 et 14800 MPa. On constate que la porosité de fissure n'est que de 0,07%, cette valeur est très faible en comparant avec la porosité totale d'environ 22 % (II.3.1).

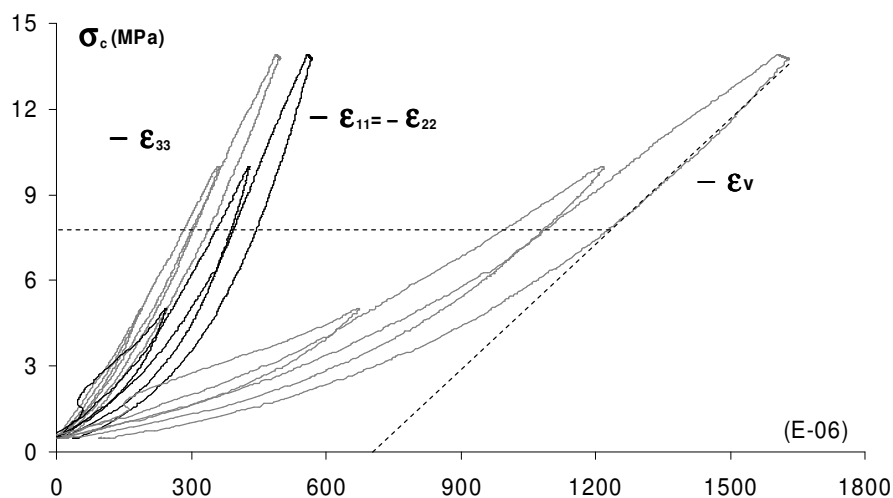


Figure III-5 : Essai hydrostatatique drainé réalisé sur un échantillon de calcaire.

III.3.2. Résultats des essais triaxiaux

On présente ici les résultats obtenus sur le calcaire en compression triaxiale sous différentes pressions de confinement (PC). L'ensemble des courbes contrainte-déformations déterminées à partir des essais triaxiaux drainés et en déplacement contrôlé pour le calcaire d'Euville est présenté dans l'annexe B. Seul un exemple est donné sur la Figure III-6 pour illustrer les commentaires.

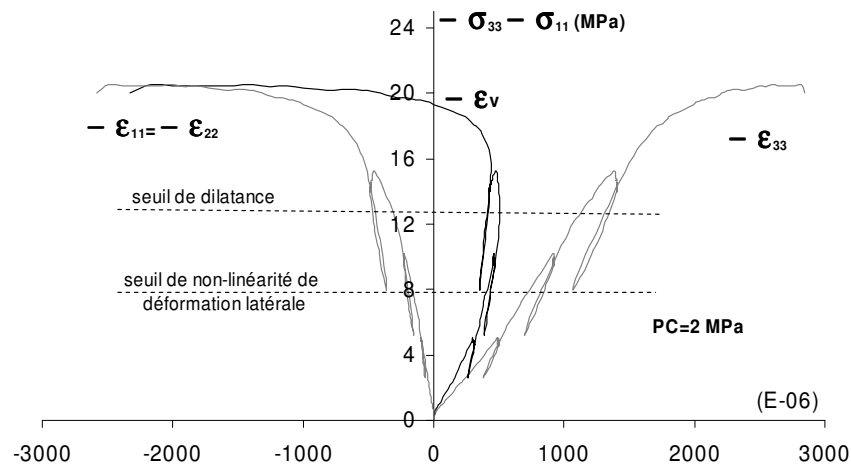


Figure III-6 : Exemple de courbes contrainte-déformations d'un essai triaxial drainé pour le calcaire d'Euville.

La courbe contrainte-déformation axiale est assez linéaire dans une grande gamme de contrainte déviatorique. Ceci peut montrer le caractère semi-fragile de ce matériau avec une rupture brusque surtout pour les essais à faibles confinements. En ce qui concerne la courbe contrainte-déformation latérale, on note une phase linéaire initiale ensuite la courbe est nettement non-linéaire (le seuil d'initiation de fissuration selon le schéma de Bieniawski). Le matériau a un comportement contractant au début d'essai puis un comportement dilatant. Ce seuil de dilatance est bien visible sur la courbe contrainte-déformation volumique. Selon le schéma de Bieniawski, ce dernier est considéré comme le seuil de propagation des fissures non-stables.

Les courbes contrainte-déformations axiales (juste l'enveloppe) pour différents confinements sont présentées sur la Figure III-7. On constate que le comportement mécanique diffère selon le confinement. En effet, on observe une transition classique fragile-ductile en fonction du confinement ; lorsque le confinement est de très faible à nul, le comportement du matériau est fragile avec une courbe de déformation axiale assez linéaire et une rupture assez brutale (avec un comportement post-pic fragile), puis au fur et à mesure de l'augmentation du confinement le comportement du matériau devient ductile avec un comportement post-pic successivement radoucissement puis plastiquement parfait.

Les modules élastiques statiques et les différents seuils sont présentés sur la Figure III-8. Les modules d'Young et les modules latéraux sont déterminés à partir des courbes de déchargement par la méthode tangente.

On constate une augmentation des modules axiaux et latéraux en fonction du confinement. Ce phénomène se rencontre souvent avec les roches très poreuses comme le calcaire d'Euville; il est à mettre en relation avec le serrage des pores par la pression de confinement ce qui induit une « rigidification » du matériau.

L'évolution des modules en fonction du déviateur informe la présence d'un endommagement. Pour les essais avec confinement assez important (confinement 4 et 6 MPa), on constate une diminution des modules axiaux E_{33} (module de Young) avec l'augmentation du déviateur tandis que ces modules sont quasiment constants pour les confinements de 0, 1 et 2 MPa. Par contre, on constate une diminution assez importante des modules latéraux pour tous les confinements. Les coefficients de Poisson augmentent peu au début des essais surtout pour les

confinements élevés, ce qui traduit le caractère isotrope de l'endommagement. Ils augmentent fortement à la fin des essais pendant la phase de coalescence des fissures surtout pour les confinements faibles et l'endommagement devient donc anisotrope de type isotrope transverse.

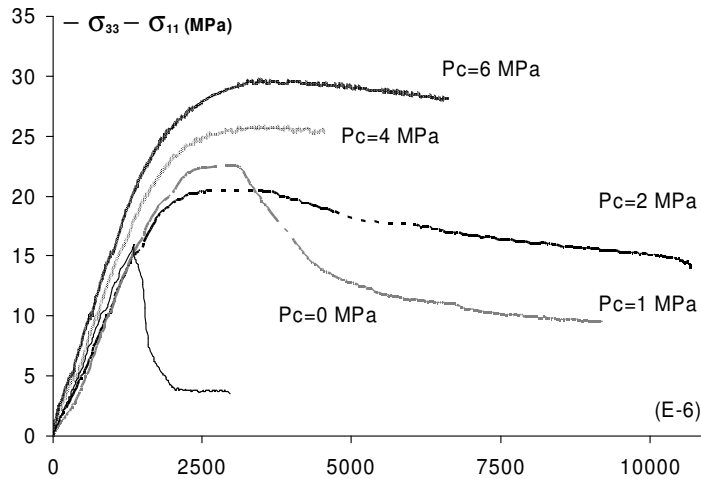


Figure III-7 : Déformations axiales du calcaire (essais triaxiaux drainés).

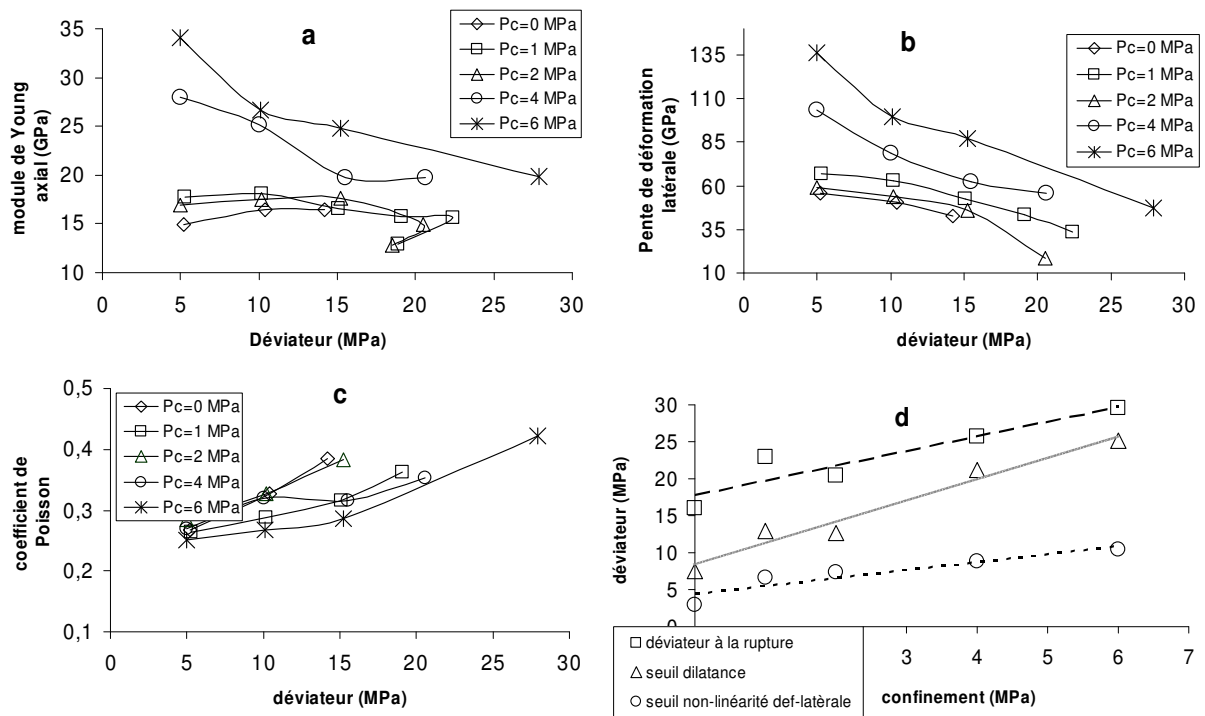


Figure III-8 : Courbes d'évolution (a) : des modules de Young axiaux en fonction du déviateur (b) : des pentes des déformations latérales en fonction du déviateur (c) : des coefficients de Poisson en fonction du déviateur et (d) : du seuil de non-linéarité des déformations latérales, du seuil de dilatance et de la résistance à la rupture en fonction du confinement.

On note une augmentation très importante de la résistance à la rupture avec l'augmentation du confinement (Figure III-8). Il faut juste noter que dans le cas de l'essai avec confinement de 1 MPa la résistance de l'échantillon est plus importante que celle de l'essai avec confinement de 2 MPa. Cela peut être à cause de l'hétérogénéité du matériau et en considérant la petite différence entre les confinements pour les deux essais. Enfin, la Figure III-8 illustre aussi l'augmentation des seuils de non-linéarité des déformations latérales (seuil de fissuration stable) et de dilatance (seuil de fissuration non-stable) avec le confinement. Cette augmentation est plus remarquable pour le seuil de dilatance, surtout dans le cas de l'essai avec confinement de 6 MPa où la dilatance apparaît juste avant le pic. Ceci nous permet de supposer que pour les essais à confinement assez élevé, ce sont plutôt des phénomènes tels que la décohérence de grains ou l'apparition de microfissures en cisaillement qui sont responsables de l'endommagement, plutôt que le mécanisme d'ouverture de microfissures.

Dans cette partie, nous présentons la procédure expérimentale et les résultats d'un essai de compression triaxiale spécifique réalisé afin d'étudier l'évolution du module de Young axial et latéral avec l'endommagement induit par les microfissures. La procédure de cet essai est illustrée schématiquement dans la Figure III-9 et décrite ci-dessous.

On commence l'essai par un chargement hydrostatique jusqu'à 0,5 MPa et ensuite on augmente la contrainte axiale. Lorsque la contrainte axiale atteint une valeur correspondant à l'état de certains d'endommagement, un cycle de déchargement total (à 0,5 MPa)-rechargement de la contrainte axiale est réalisé. Au cours du déchargement de la contrainte axiale, la contrainte radiale reste constante. Ce cycle de chargement-déchargement conduit à la détermination de E_{33} et ν_{31} selon les équations suivantes :

$$\Delta \varepsilon_{33} = \Delta \sigma_{33} / E_{33} \quad (III-1)$$

$$\Delta \varepsilon_{11} = (-\nu_{31} \Delta \sigma_{33}) / E_{33} \quad (III-2)$$

Après rechargement de la contrainte axiale à une certaine valeur, on maintient la contrainte axiale à cette valeur et on augmente la contrainte radiale (la contrainte radiale finale restant inférieure à la contrainte axiale). A la fin de cette étape, la contrainte radiale est redescendue à sa valeur initiale (0,5 MPa). Cette étape conduit à la détermination de ν_{13} / E_{11} et de $(1 - \nu_{12}) / E_{11}$ à partir des équations suivantes :

$$\Delta \varepsilon_{33} = (-2\nu_{13} \Delta \sigma_{11}) / E_{11} \quad (III-3)$$

$$\Delta \varepsilon_{11} = (1 - \nu_{12}) \Delta \sigma_{11} / E_{11} \quad (III-4)$$

A cette étape, nous devrions déterminer trois paramètres élastiques avec seulement deux déformations mesurées. Afin de surmonter cette difficulté, nous proposons la simplification suivante: le coefficient de Poisson correspondant au plan isotrope ν_{12} n'est pas significativement affectée par l'endommagement provoqué et reste à sa valeur initiale du matériau non-endommagé (Hu, 2009). Nous allons vérifier cette hypothèse plus loin au moyen des mesures de vitesses des ondes US pendant des essais mécaniques. Cette valeur initiale est facilement déterminée à partir de la partie linéaire de la courbe contrainte-déformation dans un essai de compression triaxial.

Un essai triaxial, suite à la procédure décrite ci-dessus, a été effectué. Les courbes de déformations axiale et latérale pendant le chargement axial et latéral sont illustrées sur la Figure III-10, ainsi que les modules d'Young axial et latéral.

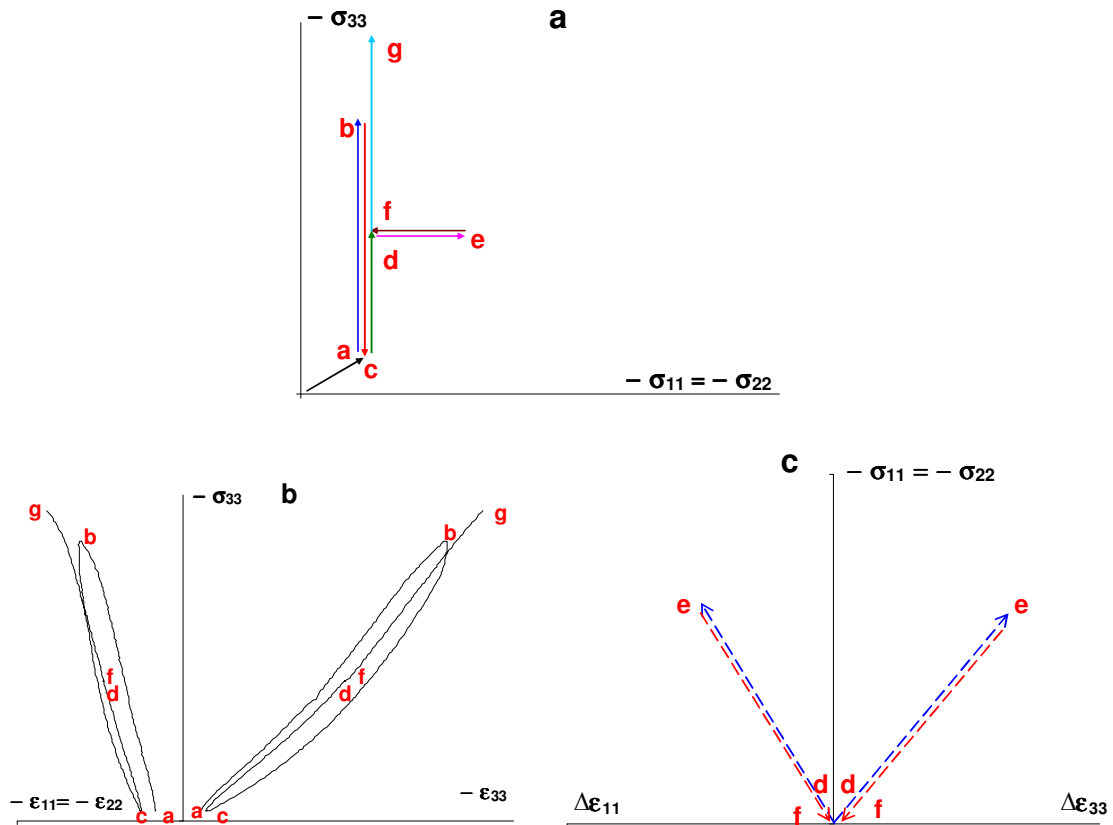


Figure III-9 : Schéma illustrant le chemin de chargement au cours d'un essai triaxial spécifique pour déterminer les modules axial et radial dans le plan (a) : contrainte axiale vs radiale (b) : contrainte axiale vs déformations et (c) : contrainte radiale vs déformations.

L'essai a été effectué sur une éprouvette cylindrique de 38 mm de diamètre et d'élancement 2, dans une cellule triaxiale non auto-compensée, où les contraintes axiale (appliquée par une presse) et radiale (appliquée par la pression de confinement) sont contrôlées séparément. L'essai est réalisé sur un échantillon saturé en condition drainée.

Les modules d'Young ont été déterminés à partir de la courbe contrainte-déformation pour un faible niveau de contrainte entre 1,5 et 2,5 MPa, pour tous les cycles. Les modules déterminés dans cette phase sont affectés par la présence des fissures qui se ferment pour des niveaux élevés de la contrainte axiale. On constate une diminution très importante pour les modules d'Young dans les directions axiale et latérale ce qui signifie un développement de fissures. Par ailleurs, les modules axial et latéral sont quasiment identiques au début de l'essai (ceci est valable uniquement pour les toutes premières valeurs) mais les tendances de l'évolution des modules mesurés sous chargement sont différentes avec une diminution plus forte pour le module latérale.

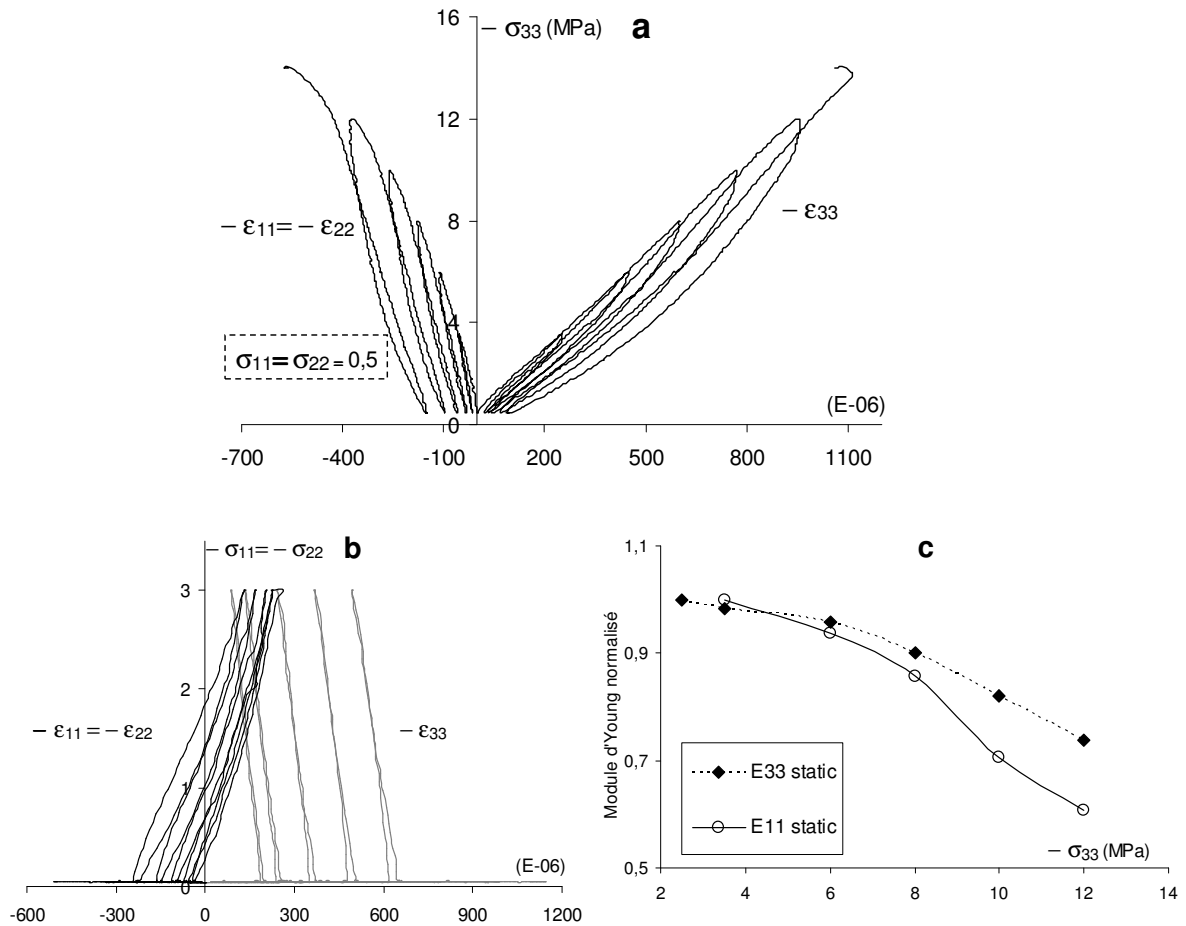


Figure III-10 : Courbes d'évolution (a) : des déformations en fonction de la contrainte axiale (b) : des déformations en fonction de la contrainte radiale et (c) : des modules axial et latéral en fonction de la contrainte axiale maximale (avant le déchargement) de chaque cycle.

III.3.3. Résultats des essais de compression uniaxiale avec mesure des vitesses

Nous présentons ici les données concernant la mesure des vitesses des ondes acoustiques ultrasonores acquises sous contrainte uniaxiale, ainsi que les données mécaniques (contrainte-déformation) correspondantes.

Pour la définition des différents paramètres acoustiques (modules élastiques, vitesses des ondes élastiques), voir l'annexe A.

- essai I : hr = 100 % ($p_c = 0$ MPa)
- essai II : hr = 85 % ($p_c = 22$ MPa)
- essai III : hr = 66 % ($p_c = 56,2$ MPa)
- essai IV : hr = 0 % ($p_c = -$ MPa)

III.3.3.1. Données mécaniques et acoustiques

La Figure III-11 présente les courbes de déformations axiale, latérale et volumique et les courbes d'évolution des cinq vitesses d'ondes US sous chargement déviatorique pour l'essai I (échantillon saturé).

L'essai a été réalisé de manière cyclique avec des décharges partielles (tous les 1,5 MPa) et le premier cycle a été réalisé à un niveau de 2,5 MPa.

Les courbes de déformation axiale et latérale sont linéaires jusqu'à environ 5,5 MPa. Notons que toutes les vitesses augmentent dans cette phase. Ce domaine correspond à la fermeture des fissures préexistantes et/ou des pores aplatis dans la roche. Cette augmentation est la plus prononcée pour V_P (90°) puis, dans l'ordre : V_{Sv} (0°), V_P (45°), V_P (0°) et V_{Sh} (0°). Cela montre une fermeture préférentielle des fissures et/ou des pores perpendiculaires ou presque perpendiculaires à la direction de contrainte axiale.

La courbe de déformation latérale devient non-linéaire à partir de 5,5 MPa. Cette contrainte est définie comme le seuil d'apparition des fissures stables selon le schéma des différentes phases de comportement des roches proposé par Bieniawski (1967). Ce seuil est confirmé par la diminution de certaines vitesses. En effet, V_{Sh} (0°) et V_P (0°) commencent à diminuer à partir de 5,5 MPa jusqu'à la rupture de l'échantillon. A la suite d'une augmentation importante au début de l'essai, V_P (45°), V_{Sv} (0°) et V_P (90°) continuent à augmenter de 5,5 MPa jusqu'à 9MPa mais bien moins vite qu'au début du chargement. Le régime d'évolution pour ces trois vitesses change autour de 6 MPa (en effet, la pente d'évolution diminue après 6 MPa).

La courbe de déformation volumique montre que le matériau a un comportement contractant jusqu'à 9 MPa puis il devient dilatant. Ce seuil de dilatance indique la création de fissures non-stables (Bieniawski 1967). Nous pouvons observer qu'à partir de cette contrainte V_P (45°) et V_{Sv} (0°) commencent à chuter tandis que V_{Sh} (0°) et V_P (0°) continuent de diminuer et de manière plus importante. Cependant, V_P (90°) est quasiment constant jusqu'au dernier palier de chargement et ne commence à décroître qu'à l'approche du pic (la décroissance continue en post-pic).

Comme on peut le constater sur la Figure III-11, au début du chargement ($\sigma_{33} = 0,5$ MPa) lors de l'essai I, les trois vitesses des ondes P sont égales. De même, les deux vitesses d'onde S ont la même valeur au début du chargement. Ceci montre que l'échantillon est initialement isotrope, comme on l'a déjà constaté lors de l'essai hydrostatique.

Au cours du chargement, la variation des vitesses des ondes est accompagnée d'une anisotropie des vitesses (augmentation ou diminution des vitesses en fonction de la direction de propagation et de polarisation des ondes), reflétant ainsi une anisotropie induite par la fermeture des fissures déjà existantes et aussi par la création des nouvelles fissures avec l'augmentation de la contrainte. En général, la plus forte chute de vitesse est celle des ondes dans la direction perpendiculaire à la direction de la contrainte axiale et la plus forte augmentation est celle des ondes parallèles à la direction de la contrainte. A partir de ces résultats, on peut conclure que la distribution des fissures n'est pas aléatoire ; c'est-à-dire que les fissures créées sont orientées parallèlement à la contrainte axiale. Ces résultats sont tout à fait comparables avec les résultats de travaux de Sayers et al. (1990), Scott et al. (1993), Ayling et al. (1995), Fortin et al. (2005), Dodds et al. (2007), Dewhurst et Siggins (2006), Dodds et al. (2007).

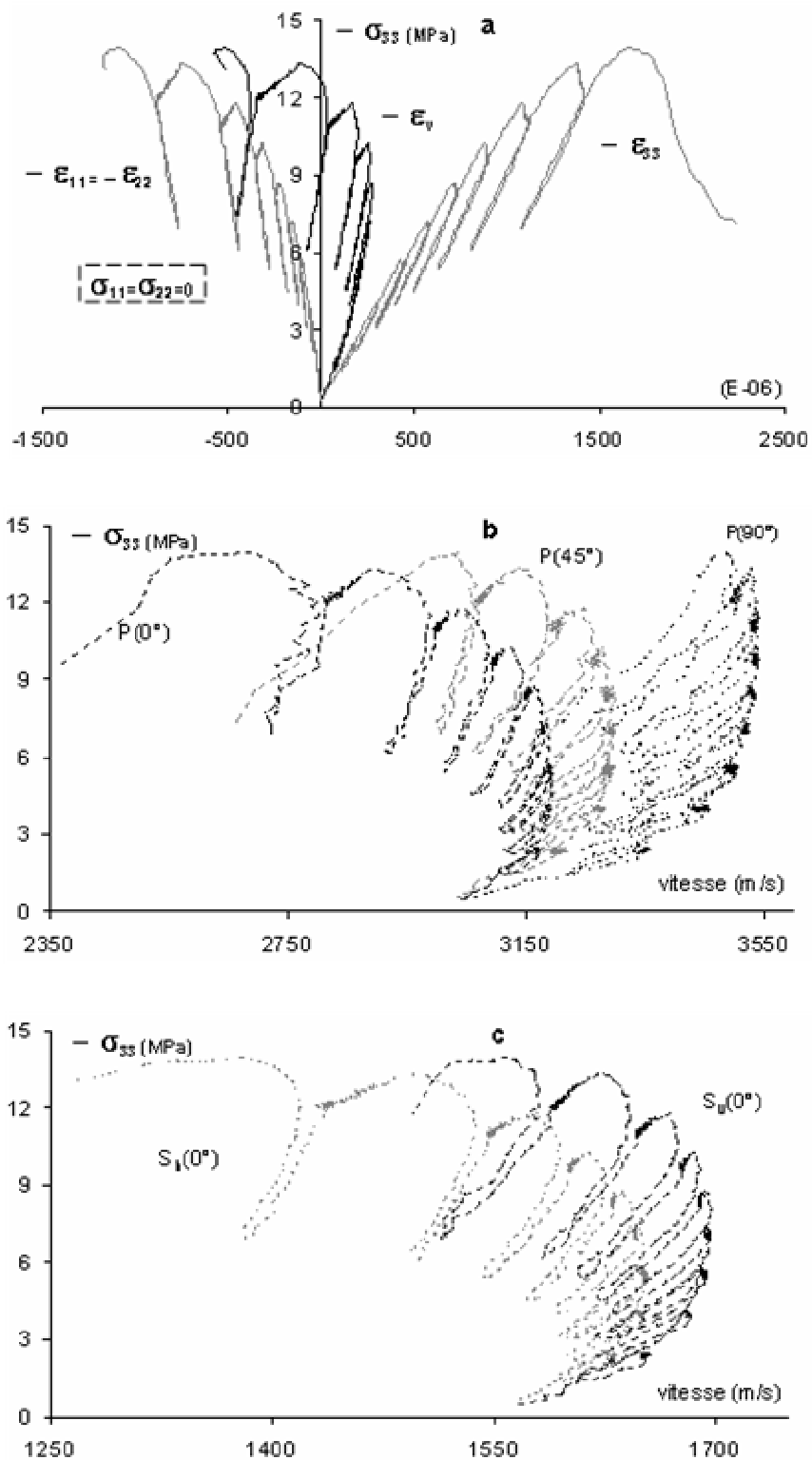


Figure III-11: Les courbes : (a) de contrainte-déformation (b) d'évolution des vitesses des ondes P (c) d'évolution des vitesses des ondes S (essai I).

Dans le but d'étudier l'influence de l'hygrométrie sur le comportement mécanique du calcaire d'Euville, trois autres essais uniaxiaux à des hygrométries différentes ($h_r = 85\%$ (essai II), $h_r = 66\%$ (essai III) et $h_r = 0\%$ (essai IV)) ont été effectués. Dans le cas de l'essai III, l'échantillon a subi exactement le même chemin de chargement que l'essai I. Pour les essais II et IV, on a fait le même chemin de chargement mais avec des cycles de déchargement total (jusqu'à 0,5 MPa).

Les enveloppes des courbes de déformation et d'évolution des vitesses pour ces trois essais sont qualitativement similaires à celles de la première expérience (essai I). Les résultats obtenus pour les essais III ($h_r = 66\%$) et IV ($h_r = 0\%$) sont montrés en annexe B. Ici, on détaille les résultats obtenus pour l'essai II avec l'hygrométrie 85 % (Figure III-12).

Pour l'essai II ($h_r = 85\%$), comme pour l'essai I, au début du chargement les trois vitesses des ondes P sont égales, de même pour les deux vitesses des ondes S, traduisant l'isotropie initiale du matériau. L'anisotropie des vitesses (et donc du matériau) se développe au cours du chargement du fait de la création de microfissures (diminution des vitesses) et de la fermeture des microfissures préexistantes et des pores aplatis perpendiculaires à la direction de la contrainte axiale. Lorsque la contrainte axiale est réduite pendant chaque phase de déchargement, toutes les vitesses des ondes diminuent à cause de l'ouverture de ces fissures et de ces pores aplatis. Enfin, lorsque l'échantillon est complètement déchargé ($\sigma_{33} = 0,5$ MPa), les trois vitesses des ondes P atteignent presque les mêmes valeurs, de même pour les deux vitesses des ondes S (c'est-à-dire en éliminant la contrainte, les vitesses redeviennent presque isotropes). Cependant, ces valeurs sont plus faibles que les valeurs initiales (i.e., avant l'essai de compression simple). Ainsi, nous pouvons conclure que l'endommagement est évidemment irréversible, mais l'anisotropie de l'endommagement est réversible (i.e., l'anisotropie diminue pendant le déchargement). En effet, pendant le chargement, la formation des microfissures est aléatoire et isotrope, mais l'anisotropie est probablement due à la fermeture des microfissures créées et préexistantes et des pores aplatis qui sont perpendiculaires, ou presque perpendiculaires, à la direction de la contrainte uniaxiale appliquée. Par la suite, ces microfissures et ces pores s'ouvrent à chaque déchargement.

Dans le cas du dernier palier de chargement, pour le point de déchargement total, on constate que la chute de $V_P(0^\circ)$ et $V_P(45^\circ)$ est plus importante que $V_P(90^\circ)$. Il faut ajouter que, le dernier palier a été effectué après le pic, pendant la phase de coalescence des fissures. Cette coalescence des fissures se produit avec un taux plus élevé dans la direction de la contrainte.

Les résultats obtenus, lors de l'essai II, montrent donc que la création des fissures au cours du chargement peut être aléatoire et isotrope. Cette constatation n'était pas visible dans l'essai I car les déchargements n'étaient que partiels. En effet, pendant la phase de chargement, des fissures quasiment perpendiculaires à l'axe d'application de la contrainte uniaxiale sont créées mais ne sont pas détectées. Celles-ci restent fermées pendant le chargement et s'ouvrent pendant le déchargement. Selon Holt et al. (1997), pour les matériaux de faible résistance, la formation des fissures axiales, qui pourrait être liée à la rupture des liens entre les grains, peut induire la formation de fissures horizontales (en raison d'effets de réorientation des grains).

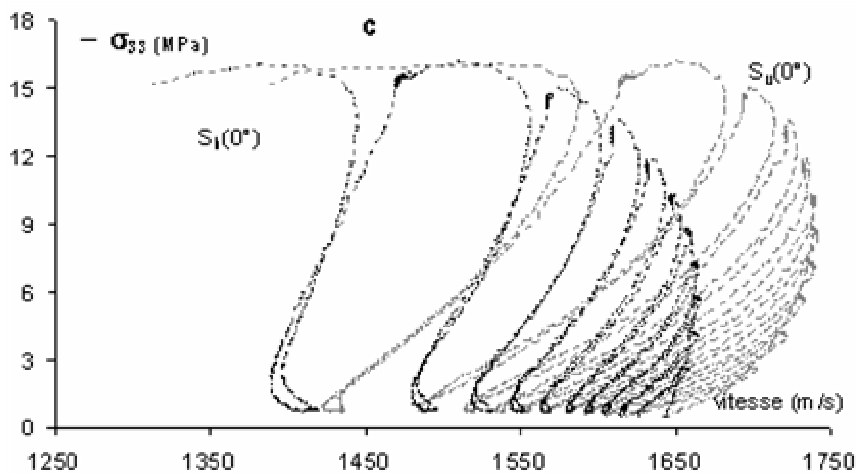
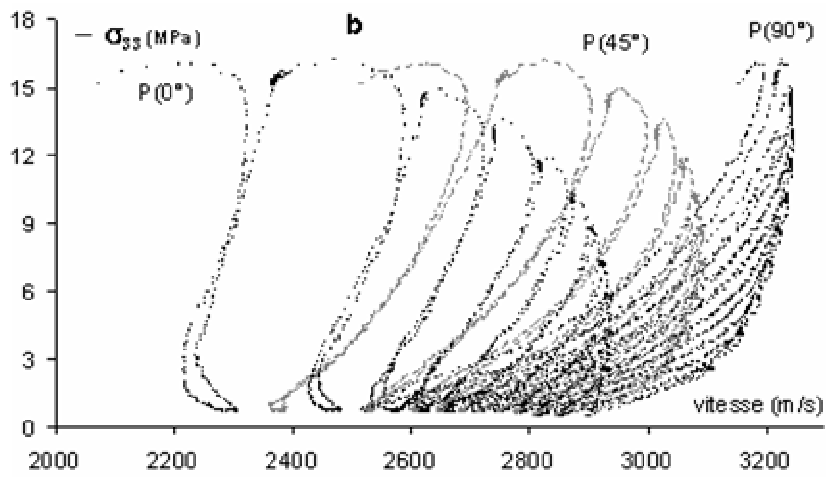
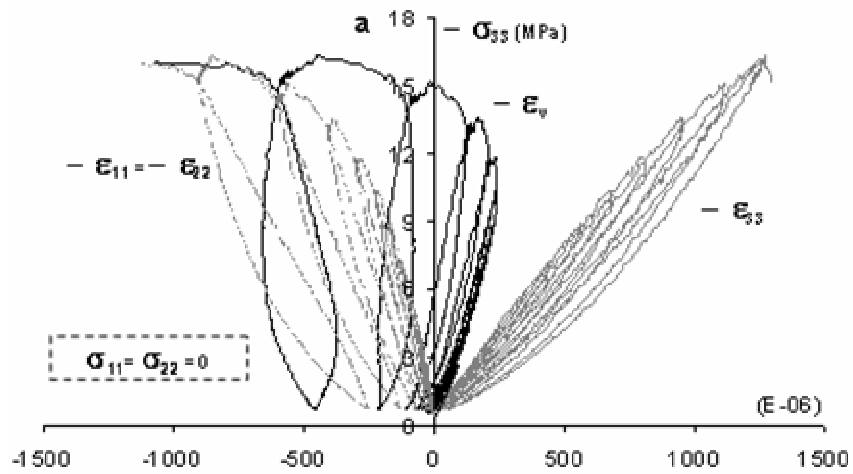


Figure III-12 : Les courbes : (a) de contrainte-déformations (b) d'évolution des vitesses des ondes P (c) d'évolution des vitesses des ondes S (essais II).

Dans les courbes contrainte-déformations, on peut observer des boucles d'hystérésis, surtout après le seuil de dilatance ($\sigma_{33} = 10$ MPa). Wong (1985) décrit pour de forts niveaux de contrainte un ensemble de microfissures coplanaires orientées entre 15° et 45° par rapport à la direction de chargement axiale. De façon plus détaillée, il indique que ces microfissures fermées se sont propagées en mode de cisaillement. Les fissures fermées sont d'ailleurs nécessaires pour interpréter l'existence éventuelle des boucles d'hystérésis dans les courbes déformation-contrainte.

Enfin, depuis le premier cycle de chargement-déchargement total, on observe une diminution des vitesses qui n'est pas visible pendant le chargement, c'est-à-dire, une augmentation des fissures. Sachant que le maximum de contrainte pour le premier cycle est de 2,5 MPa, on constate que cette valeur est inférieure à la valeur considérée ci-dessus comme seuil de fissuration stable (perte de linéarité de la déformation latérale).

III.3.3.2. Modules mécaniques statiques

Les modules mécaniques tangents ont été déterminés à partir des courbes contrainte-déformations en phase de déchargement. Ces modules correspondent à la pente d'une série de données, plus au moins linéaire, comprise entre le pic et la moitié de chaque cycle (Figure III-13). Par ailleurs, les modules d'Young apparents ont été déterminés à partir de la courbe contrainte-déformation pour un faible niveau de la contrainte axiale compris entre 1,5 et 2,5 MPa, pour tous les cycles. Ces méthodes de détermination des modules sont visualisées sur la Figure III-13.

Les Figure III-14-a, Figure III-14-b et Figure III-14-c représentent les évolutions des modules de Young, des pentes de déformations latérales et des coefficients de Poisson pour les différents cycles de chargement-déchargement en fonction de la contrainte maximale de chaque cycle pour les essais I, II, III et IV.

On note que pour les échantillons de l'essai III ($h_r = 66\%$) et de l'essai IV ($h_r = 0\%$), l'ensemble des modules mécaniques mesurés sont plus élevés que pour l'Essai I ($h_r = 100\%$) et II ($h_r = 85\%$), traduisant une plus grande rigidité de la roche sèche par rapport à la roche humide.

Pour tous les essais, après une légère augmentation au début du chargement, le module de Young reste quasiment constant et ne commence à diminuer que juste avant le pic.

La diminution de la pente de déformation latérale est beaucoup plus importante que celle du module de Young. Enfin, on note une augmentation globale des coefficients de Poisson ν_{31} au cours du chargement. On peut supposer que le module de Young axial, déterminé avec la méthode tangente expliquée ci-dessus, n'est pas affecté par la présence des fissures créées pendant le chargement. En effet, celui-ci a été déterminé pour des niveaux de contrainte assez élevés pour lesquels les fissures quasiment perpendiculaires à la direction de la contrainte axiale sont fermées. On pourra alors penser que la diminution de cette contrainte sera accompagnée par une diminution des modules.

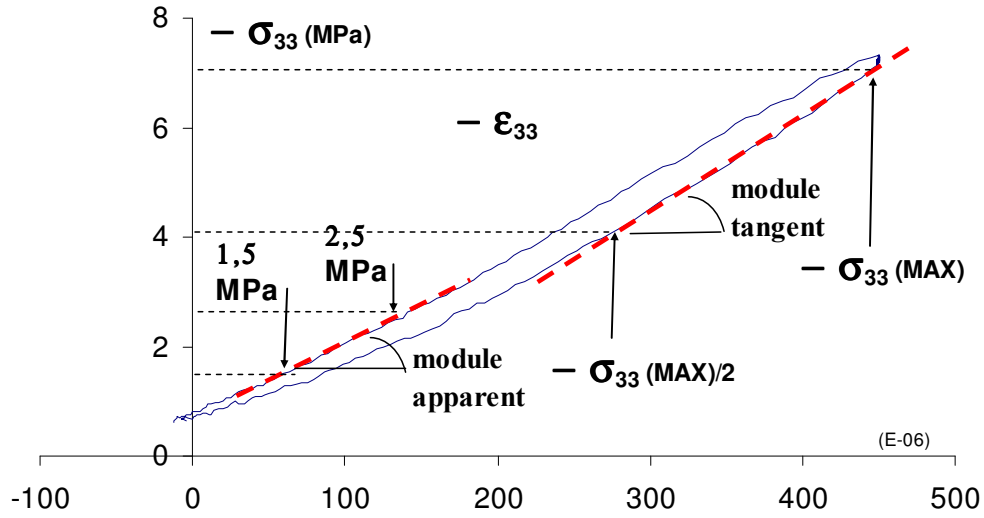


Figure III-13 : Détermination des modules de Young tangent et apparent.

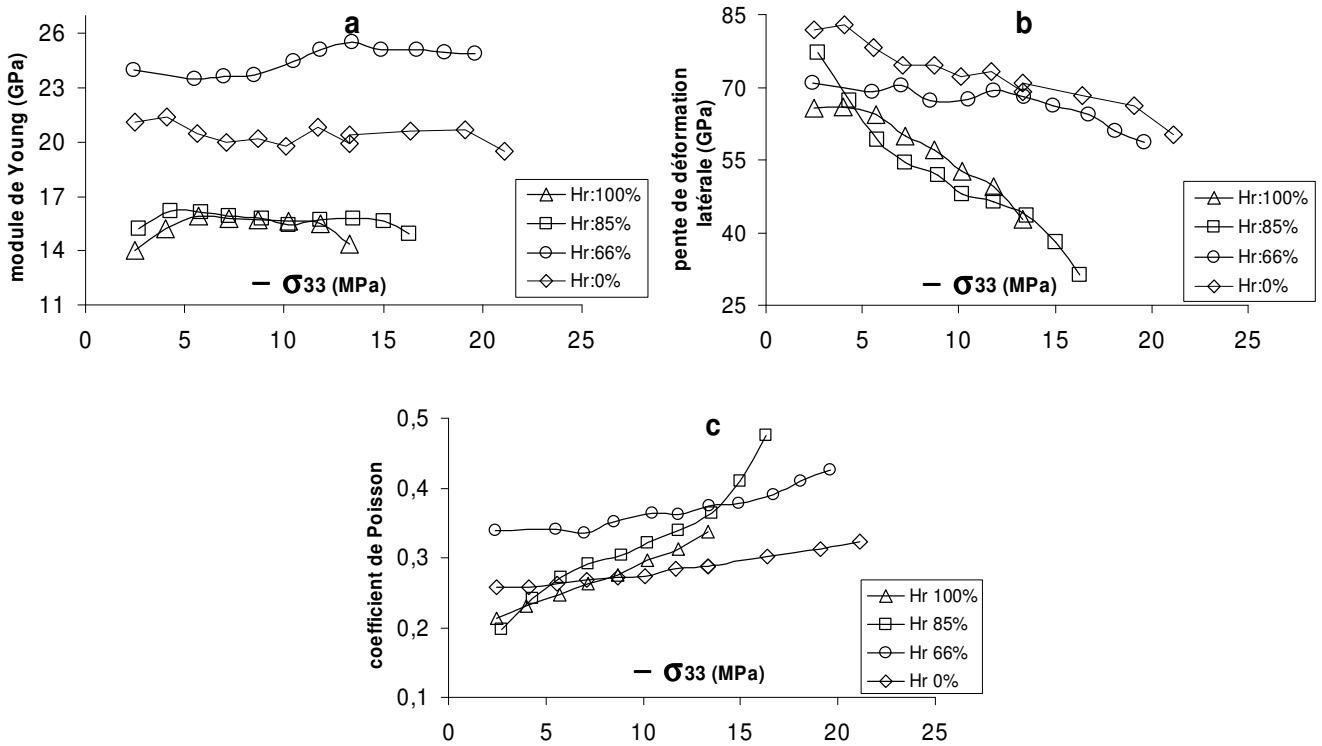


Figure III-14 : Courbes d'évolution (a) : des modules de Young axiaux en fonction de la contrainte (b) : des pentes des déformations latérales en fonction de la contrainte (c) : des coefficients de Poisson en fonction de la contrainte.

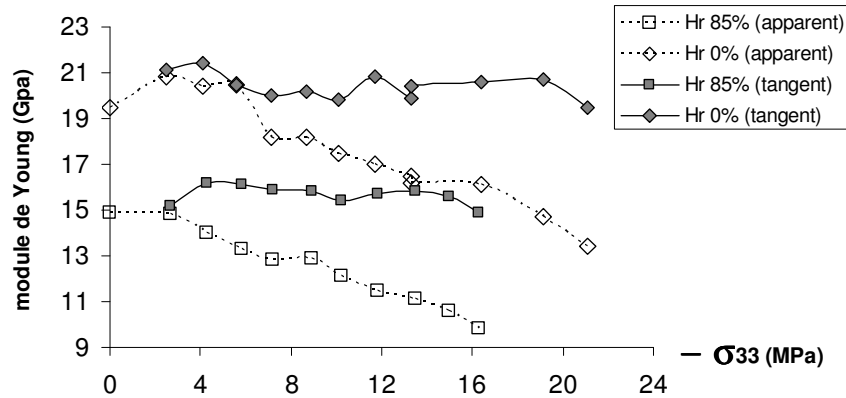


Figure III-15 : Evolution des modules de Young axiaux en fonction de la contrainte (essai II et essai IV).

La Figure III-15 représente l'évolution des modules de Young apparents pour les essais II et IV (les deux essais avec les cycles de déchargement total) ainsi que les modules mécaniques tangents pour les mêmes essais en fonction de la contrainte maximale de chaque cycle. Les modules apparents déterminés à faible niveau de contrainte sont affectés par la présence des fissures car la contrainte appliquée sur l'échantillon n'est pas assez élevée pour fermer toutes les fissures quasiment perpendiculaires à la contrainte. Ainsi, contrairement aux modules tangents, on constate une diminution très importante pour les modules de Young apparents axiaux. Ceci signifie un développement des fissures en fonction de la contrainte.

III.3.3.3. Modules élastiques dynamiques

Les Figure III-16 et Figure III-17 illustrent l'évolution des modules élastiques C_{ij} , des modules de Young dynamiques directionnels E_{11} et E_{33} et des coefficients de Poisson dynamiques ν_{12} , ν_{13} et ν_{31} , au cours des essais I et II. L'évolution des composants du tenseur C_{ij} a la même tendance que celle des vitesses correspondantes.

On constate qu'au début de l'essai, E_{11} et E_{33} ont la même valeur initiale. On peut donc considérer que le matériau est initialement isotrope.

Comme pour les modules C_{ij} , on note que le module E_{33} augmente et E_{11} diminue avec la contrainte déviatorique. Mais il faut noter que les valeurs des modules axiaux, comme on l'a constaté pour les vitesses en déchargement total pour chaque cycle, sont plus petites en comparaison avec les valeurs au début du cycle, c'est-à-dire il y a un développement de l'endommagement dans toutes les directions au cours de chaque cycle de chargement-déchargement total.

Avec l'augmentation de la charge axiale, ν_{31} augmente, tandis que ν_{12} diminue globalement jusqu'au pic de contrainte, et ν_{13} semble globalement constant avec une légère diminution près du pic de contrainte.

Dans la section III.2.5.2 durant l'essai triaxial spécifique, pour déterminer le module latéral, on a supposé que ν_{12} reste constante pendant le chargement. La variation de ν_{12} dynamique montre que cette hypothèse n'est pas très réaliste, surtout pour les cycles de chargement-déchargement, à faible niveau de contrainte la diminution de ce dernier est non-négligeable.

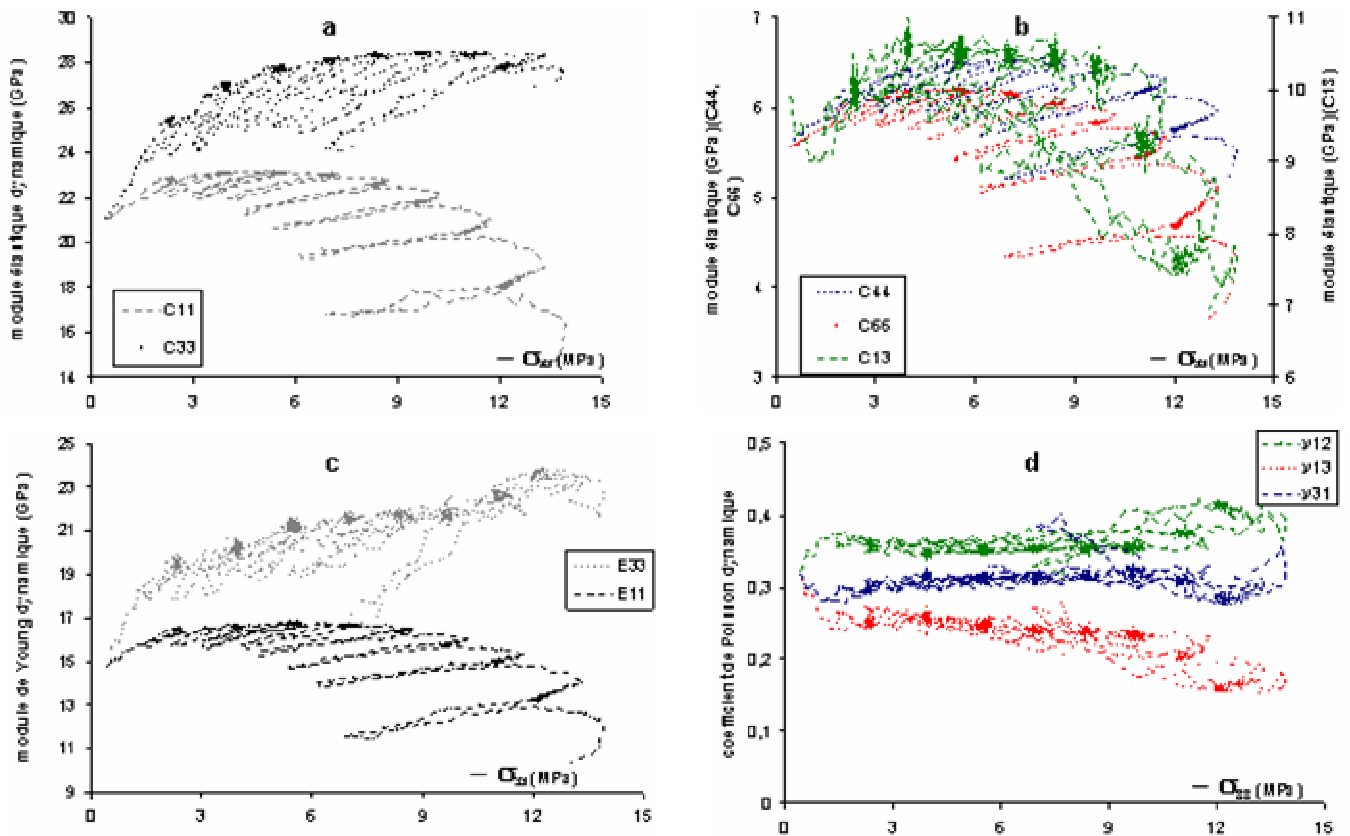


Figure III-16 : Evolution des modules élastiques dynamiques (essai I).

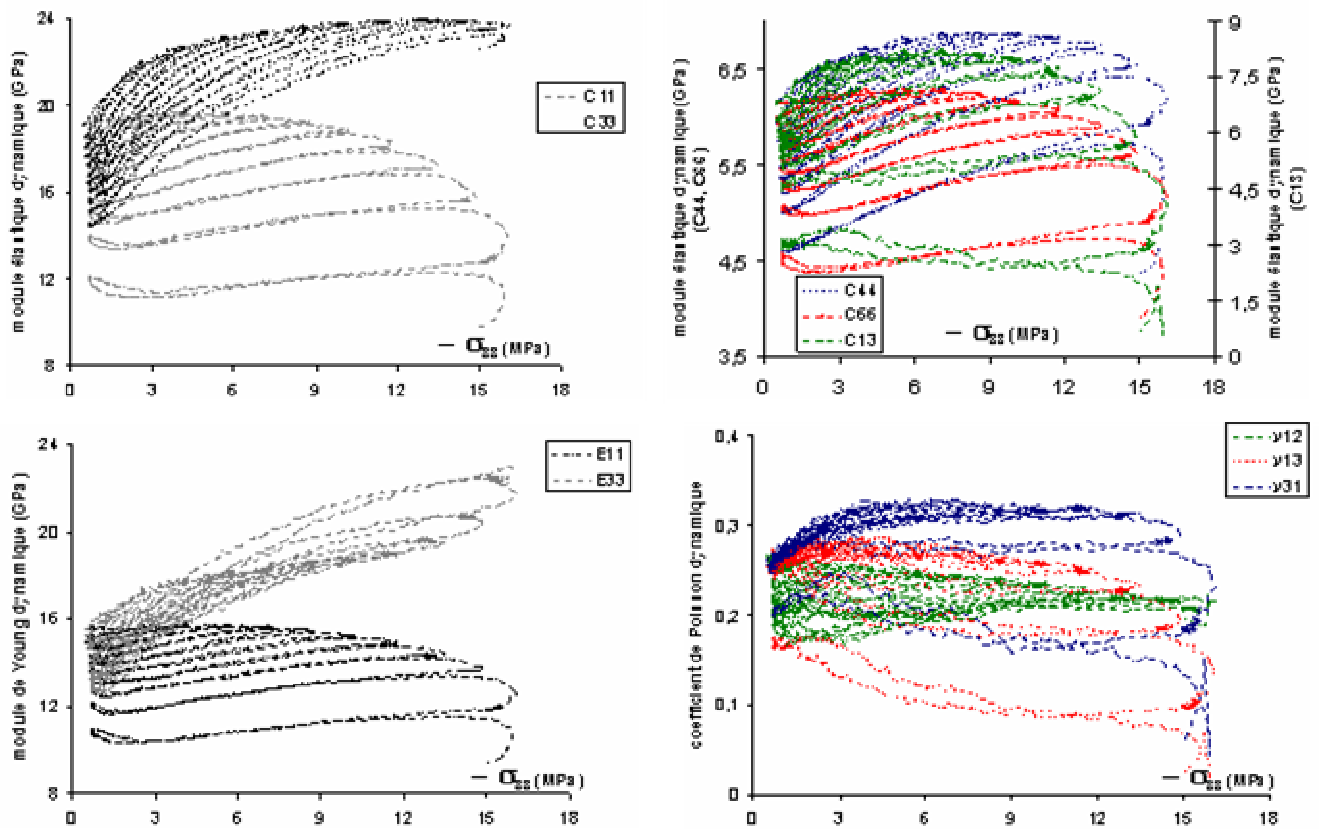


Figure III-17 : Evolution des modules élastiques dynamiques (essai II).

III.3.3.4. Confrontation des données mécaniques et acoustiques

La Figure III-18 illustre l'évolution du module de Young statique apparent E_{33} et des modules de Young dynamiques E_{33} et E_{11} en fonction du numéro du cycle de déchargement-rechargement pour l'essai II et essai IV (deux essais avec des cycles des déchargements totales). Les modules de Young statiques apparents ont été déterminés à partir de la courbe contrainte-déformation pour un niveau faible de la contrainte (entre 1,5 et 2,5 MPa). Les modules de Young dynamiques ont été calculés pour le point de décharge totale de chaque cycle ($\sigma_{33}=0,5$ MPa). Les résultats obtenus lors des deux essais montrent une diminution pour tous les modules en fonction du numéro du cycle, ce qui signifie un endommagement du matériau en fonction de la contrainte. Dans le cas de l'essai II, la Figure III-18-a, les modules dynamiques axiaux E_{33} et latéraux E_{11} sont superposés jusqu'au neuvième cycle de déchargement-rechargement, indiquant ainsi un endommagement isotrope. Ensuite, pour le dixième et onzième cycle, la chute du module de Young latéral E_{11} est plus importante que celle du module de Young axial E_{33} , ce qui indique une coalescence des fissures en direction axiale, parallèle à la direction de chargement, à la fin de l'essai. Il faut noter que les deux derniers cycles ont été effectués près du pic et après le pic. L'évolution du module d'Young statique axial a la même tendance que celle des modules d'Young dynamiques. Dans la Figure III-18-b, on observe la même évolution pour les modules d'Young statique et dynamique, lors de l'essai IV.

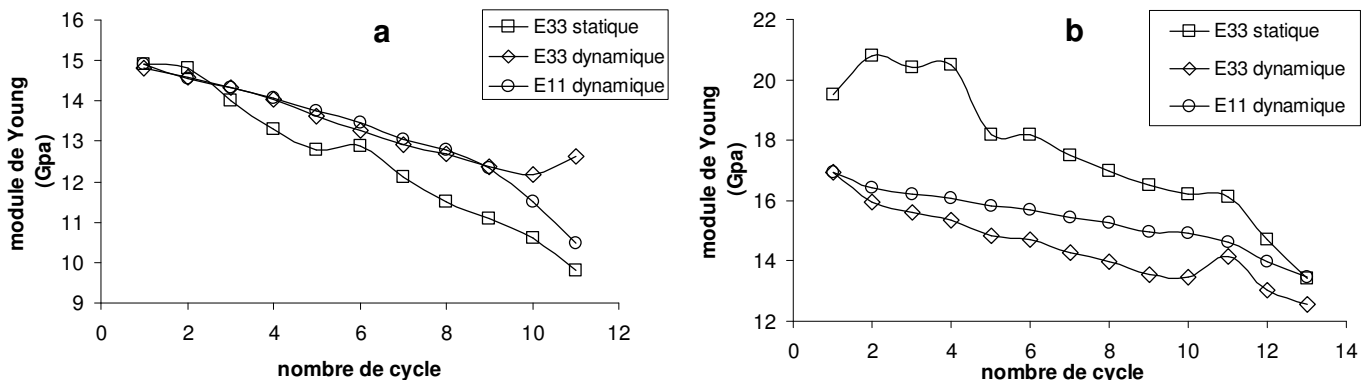


Figure III-18 : Evolution du module de Young statique E_{33} et des modules de Young dynamiques E_{33} et E_{11} (a : essai II et b : essai IV).

La Figure III-19 illustre l'évolution du module de Young statique apparent E_{33} et des modules de Young dynamiques E_{33} et E_{11} en fonction de la déformation volumique résiduelle en décharge totale pour les différents cycles de déchargement-rechargement pour l'essai II. La Figure III-19 montre que la diminution de ces modules est suivie par une augmentation de la déformation volumique résiduelle. En autre terme le développement de fissuration engendre une diminution des modules de Young et ce dernier est accompagné par une augmentation de déformation volumique résiduelle.

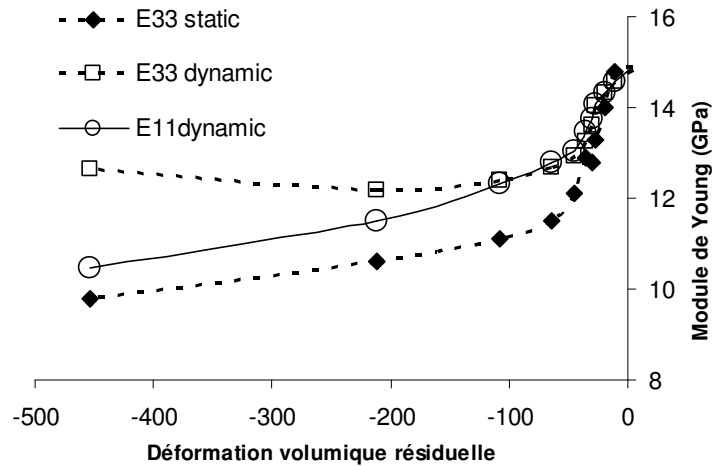


Figure III-19 : Evolution des modules élastiques dynamiques (essais II).

III.3.4. Résultats des essais de fluage uniaxial

Nous présentons ici les données acoustiques (vitesses des ondes élastiques) acquises au cours des essais de fluage uniaxial, ainsi que les données mécaniques (contrainte-déformations) correspondantes.

Les essais de fluage ont été réalisés sur des éprouvettes cylindriques de 50 mm de diamètre et d'élanement 2, sous différentes conditions hydriques ($h_r = 66\%$, 85% et 100%).

Six essais de fluage uniaxiaux ont été réalisés sur des échantillons de calcaire d'Euville. Ces échantillons sont divisés en trois couples. Chaque couple est relié à un générateur. Les échantillons ont été soumis à plusieurs paliers de chargement croissants jusqu'à la rupture. La durée de chaque palier est en général conditionnée par la stabilisation des déformations différées. Les six échantillons ont la même hygrométrie initiale de 100% . Cette hygrométrie est gardée constante jusqu'à la fin du deuxième palier de chargement mécanique pour tous les échantillons. Ensuite, un couple d'échantillons est soumis à une hygrométrie de 85% et un autre à une hygrométrie de 66% jusqu'à la rupture.

Dans le but de quantifier l'endommagement du matériau au cours de l'essai, les cycles de déchargement-rechargement ont été effectués au début et à la fin de chaque palier. Dans la partie suivante, on présente les résultats obtenus pour les différents essais de fluage à différentes hygrométries, un essai pour chaque hygrométrie, essai FI ($h_r = 100\%$) ; essai FIII ($h_r = 85\%$) ; essai FV ($h_r = 66\%$). Les résultats des autres essais peuvent être consultés dans l'Annexe B.

- essai FI : $h_r = 100\%$ ($p_c = 0$ MPa)
- essai FII : $h_r = 100\%$ ($p_c = 0$ MPa)
- essai FIII : $h_r = 85\%$ ($p_c = 22$ MPa)
- essai FIV : $h_r = 85\%$ ($p_c = 22$ MPa)
- essai FV : $h_r = 66\%$ ($p_c = 56,2$ MPa)
- essai FVI : $h_r = 66\%$ ($p_c = 56,2$ MPa)

III.3.4.1. Données mécaniques et acoustiques

Dans la Figure III-20, nous avons représenté les déformations axiales, radiales et volumiques totales en fonction du temps obtenues lors de l'essai FI. Cet essai de fluage a été réalisé sur une éprouvette maintenue à une hygrométrie constante de 100 % du début à la fin de l'essai. L'échantillon a été soumis à douze paliers de chargement (de $\sigma_{33} = 3; 5; 7; 1; 7; 8,5; 1; 8,5; 10; 11,5; 13$ et 15 MPa). Pour les neuf premiers paliers, les déformations se sont stabilisées, mais à la fin des deux derniers paliers la déformation latérale n'était toujours pas stabilisée. Au bout de 244 jours, l'échantillon s'est rompu subitement, quelques heures après la montée à 15 MPa.

La Figure III-22 présente la déformation instantanée liée au chargement avant chaque palier de contrainte au cours de l'essai FI. La déformation volumique est contractante jusqu'à la contrainte de $\sigma_{33}=8,5$ MPa et devient ensuite dilatante. Cette contrainte (seuil de dilatance de la déformation instantanée) peut être considérée comme un seuil théorique σ_{cd} en deçà duquel seul le fluage primaire se développe.

Dans la Figure III-21 nous avons représenté les déformations axiales, radiales et volumiques différées en fonction du temps pour l'essai FI. L'information principale à retenir est l'existence de déformations volumiques différées contractantes jusqu'à la fin du deuxième palier ($\sigma_{33} = 5$ MPa), et ensuite on observe des déformations dilatantes.

Sur la Figure III-23, nous présentons une superposition des courbes donnant les déformations axiale et latérale différées en fonction du temps obtenues aux différents paliers de fluage lors de l'essai FI.

Les premières remarques concernant la détermination des seuils de fluage : la phase de fluage primaire pour les déformations axiale et latérale apparaît respectivement à partir du premier palier $\sigma_{33}=3$ MPa et du deuxième palier $\sigma_{33} = 5$ MPa. Les courbes des déformations axiales se superposent parfaitement pour les paliers de contraintes de 3; 5 ; 7; 11,5 et 13 MPa avec une légère différence pour les paliers de 8,5 et 10 MPa. En revanche, dans le cas des déformations latérales, on constate une augmentation d'amplitude de déformation primaire en fonction de la contrainte (Figure III-23-a).

Le seuil de fluage secondaire (stationnaire ou à vitesse constante) est également très compliqué à déterminer. En effet, pour identifier précisément le seuil de fluage secondaire permanent, des paliers de contrainte assez longs sont nécessaires. La représentation des courbes de fluage dans les Figure III-23-a et Figure III-23-c permet de situer l'apparition du fluage secondaire dès le troisième palier ($\sigma_{33}=7$ MPa) pour la déformation latérale. Par contre, la détermination de ce seuil pour la déformation axiale est très difficile, car après un développement de fluage primaire la déformation tend vers une asymptote horizontale. Nous constatons que ce seuil de fluage secondaire pour la déformation latérale coïncide avec le seuil de dilatance de déformation instantanée.

Le seuil du fluage accéléré, quant à lui, détermine la limite de propagation instable des fissures. Une fois ce seuil atteint, la rupture de l'éprouvette se produit dans tous les cas très rapidement (quelques heures). On ne peut donc pas parler de seuil de fluage tertiaire tel qu'il est connu pour des matériaux tels que les métaux, les roches cristallines ou les roches salines.

Dans le but de vérifier la réversibilité des déformations différées, lors de l'essai FI, deux phases de fluage inverse (décharge quasi-totale de la contrainte, $\sigma_{33} = 1$ MPa pour les deux phases) sont imposées à l'échantillon. Ces paliers ont été maintenus au minimum 10 jours. Les variations de déformation axiale et transversale ont été mesurées durant ces phases de fluage inverse et sont représentées dans la Figure III-23-b. Dans le cas de déformations axiales lors des phases de déchargements (1MPa) 20 % de déformations différées sont réversibles. Cette valeur est constante, pour les deux phases de déchargement lors des paliers de contrainte $\sigma_{33} = 7$ et 8,5 MPa. Le rapport de déformation différée réversible en direction transversale est plus faibles, 16 % lors de première phase de déchargement et 12 % pour la deuxième phase de déchargement.

Après cette période de décharge assez longue imposée sur les deux paliers de contrainte $\sigma_{33} = 7$ et 8,5 MPa, on retrouve la courbure du fluage primaire après la recharge pour les déformations axiales. Notamment, les courbes de déformation avant et après la période de déchargement pour le palier de 8,5 MPa sont superposées. En revanche, cette période de décharge influence la phase du fluage primaire de la roche pour les déformations latérales. La déformation primaire latérale pour le palier après la décharge est beaucoup plus faible que pour le palier avant décharge. Ceci montre une réversibilité plus importante des déformations différées en direction axiale qu'en direction latérale.

Les Figure III-24 et Figure III-25 présentent les évolutions des cinq vitesses d'ondes élastiques, respectivement trois ondes P et deux ondes S pour l'essai FI. Les courbes a, b et c dans les Figure III-24 et Figure III-25 représentent respectivement l'évolution des vitesses en fonction du temps pendant les phases instantanés et différés, l'évolution des vitesses en fonction du temps pendant les phases de fluage et finalement les variations des vitesses en fonction de la contrainte juste pour la partie du chargement instantanée. Nous notons que dans les Figure III-24-a et Figure III-25-a les vitesses augmentent pendant les deux premiers paliers de chargement dans toutes les directions ensuite on peut constater une diminution au début du troisième palier ($\sigma_{33} = 7$ MPa) pour $V_P(0^\circ)$, $V_P(39^\circ)$ et à la fin de ce palier pour $V_{Sv}(0^\circ)$ et finalement au cinquième palier ($\sigma_{33} = 8,5$ MPa) pour $V_{Sh}(0^\circ)$. A la suite d'une augmentation considérable pendant les cinq premiers paliers de chargement, $V_P(90^\circ)$ reste quasiment constante jusqu'au palier $\sigma_{33} = 13$ MPa et ensuite commence à diminuer. On perd $V_P(90^\circ)$ à 223 jours au milieu du dernier palier.

Pour les deux phases de fluage inverse lors des deux paliers $\sigma_{33} = 7$ et 8,5 MPa, classiquement on observe une diminution des vitesses pour toutes les directions pendant le déchargement instantané mais contrairement à ce qui est attendu, toutes les vitesses augmentent pendant la phase de stabilisation à 1 MPa.

L'évolution des vitesses pendant les chargements instantanés au cours de l'essai FI (Figure III-24-c et Figure III-25-c) ressemble à la variation des vitesses des ondes pendant des essais à court terme. Nous notons que toutes les vitesses augmentent au début de l'essai. Ce domaine correspond à la fermeture des fissures préexistantes ou des pores aplatis dans la roche. Cette augmentation est plus prononcée pour $V_P(90^\circ)$ et diminue relativement dans l'ordre $V_{Sv}(0^\circ)$, $V_P(39^\circ)$, $V_P(0^\circ)$ et $V_{Sh}(0^\circ)$. Cela montre une fermeture préférentielle des fissures et/ou des pores perpendiculaires ou presque perpendiculaires à la direction de la contrainte uniaxiale. Après une petite augmentation au début, $V_{Sh}(0^\circ)$ et $V_P(0^\circ)$ commencent à diminuer à partir de 5 MPa jusqu'à la rupture de l'échantillon. A la suite d'une augmentation considérable au début de l'essai, $V_P(39^\circ)$, $V_{Sv}(0^\circ)$ commencent à diminuer à partir de 7 MPa et $V_P(90^\circ)$ à partir de 10 MPa.

Comme pour les essais à court terme en début de chargement, les trois vitesses des ondes P sont égales, de même que les deux vitesses des ondes S. Au cours du chargement, il y a un développement de l'anisotropie (augmentation de la différence entre les vitesses dans des directions différentes) dans l'échantillon. Pendant la phase de déchargement de chaque cycle, on observe une diminution pour toutes les vitesses, à cause de l'ouverture des fissures préexistantes ou créées au cours du chargement et ainsi une diminution de l'anisotropie du matériau. Enfin, lorsque l'échantillon est déchargé à $\sigma_{33} = 1$ MPa, les trois vitesses des ondes P (deux vitesses des ondes S) atteignent à peu près les mêmes valeurs, c'est-à-dire en diminuant la contrainte l'échantillon redevient à nouveau isotrope. Mais il faut noter que les valeurs des vitesses en décharge totale pour chaque cycle sont plus petites en comparaison avec les valeurs au début du cycle, c'est-à-dire qu'il y a une diminution des vitesses dans toutes les directions au cours de chaque cycle de chargement-déchargement total. Ceci montre que la création des fissures au cours du chargement instantané, comme on l'a déjà vu dans la partie précédente pour l'essai à court terme, est aléatoire et isotrope, sauf que les fissures qui ont été créées dans la direction perpendiculaire à l'axe de la contrainte restent fermées pendant le chargement et sont ouvertes pendant le déchargement.

Les Figure III-24-b et Figure III-25-b représentent l'évolution des vitesses pendant la phase de fluage pour différents paliers de chargement lors de l'essai FI.

Dans le cas $V_P(90^\circ)$, on observe une augmentation très importante pendant la phase de stabilisation lors des trois premiers paliers (comme on l'a déjà vu pour la partie instantanée). Ensuite, $V_P(90^\circ)$ augmente toujours mais beaucoup moins vite jusqu'au palier $\sigma_{33} = 13$ MPa et finalement commence à diminuer.

Dans le cas $V_{Sv}(0^\circ)$, on observe une augmentation considérable pendant la phase de stabilisation lors des trois premiers paliers et même au début du cinquième palier $\sigma_{33} = 7$ MPa, ensuite $V_{Sv}(0^\circ)$ commence à chuter jusqu'à la fin de l'essai.

Dans le cas $V_{Sh}(0^\circ)$, on observe une augmentation pendant le chargement instantané et la phase de stabilisation du premier palier. A partir de $\sigma_{33} = 3$ MPa, $V_{Sh}(0^\circ)$ reste constant pendant le chargement instantané et commence à diminuer à partir de $\sigma_{33} = 5$ MPa. Par contre, $V_{Sh}(0^\circ)$ continue à augmenter pendant la phase de stabilisation jusqu'à la fin du cinquième palier et ensuite commence à diminuer à partir du sixième palier à $\sigma_{33} = 8,5$ MPa.

Pour $V_P(0^\circ)$, on constate la même l'évolution que $V_{Sh}(0^\circ)$, c'est-à-dire une augmentation pendant le chargement instantané et la phase de stabilisation des premier paliers. A partir de $\sigma_{33} = 3$ MPa, $V_P(0^\circ)$ reste constant pendant le chargement instantané et commence à diminuer à partir de $\sigma_{33} = 5$ MPa. En revanche, $V_P(0^\circ)$ continue à augmenter pendant la phase de stabilisation jusqu'au milieu du troisième palier et ensuite commence à diminuer jusqu'à la fin de l'essai.

Dans le cas de la vitesse hors axe $V_P(39^\circ)$ on a une augmentation lors des deux premiers paliers pendant le chargement instantané et la phase de fluage. $V_P(39^\circ)$ continue à augmenter au début du troisième palier pendant la phase de fluage et puis commence à chuter au milieu du troisième palier. On constate néanmoins toujours une augmentation pendant le chargement instantané jusqu'à la contrainte de $\sigma_{33} = 8,5$ MPa.

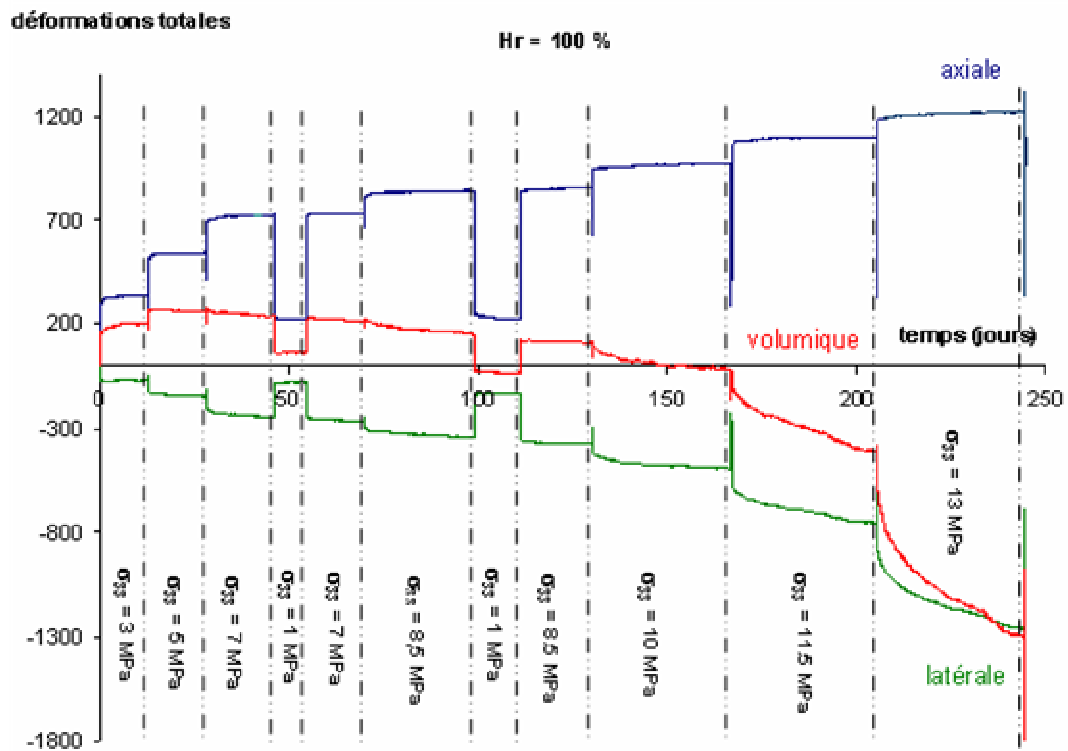


Figure III-20 : Déformations axiales, latérales et volumiques totales en fonction du temps pour le calcaire d'Euville (essai de fluage FI).

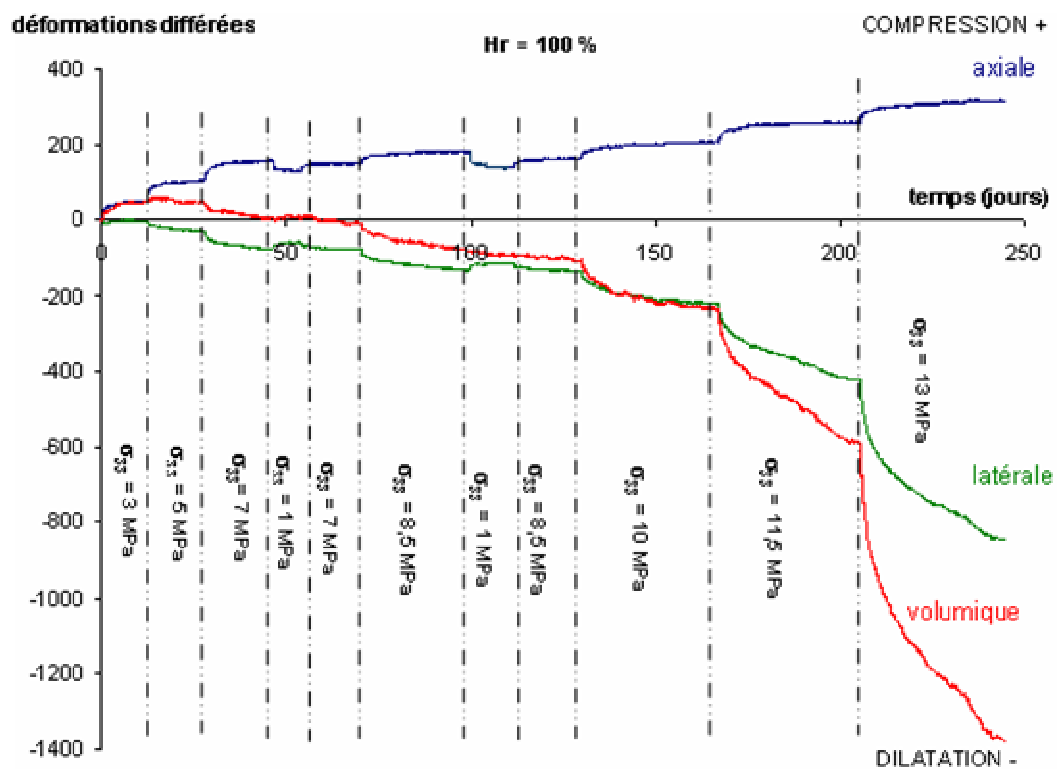


Figure III-21 : Déformations axiales, latérales et volumiques différées en fonction du temps pour le calcaire d'Euville (essai de fluage FI).

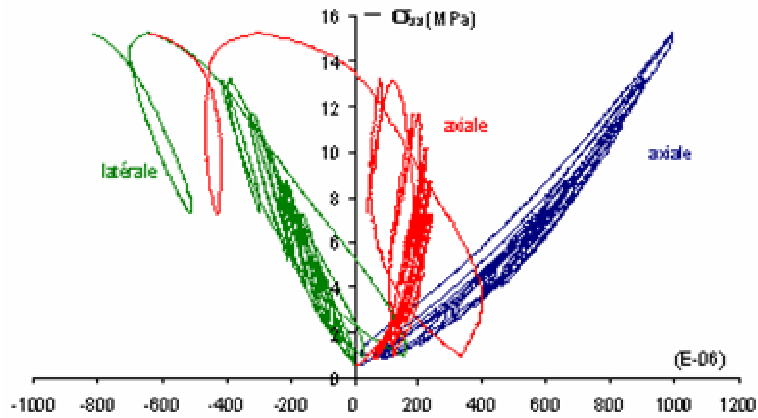


Figure III-22 : Déformations axiales, latérales et volumiques instantanées aux différents paliers de contrainte (essai de fluage FI).

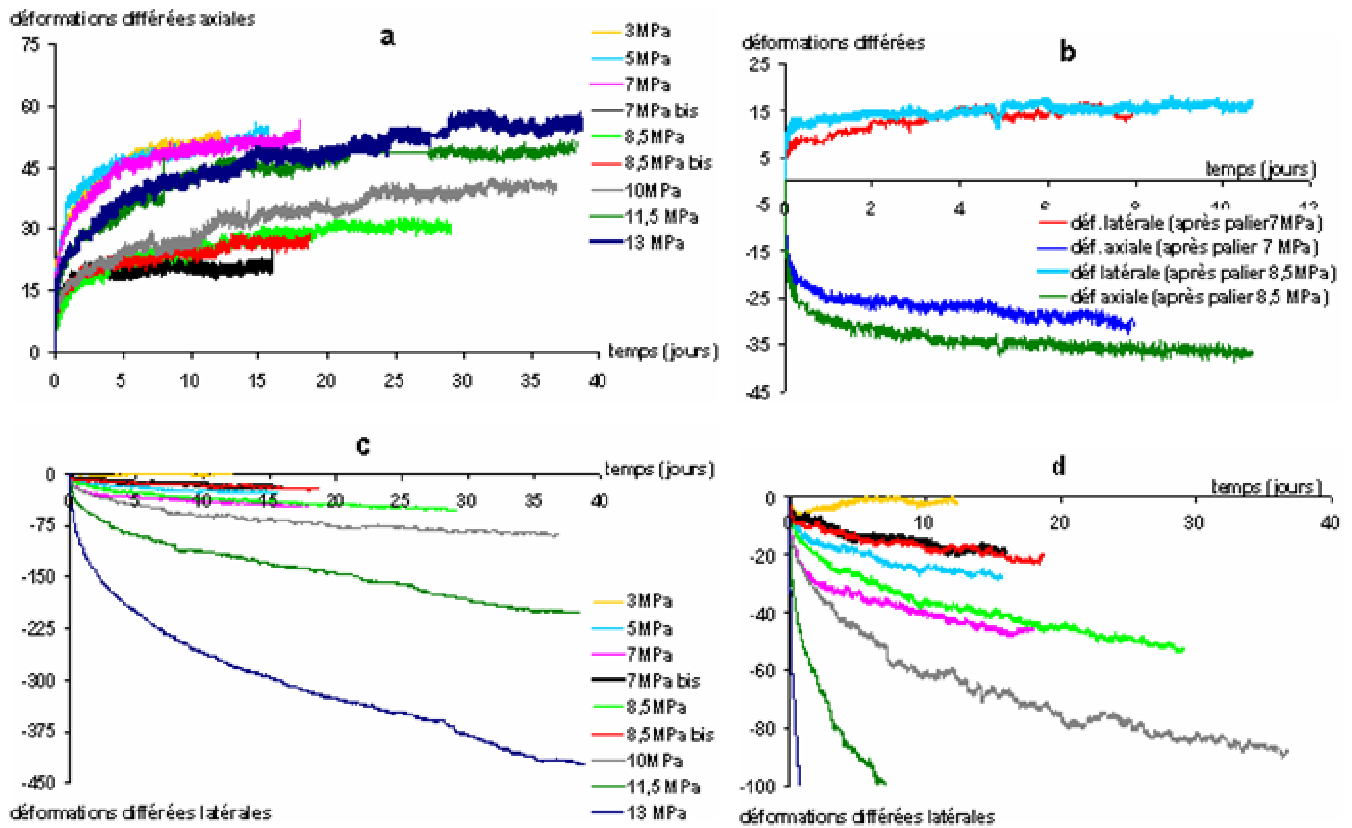


Figure III-23 : Superposition des courbes de déformations (a) axiales différées pour les différents paliers de chargement (b) axiales et latérales pour deux palier de déchargement à 1 MPa (c) latérales pour les différents paliers de chargements et (d) agrandissement de (c) (essai de fluage FI).

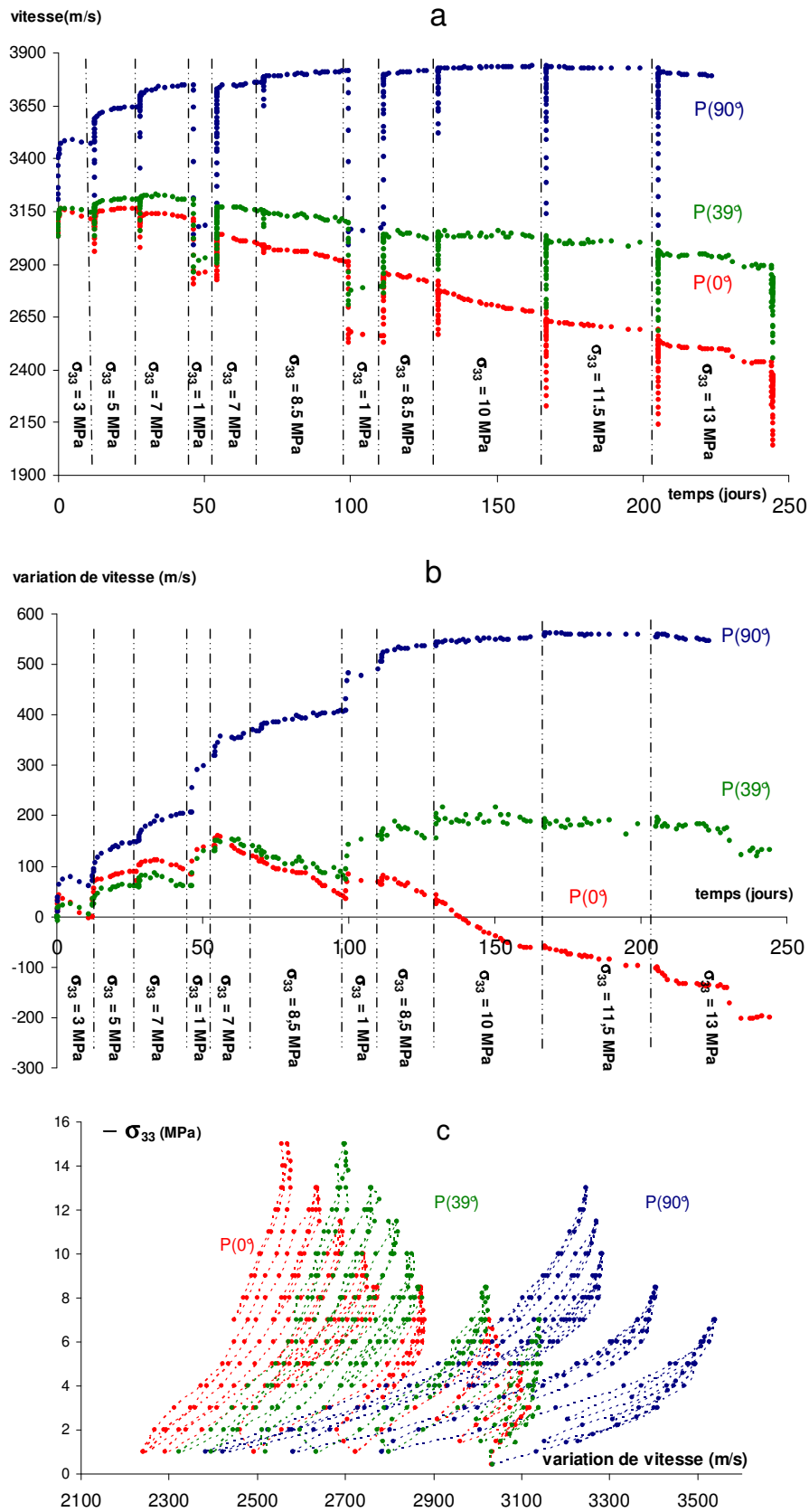


Figure III-24 : Evolution des vitesses des ondes P ultrasonores pendant: (a) le chargement instantané et la phase de fluage (b) la phase de fluage seule (c) la partie instantanée en fonction de la contrainte (essai de fluage FI).

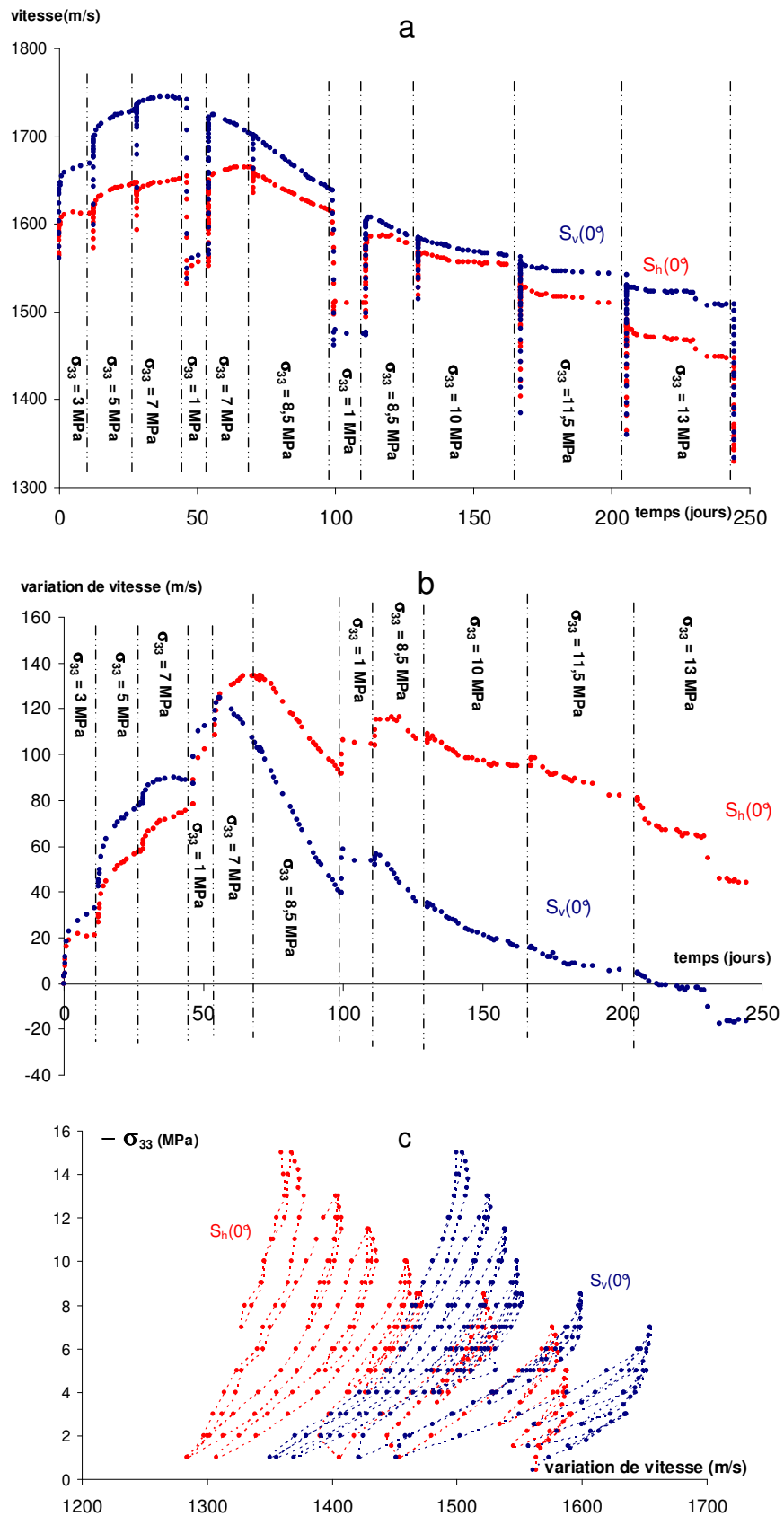


Figure III-25 : Evolution des vitesses des ondes S ultrasonores pendant: (a) le chargement instantané et la phase de fluage (b) la phase de fluage seule (c) la partie instantanée en fonction de la contrainte (essai de fluage FI).

Dans les Figure III-26 et Figure III-27 sont représentées les déformations axiales, radiales et volumiques, respectivement totales, différées et instantanées obtenues lors de l'essai FIII.

Dans le cas de l'essai FIII, comme pour l'essai I, l'hygrométrie imposée à l'échantillon au début de l'essai est 100 %. Dans le but de vérifier l'influence de l'hygrométrie sur le comportement mécanique de la roche à long terme, on diminue l'hygrométrie de 100 % à 85 % au milieu du deuxième palier (27^e jour).

Lors de l'essai II, l'échantillon a été soumis à dix paliers de chargement (3; 5; 7; 1; 7; 9,5; 11,5; 13,5; 15,5 et 17 MPa). Pour le palier $\sigma_{33} = 15,5$ MPa, la déformation latérale ne semblait pas être stabilisée quand on est passé au palier suivant de 17 MPa. Au bout du 206^e jour, l'échantillon s'est rompu subitement, quelques minutes après être monté à 17 MPa. Les courbes de déformation et d'évolution des vitesses pour l'essai FIII sont qualitativement similaires à celles de l'essai FI.

Pendant les deux premiers paliers de chargement, avant le changement d'hygrométrie, l'échantillon de l'essai FIII se comporte exactement comme l'échantillon de l'essai FI, c'est-à-dire qu'il a un comportement contractant pendant le premier palier et que la déformation volumique reste constante pendant le deuxième palier (Figure III-27). Par contre, après la diminution d'hygrométrie de 100% à 85% au 27^e jour, on peut constater une contraction de l'échantillon qui se manifeste par une diminution de la déformation latérale et une augmentation de la déformation axiale. Par conséquent, l'échantillon FIII qui a atteint son point de dilatance (comme l'essai FI) continue à se contracter à cause de la diminution de l'hygrométrie. Comme nous l'avons déjà vu, les jauges de déformation sont placées au milieu d'échantillon sur une couche mince de résine qui empêche les échanges hydriques entre l'échantillon et l'atmosphère qui l'entoure. Donc l'équilibre hydrique au milieu de l'échantillon, soit la zone de mesure des déformations, est atteint très lentement. Donc sur la Figure III-27, on observe, la contraction de l'échantillon du fait de la variation d'hygrométrie qu'à la fin du troisième palier (un peu en retard par rapport au moment du changement d'hygrométrie). Après le comportement contractant de l'échantillon à la fin du deuxième et au cours du troisième palier à cause de la diminution d'hygrométrie, la déformation volumique reste constante, ensuite l'échantillon commence à se dilater à partir du palier $\sigma_{33} = 13,5$ MPa. Ce seuil de dilatance de déformation différée est situé à un niveau de contrainte plus élevé en comparaison avec l'essai FI ($\sigma_{33} = 7$ MPa) avec $h_r = 100$ %. Dans la Figure III-28, on constate aussi une augmentation du seuil de dilatance pour la déformation instantanée dans le cas de l'essai FIII ($h_r = 85$ %) par rapport au premier essai ($h_r = 100$ %).

Les Figure III-30 et Figure III-31 présentent les évolutions des cinq vitesses d'ondes ultrasonores, respectivement trois ondes P et deux ondes S pour l'essai FIII.

Dans le cas $V_P(90^\circ)$, nous observons une augmentation très importante pour les 3 premiers paliers de chargement instantané, ensuite la vitesse reste quasiment constante et finalement diminue très peu pendant le dernier cycle de déchargement-rechargement à 17 MPa. Pour cette vitesse, on constate une augmentation lors de la phase de fluage au cours des cinq premiers paliers. Cette augmentation est accélérée après la diminution d'hygrométrie, surtout au troisième palier. Ensuite, on a toujours une augmentation mais moins rapide. Finalement, on peut constater une petite diminution pendant le palier de fluage à $\sigma_{33} = 15,5$ MPa.

Les $V_P(0^\circ)$ et $V_{Sh}(0^\circ)$ ont la même tendance. Pour les deux vitesses pendant les phases de chargement-déchargement instantané, on constate juste une petite augmentation pendant le premier palier et puis une diminution pendant chaque cycle de déchargement-rechargement

jusqu'à la fin de l'essai. Cette diminution est plus remarquable pour les cycles proches de la rupture. Les deux vitesses augmentent pendant la phase de fluage pour les deux premiers paliers et elles paraissent se stabiliser au milieu du deuxième palier, avant le changement d'hygrométrie. Par la suite, après diminution de l'hygrométrie, les vitesses commencent à augmenter et continuent avec une variation linéaire jusqu'à la fin du cinquième palier et restent ensuite quasiment constantes. Finalement, les vitesses commencent à chuter à partir du palier de contrainte $\sigma_{33}=13,5$ MPa. Ce seuil de diminution des vitesses pendant la phase de fluage coïncide avec le seuil de dilataance de la déformation différée.

Enfin, les deux dernières vitesses V_p (45°) et V_{Sv} (0°) ont la même tendance que V_p (0°) et V_{Sh} (0°). Mais le seuil de diminution pour ces vitesses est plus important (troisième cycle) lors du chargement instantané, et la chute des vitesses pendant la phase de fluage a lieu plus tard ($\sigma_{33}=15,5$ MPa) par rapport à V_p (0°) et V_{Sh} (0°).

Sur les Figure III-32 et Figure III-33 sont représentées les déformations axiales, radiales et volumiques respectivement totales et différées obtenues lors de l'essai FV. Dans le cas de l'essai FV comme pour les deux premiers essais, l'hygrométrie imposée à l'échantillon en début d'essai est 100%. Ensuite, on diminue l'hygrométrie à 66% à la fin du deuxième palier (27^e jour).

Lors de l'essai FV, l'échantillon a été soumis à dix paliers de chargement (3; 5; 7; 1; 7; 9,5; 11,5; 13,5; 15,5 et 17 MPa). Pour le palier $\sigma_{33}=17$ MPa, la déformation latérale ne semble pas se stabiliser pendant la durée du palier. Au bout du 227^e jour, nous avons décidé d'augmenter la contrainte. Mais l'échantillon s'est rompu subitement à 17,5 MPa pendant son rechargement.

Pour ce dernier essai (essai FV), on observe le même comportement que pour les deux autres essais avant le changement de l'hygrométrie. Ensuite, on constate une contraction de l'échantillon à cause de la diminution de l'hygrométrie et finalement une augmentation du seuil de dilataance instantané et différé à 15,5 MPa.

En comparant les résultats de déformation différée obtenus lors des essais de fluage, nous constatons le même comportement pour les trois essais avant le changement d'hygrométrie, c'est-à-dire un comportement contractant pour tous les échantillons. Ensuite l'essai FI commence à se dilater dès le troisième palier de chargement à 7 MPa. Par contre l'essai FIII ($h_r = 85$ %) et l'essai FV ($h_r = 66$ %) subissent une contraction à cause de la diminution d'hygrométrie. Par conséquent, le seuil de dilataance pour ces deux derniers augmente en raison de la diminution de l'hygrométrie.

En comparant les courbes de variation de vitesses pour les essais FI, FIII et FV, on peut observer que la diminution de l'hygrométrie entraîne une augmentation des vitesses dans toutes les directions pour les essais FIII et FV ainsi que du seuil de diminution des vitesses pendant la phase de fluage (le seuil de fissuration).

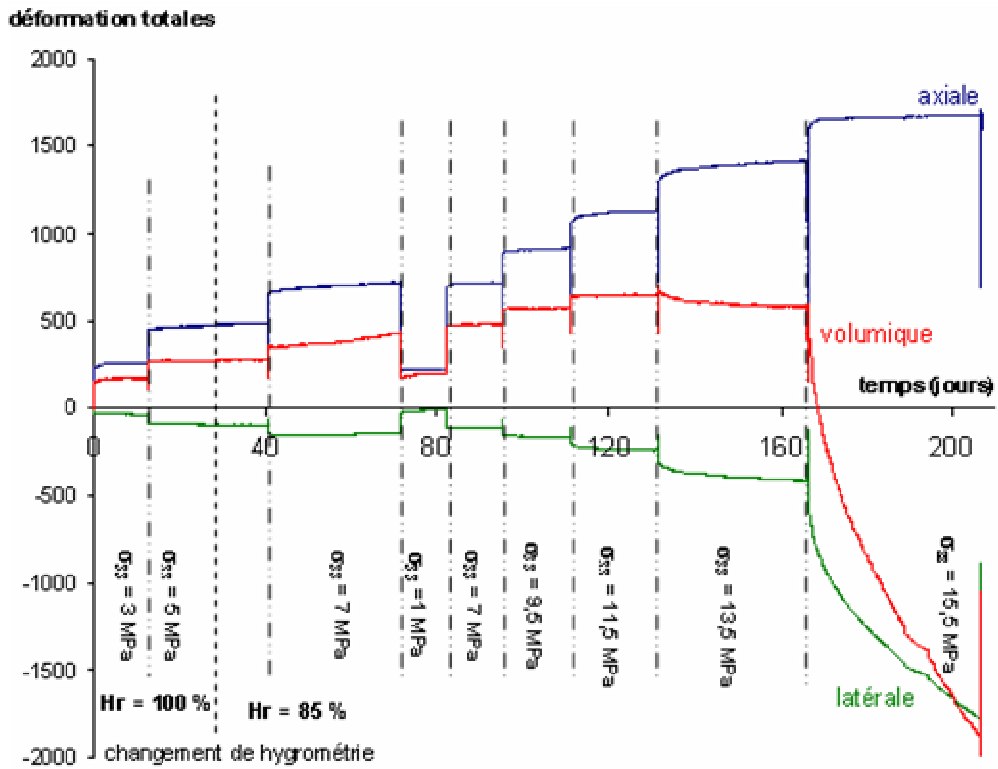


Figure III-26 : Déformations axiales, latérales et volumiques totales en fonction du temps pour le calcaire d'Euville (essai de fluage FIII).

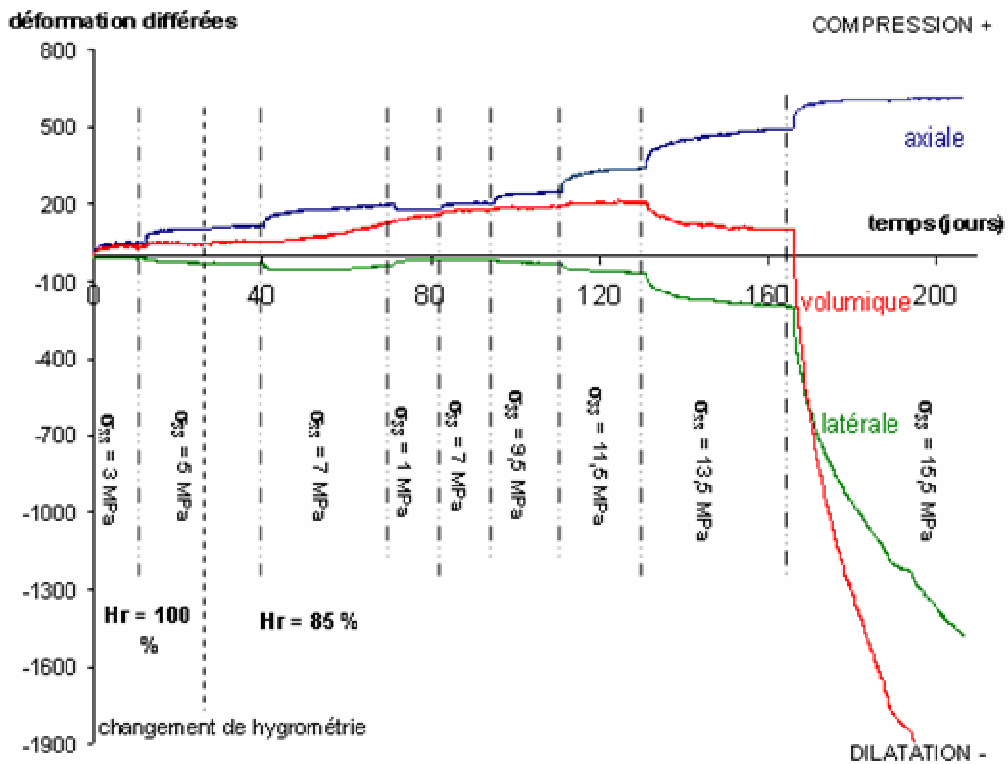


Figure III-27 : Déformations axiales, latérales et volumiques différées en fonction du temps pour le calcaire d'Euville (essai de fluage FIII).

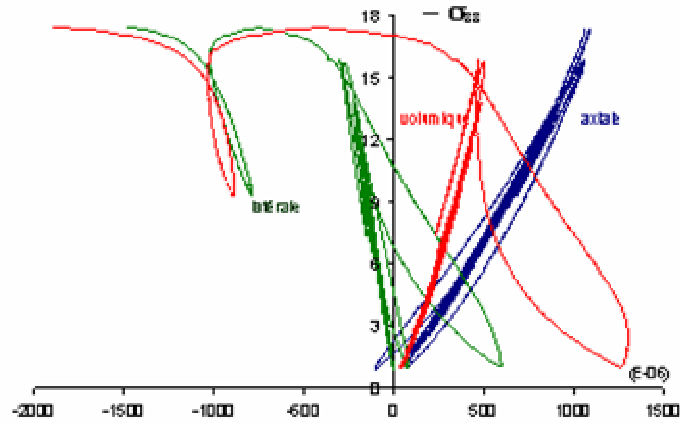


Figure III-28 : Déformations axiales, latérales et volumiques instantanées aux différents paliers de contrainte (essai de fluage FIII).

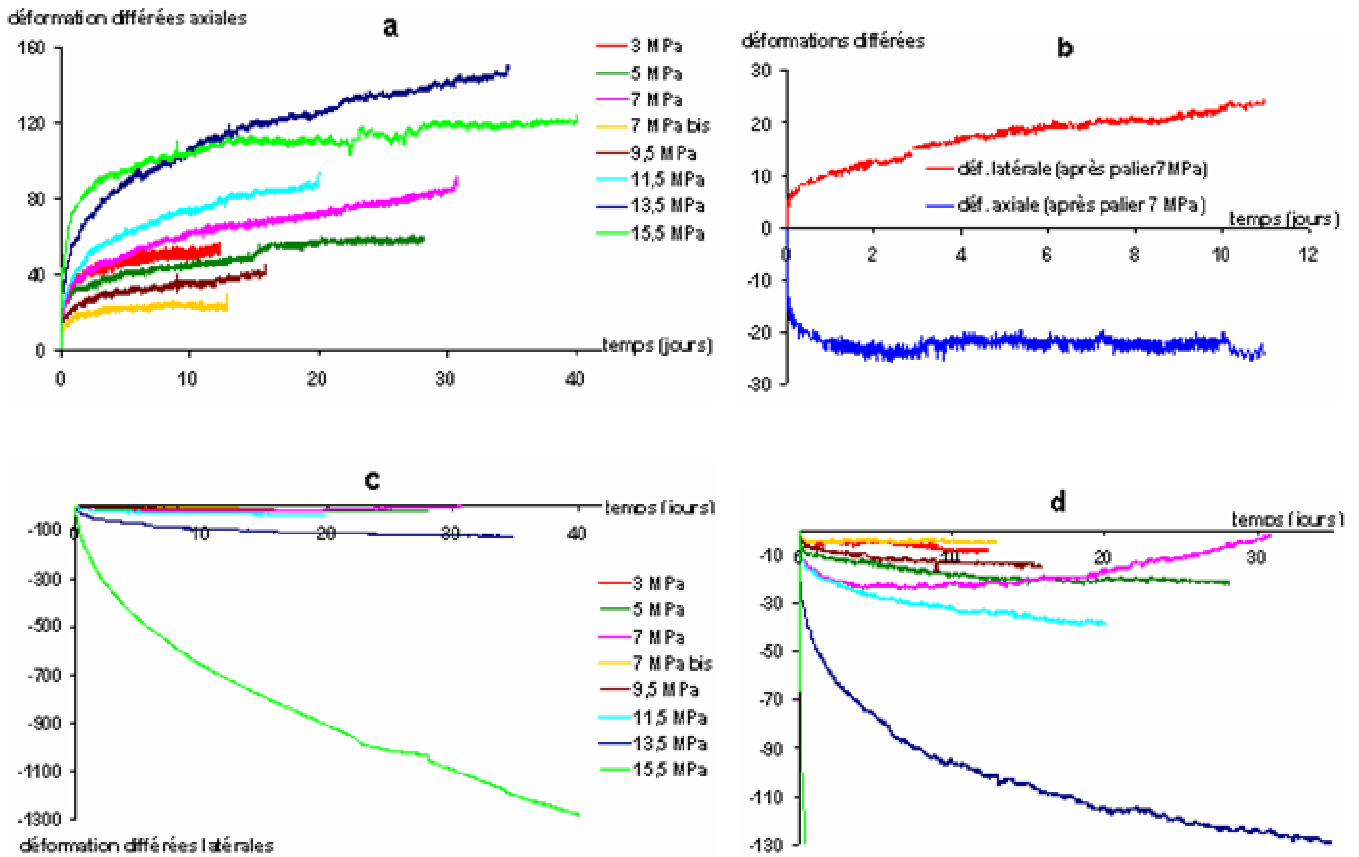


Figure III-29 : Superposition des courbes de déformations (a) axiales différées pour les différents paliers de chargement (b) axiale et latérale pour le palier de déchargement à 1 MPa (c) latérales pour les différents paliers de chargements et (d) agrandissement de (c) (essai de fluage FIII).

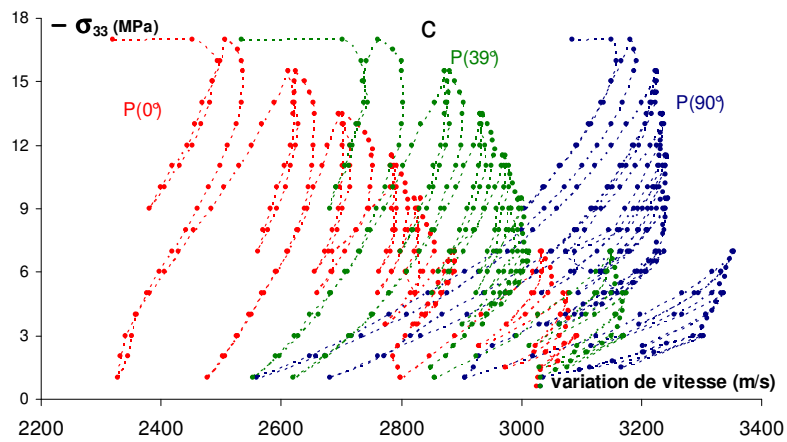
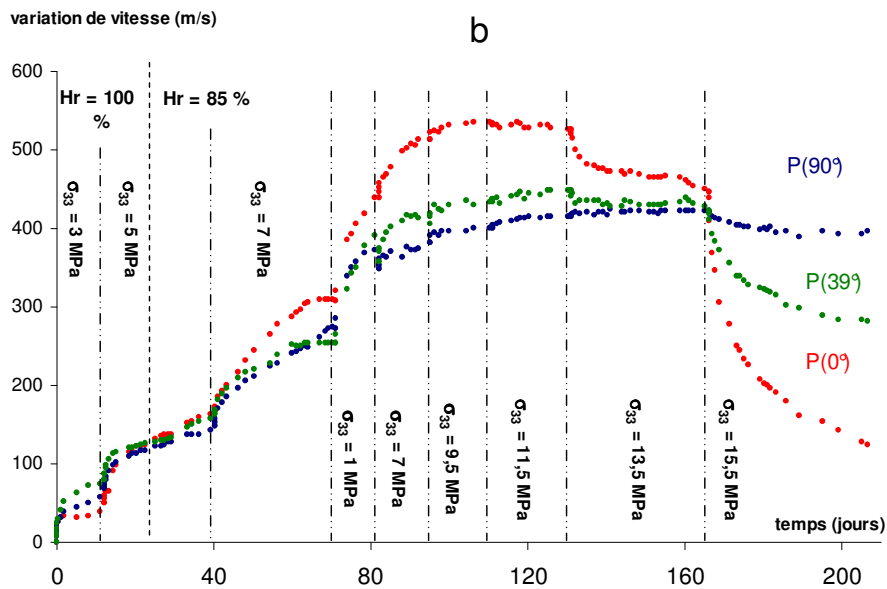
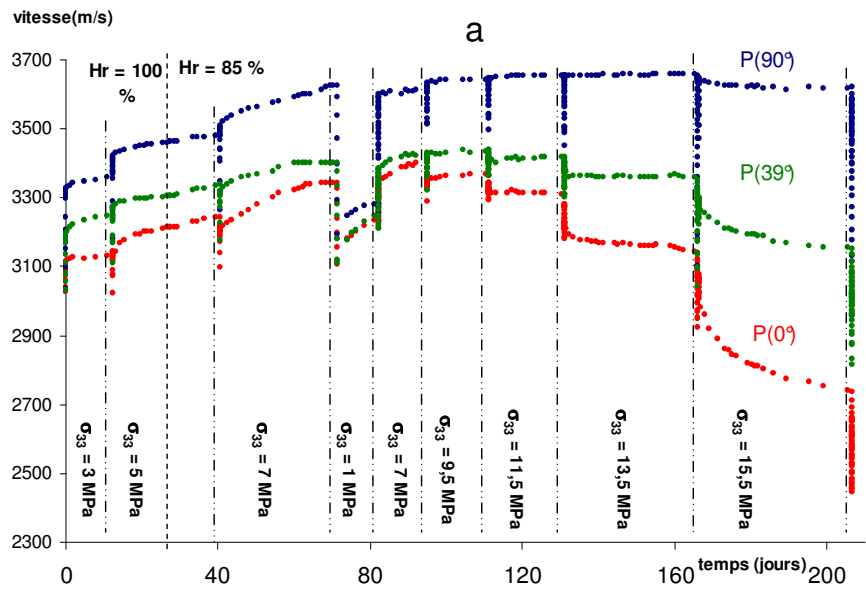


Figure III-30 : Evolution des vitesses des ondes P ultrasonores pendant: (a) le chargement instantané et la phase de fluage (b) la phase de fluage seule (c) juste la partie instantanée en fonction de la contrainte (essai de fluage FIII).

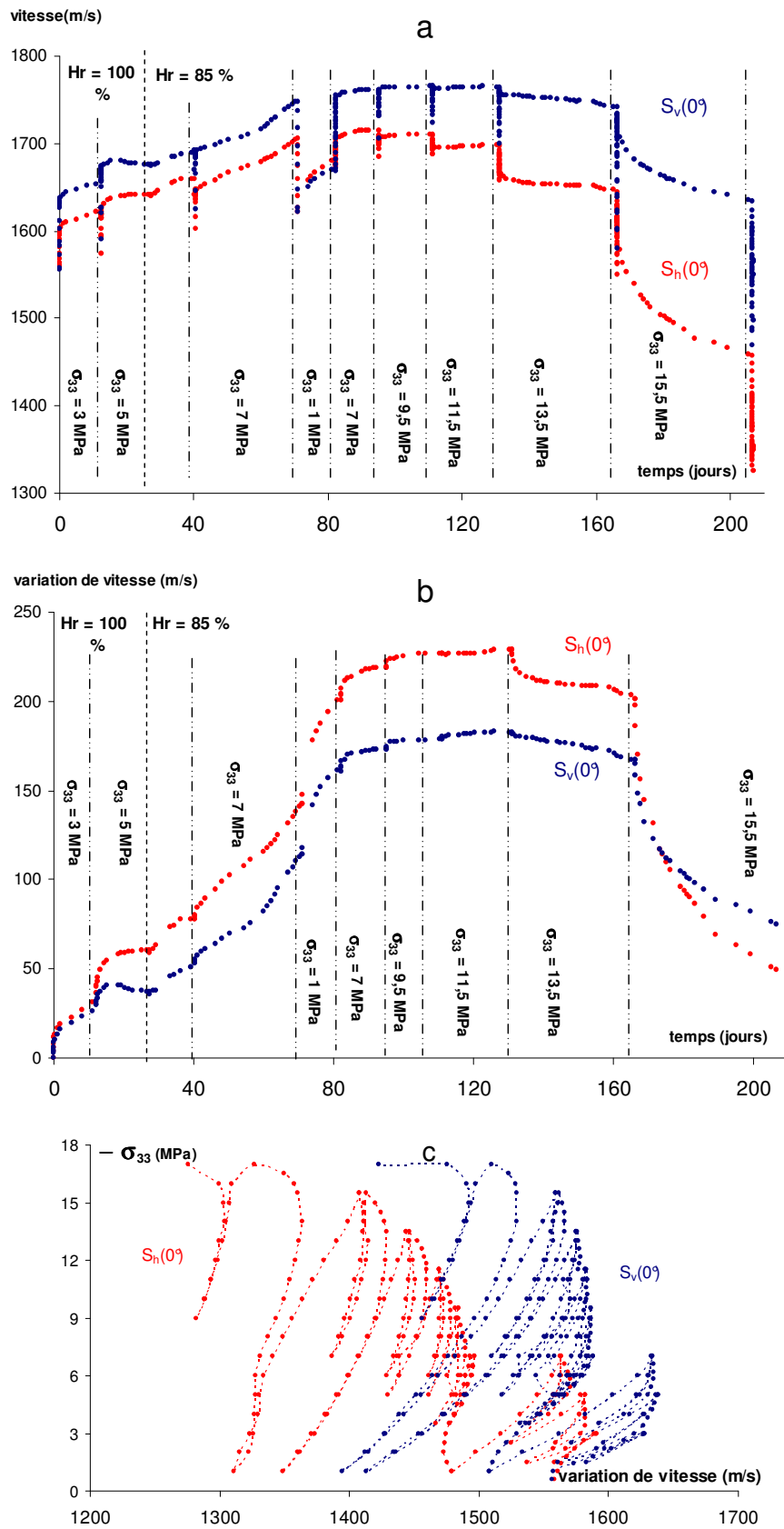


Figure III-31 : Evolution des vitesses des ondes S ultrasonores pendant: (a) le chargement instantané et la phase de fluage (b) la phase de fluage seul (c) juste la partie instantanée en fonction de la contrainte (essai de fluage FIII).

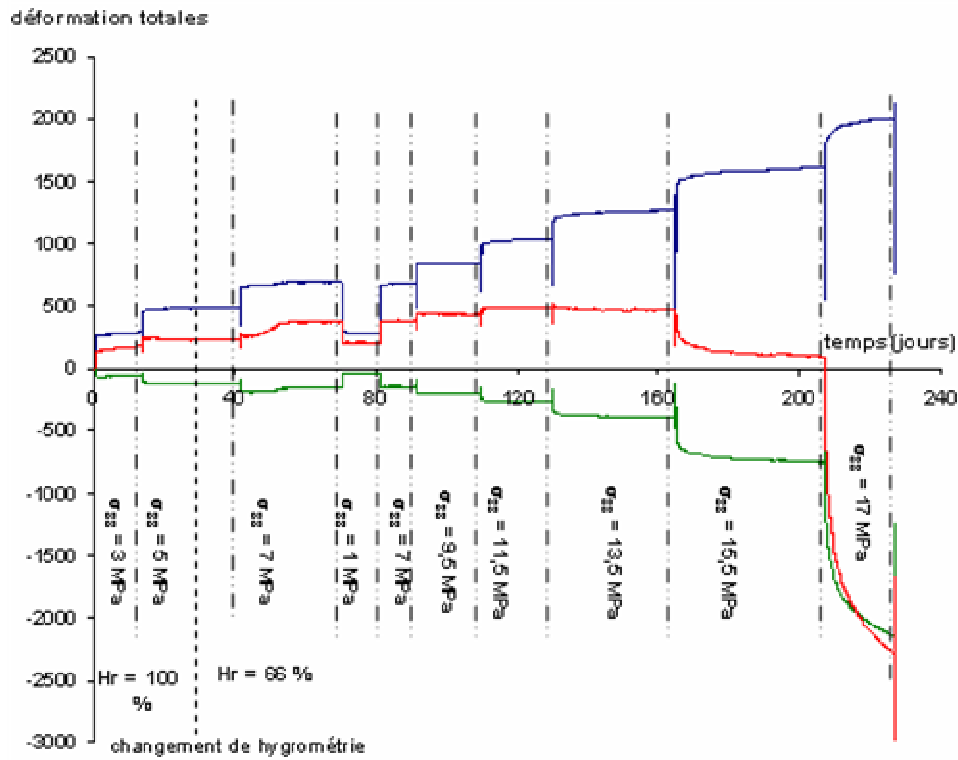


Figure III-32 : Déformations axiales, latérales et volumiques totales en fonction du temps pour le calcaire d'Euville (essai de fluage FV).

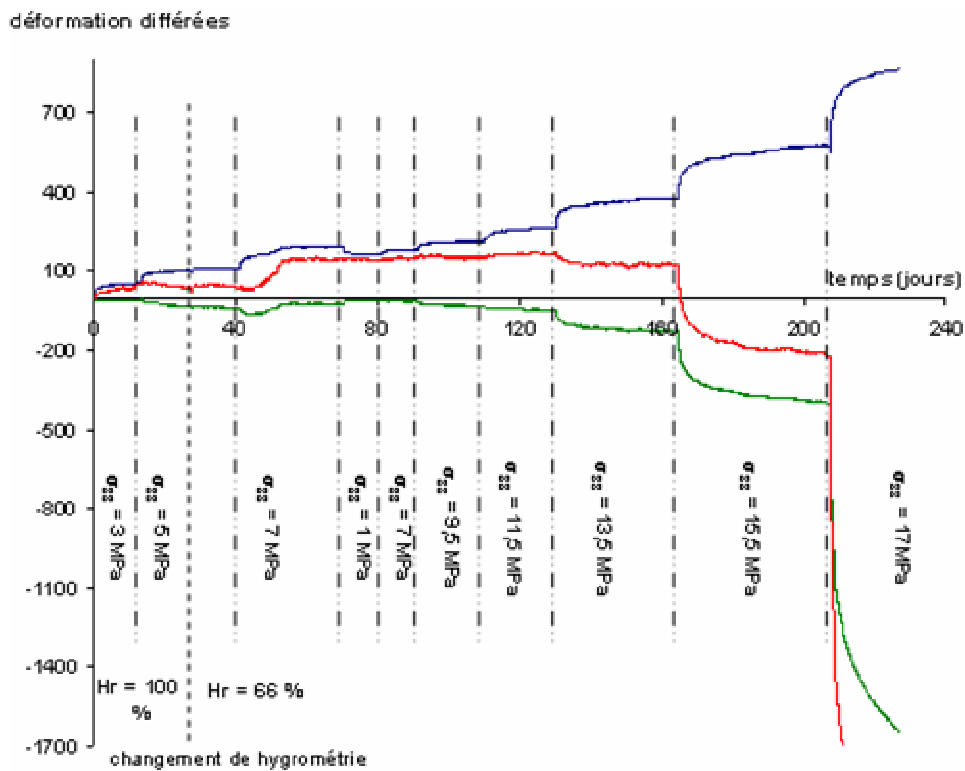


Figure III-33 : Déformations axiales, latérales et volumiques différées en fonction du temps pour le calcaire d'Euville (essai de fluage FV).

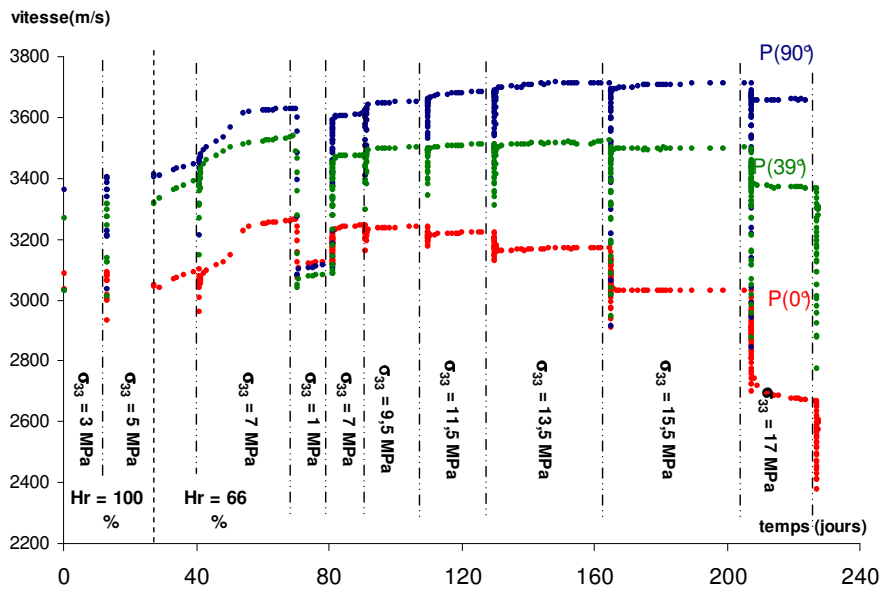


Figure III-34 : Evolution des vitesses des ondes P ultrasonores pendant: (a) le chargement instantané et la phase de fluage (b) juste la phase de fluage (c) juste la partie instantanée en fonction de la contrainte (essai de fluage FV).

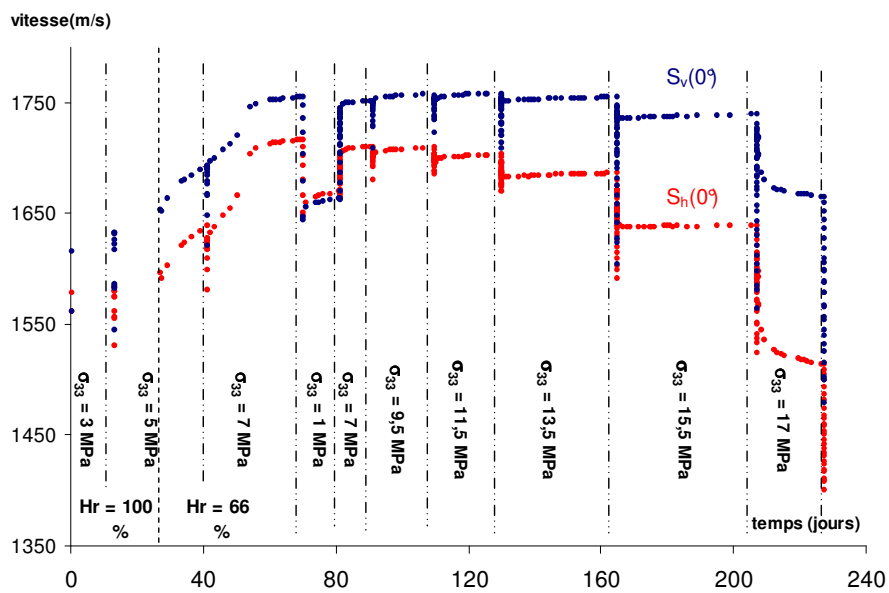


Figure III-35 : Evolution des vitesses des ondes P ultrasonores pendant: (a) le chargement instantané et la phase de fluage (b) juste la phase de fluage (c) juste la partie instantanée en fonction de la contrainte (essai de fluage FV).

III.3.4.2. Modules mécaniques statiques

Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, pour tous les essais de fluage des cycles de déchargement-rechargement ont été réalisés au début et à la fin de chaque palier de contrainte. Ainsi, on peut déterminer deux modules élastiques statiques au début et à la fin de chaque palier.

Les cycles de déchargement ont été effectués soit partielles ou décharge total ($\sigma_{33} = 1\text{MPa}$). Par la suite le module mécanique sécant a été déterminé. La Figure III-36 représente les évolutions des modules de Young, des pentes des déformations latérales et des coefficients de Poisson pour les différents cycles de chargement-déchargement en fonction de la contrainte pour les essais FI, FII, FIII, FVI et FV.

Pour tous les essais, après une légère augmentation au début du chargement, le module de Young est quasiment constant et ne décroît que très légèrement à l'approche du pic. La diminution des pentes des déformations latérales est beaucoup plus importante que celle du module de Young et, enfin, on note une augmentation du coefficient de Poisson ν_{31} avec la contrainte.

On peut séparer cette diminution du module latéral en deux parties.

Une partie de la diminution a lieu pendant le chargement instantané à cause de l'augmentation de la contrainte et ce phénomène se reproduit à chaque cycle de chargement. L'autre partie de la diminution se produit pendant les phases de fluage et surtout pour les trois derniers paliers. Comme on l'a déjà vu précédemment, le module d'Young axial n'est pas influencé par la présence des fissures créées pendant les chargements car il est déterminé à partir des cycles de déchargement-rechargement partiels, donc à des niveaux de contrainte tels que les fissures perpendiculaires à la direction de cette contrainte restent fermées.

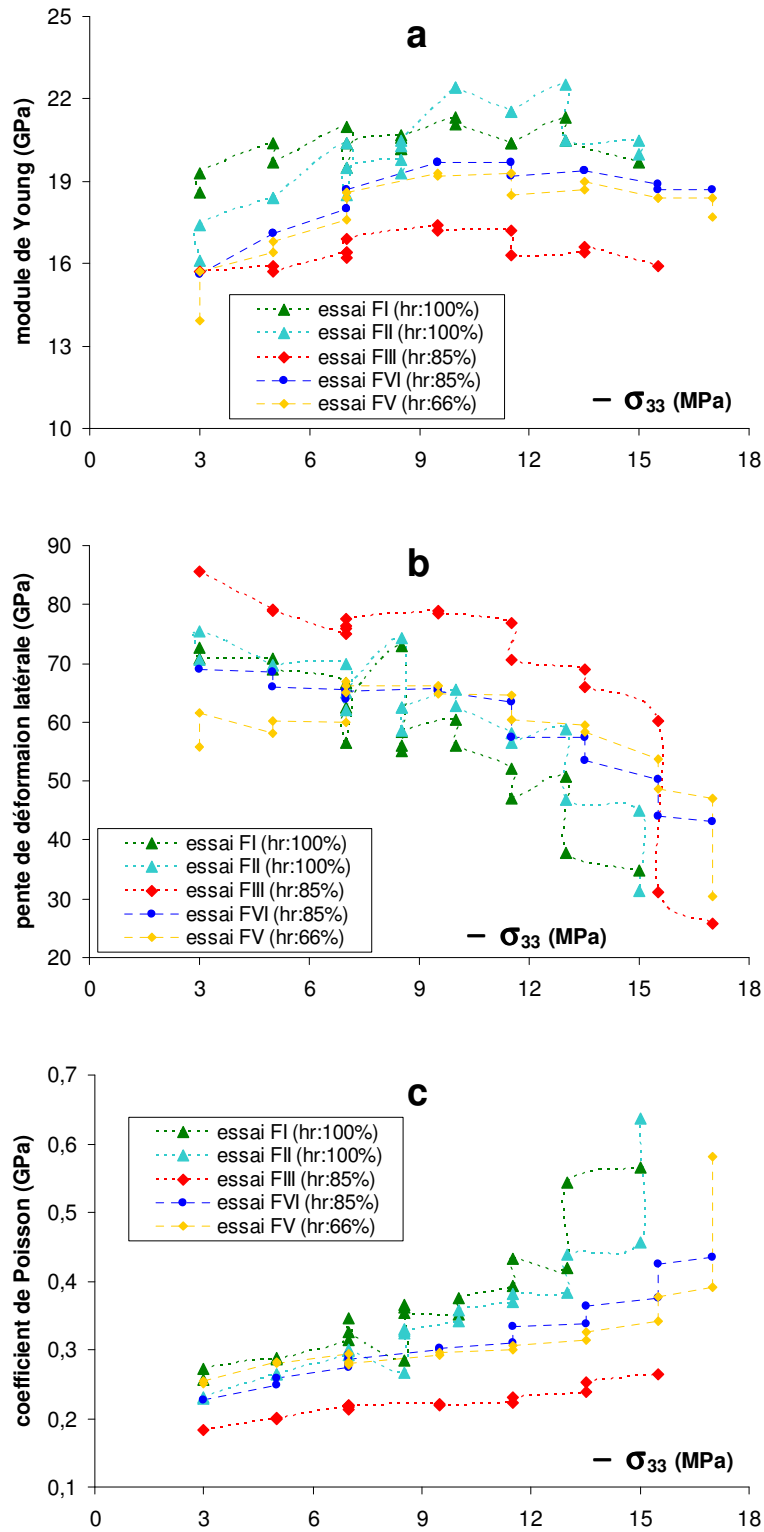


Figure III-36 Courbes d'évolution (a) : des modules de Young axiaux en fonction de la contrainte axiale (b) : des pentes des déformations latérales en fonction de la contrainte axiale (c) : des coefficients de Poisson en fonction de la contrainte axiale.

III.3.4.3. Modules élastiques dynamiques

Les Figure III-37 et Figure III-38 illustrent l'évolution des modules élastiques C_{ij} au cours des essais fluages FI et FIII. L'évolution des composants du tenseur C_{ij} a la même tendance que celle des vitesses correspondantes.

Dans le cas d'essai FI ($h_r=100\%$) nous constatons une augmentation pour tous les modules, bien sur, plus prononcé dans la direction axiale ensuite tous les modules commencent à chuter depuis la fin de troisième palier de chargement pendant le chargement instantané et palier avec la contrainte constante, sauf C_{33} (le module en direction axiale). Par contre pour l'essai FIII avec une hygrométrie plus faible ($h_r=85\%$), on constate la diminution des modules pendant le chargement instantané depuis troisième cycle mais la diminution des modules pendant le palier avec se produit juste pour les deux derniers paliers.

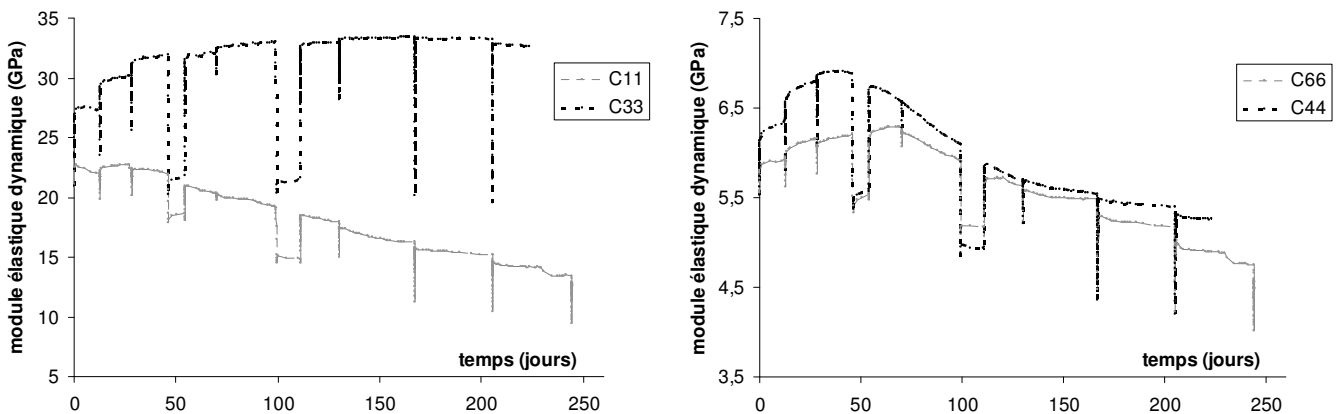


Figure III-37 : Evolution des modules élastiques dynamiques (essai de fluage FI, $h_r=100\%$).

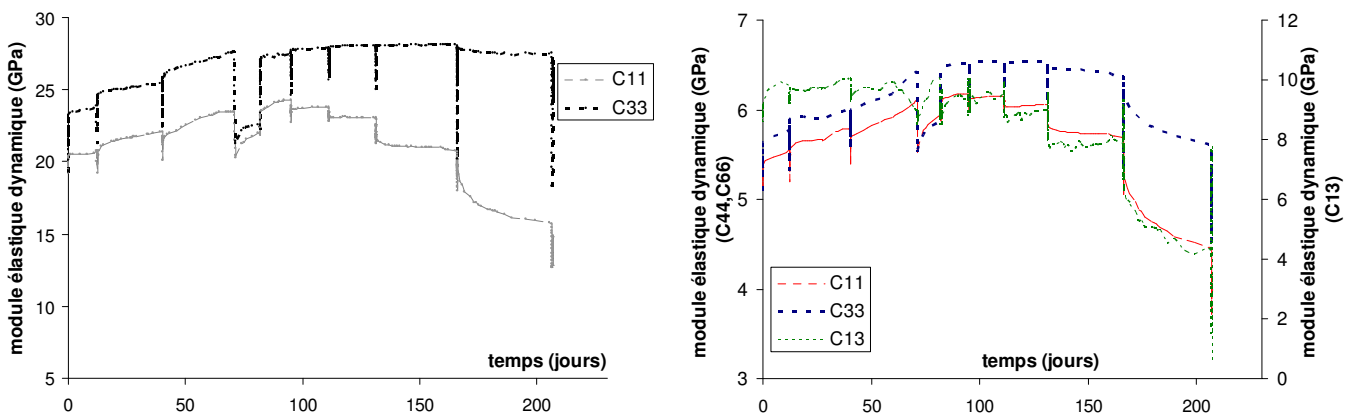


Figure III-38 : Evolution des modules élastiques dynamiques (essai de fluage FIII, $h_r=85\%$).

III.3.5. Effet de l'eau sur le comportement mécanique des roches

La Figure III-39 montre l'ensemble des enveloppes des courbes contrainte-déformations obtenues lors des essais I, II, III, IV (les essais uniaxiaux aux différentes conditions hydriques, III.3.3).

En comparant les courbes de déformation, on peut constater que pour une contrainte donnée, la déformation est plus importante pour l'échantillon à plus forte humidité. En d'autres termes, avec la diminution d'humidité, le comportement du matériau devient de plus en plus fragile.

Les différents seuils des essais uniaxiaux sont présentés dans le Tableau III-1 et la Figure III-40. Il est clair que la résistance à la compression diminue avec l'augmentation d'humidité relative.

Dans le cas de l'échantillon saturé, le matériau a un comportement contractant jusqu'à 9 MPa, ensuite dilatant. Ce seuil de dilatance augmente avec la baisse d'hygrométrie ainsi que le seuil de non-linéarité de la déformation latérale (le seuil d'initiation de la fissuration). Pour l'échantillon sec le seuil de dilatance n'a pas été observé.

Finalement on a représenté les modules d'Young statiques initiaux (déterminés à partir du premier cycle) pour ces différents essais sur la Figure III-40 ; le module augmente légèrement de $h_r = 0\%$ à 66% et ensuite diminue.

Pour ces différents paramètres (contrainte à la rupture, seuil de dilatance, seuil de non-linéarité des déformations latérales, module d'Young axial initial), la variation est très faible entre l'hygrométrie 0% et 66% et la diminution des paramètres mécaniques se produit surtout pour la plus forte hygrométrie (Figure III-40).

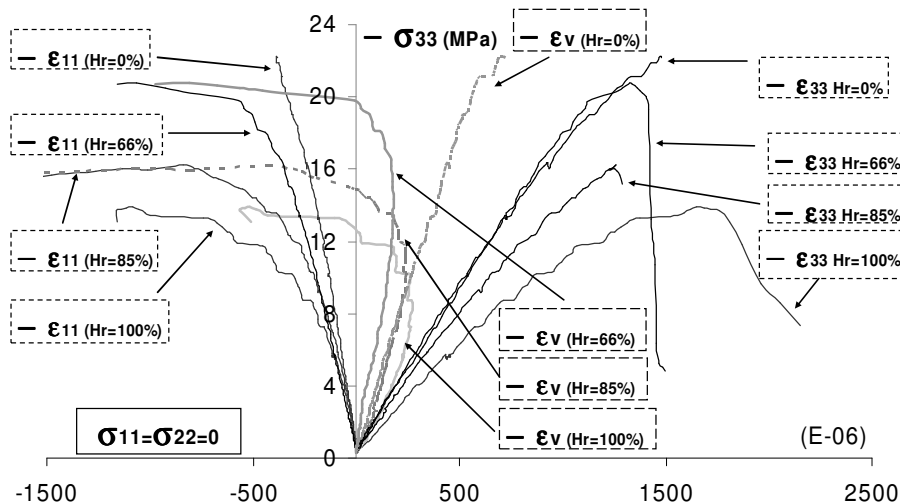


Figure III-39 : Les enveloppes des courbes de déformations axiale, latérale et volumique du calcaire d'Euville (essais uniaxiaux I, II, III et IIII).

Tableau III-1 : Résultats des essais uniaxiaux du calcaire.

Essais uniaxiaux	h_r (%)	Pic (MPa)	Seuils de non-linéarité		
			axial	latéral	dilatance
Essai I	100	14	9	5,5	9
Essai II	85	16,5	9	6,4	11,5
Essai III	66	20,8	18	12	14,5
Essai VI	0	22,2	11	14,5	-

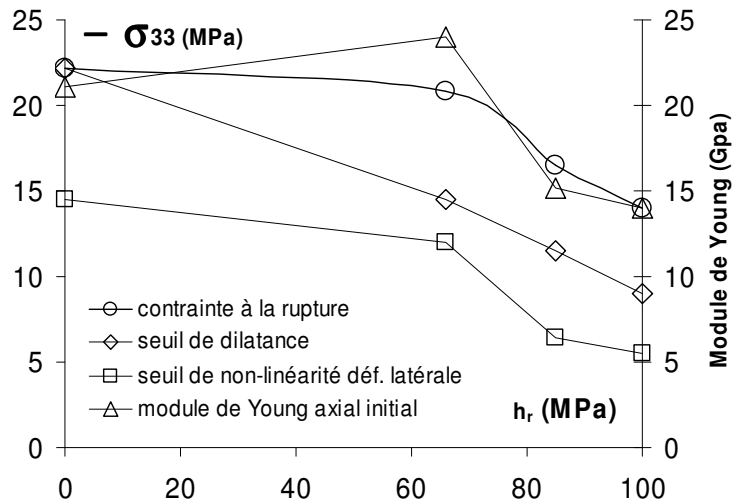


Figure III-40 : Courbes d'évolution du seuil de non-linéarité des déformations latérales, du seuil de dilatance, de la résistance à la rupture et le module de Young initial en fonction d'hygrométrie (essais uniaxiaux I, II, III et IIII).

Dans le cas des essais de fluage, nous constatons les mêmes effets de l'eau que pour les essais uniaxiaux. La diminution de l'hygrométrie évoque une augmentation de la résistance à long terme ainsi qu'une augmentation du seuil de dilatance. Les résultats des différents seuils des essais fluages sont présentés dans le Tableau III-2.

Tableau III-2 : Résultats des essais de fluage uniaxiaux sur le calcaire.

Essais fluages	h _r (%)	Pic (MPa)	Seuils de dilatance (MPa)
Essai I	100	15	7
Essai II	100	16,6	10
Essai III	85	17	11,5
Essai VI	85	17	11,5
Essai V	66	17,4	13,5
Essai IV	66	17,4	-

La Figure III-41 montre, la surface de rupture pour le calcaire d'Euville dans l'espace des invariants de contrainte effective (σ'_m , σ_{eq}), obtenues à partir des essais de compression triaxiale en condition saturé (III.3.2). Les points de rupture pour les essais de compression uniaxiale partiellement saturés (essai I, II, III et IV) (III.3.3) sont également présentés ici.

Les deux premiers invariants du tenseur de contraintes de Cauchy, la contrainte moyenne σ_m et la contrainte de cisaillement (ou la contrainte de Von Mises équivalent) σ_{eq} , elles sont exprimées comme suit:

$$\sigma_m = \frac{\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}}{3} \quad (III-5)$$

$$\sigma_{eq} = \sqrt{\frac{3}{2} s : s} \quad (III-6)$$

$$s = \underline{\underline{\sigma}} - \sigma_m \underline{\underline{1}} \quad (III-7)$$

où s est la contrainte déviatorique.

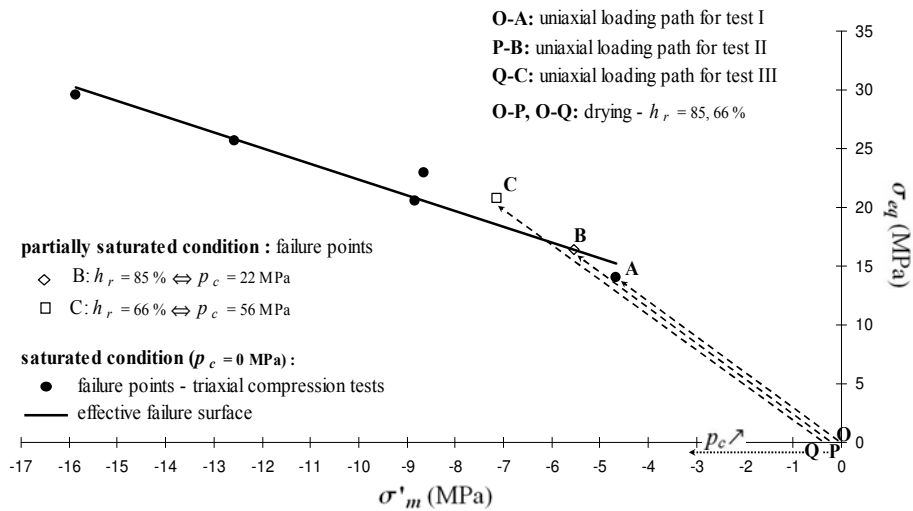


Figure III-41 : Les chemins de chargement dans l'espace des invariants de la contrainte effective et la surface de rupture saturée pour le calcaire d'Euville.

Comme cela a déjà été expliqué dans le premier chapitre (I.5.1) le tenseur de contrainte totale peut se décomposer en un tenseur de contraintes effectives et un tenseur de pression. Dans le cadre de matériau poreux partiellement saturé, le tenseur de la pression fluide σ_p peut être représenté par la fonction π (les équations (I-13), (I-14) et (I-15)) (Coussy, 1995) qui correspond à la pression interstitielle équivalente. Par conséquent, les partitions du tenseur des contraintes élastiques et de la contrainte moyenne pour les milieux poreux déformables (avec le coefficient de Biot b) en condition partiellement saturée peut être écrit comme suit:

$$\underline{\underline{\sigma}} = \underline{\underline{\sigma'}} - \sigma_p \underline{\underline{I}} \quad (\text{III-8})$$

$$\sigma_p = b\pi \quad (\text{III-9})$$

$$\underline{\underline{\sigma'}} = \underline{\underline{\sigma}} + b\pi \underline{\underline{1}} \quad (\text{III-10})$$

$$\sigma'_m = \sigma_m + b\pi \quad (\text{III-11})$$

En condition saturée, la pression d'eau positive (ie, $\pi = p_{lq} > 0$) influe sur la rupture et le mode de déformation des roches poreuses, en fonction de la valeur de la contrainte moyenne effective σ'_m (ou la pression de confinement). D'une manière générale, les roches se déforment comme un matériau ductile à haute contrainte moyenne effective et comme un matériau fragile à faible contrainte moyenne effective. En outre, la résistance est plus grande, quand la contrainte moyenne effective augmente.

En condition partiellement saturée (ie, $\pi < 0$), les forces de capillarité peuvent durcir les roches poreuses. En effet, les forces de capillarité augmentent la fonction π (équation (I-15)) et donc la contrainte effective moyenne σ'_m (équation (III-11)). Dans la Figure III-41, les chemins O-P et O-Q, correspondent à séchage à $h_r = 85\%$ et 66% respectivement (les essais II et III). O-A correspond au chargement uniaxial pour l'échantillon saturé (essai I). Finalement P-B et Q-C, correspondent aux chemins de chargement pour les essais compression uniaxiale partiellement saturés (essai II et essai III).

Un chemin de désorption a été imposé à nos échantillons de calcaire d'Euville, correspondant à un séchage à partir $h_r = 100\%$ vers $h_r = 85\%$ et 66% .

Les 2 valeurs correspondantes de la fonction π (déterminé à partir d'isothermes d'adsorption d'eau (II.3.2) selon l'équation (I-15) sont: 0, -0,1 MPa et -0,26 MPa. Ces valeurs obtenues de fonction π pour le calcaire d'Euville, qui est une roche macro-poreuse, ne sont pas significatives par rapport à ceux obtenus pour les autres types des roches avec beaucoup plus de petits pores, par exemple, le minerai de fer (Grgic et al., 2005) ou l'argilite (Grgic et al., 2006).

En effet, dans la partie (II.3.2), nous avons observés que la courbe d'adsorption du calcaire d'Euville est très plate dans l'intervalle $0 \% < h_r < 97 \%$. Le matériau adsorbe de l'eau à partir de $h_r = 97 \%$ et la prise de masse est très lente. Par conséquent la fonction π calculé est très faible pour notre calcaire d'Euville.

Etant donné que l'augmentation de la fonction π n'est pas significative en raison de la grande taille des pores, le durcissement du calcaire d'Euville ne peut pas être expliqué par couplage hydro-mécanique. Ceci est illustré dans la Figure III-41, les seuils de rupture pour les échantillons partiellement saturés sont au-dessus de la surface de rupture effective du matériau saturé. Par conséquent, d'autres phénomènes sont aussi impliqués dans ce durcissement.

Comme cela a déjà été expliqué (I.5.2), des effets physico-chimiques comme la dissolution intergranulaire sous contrainte (IPS) et les effets Rehbinder peuvent jouer un rôle très important sur le comportement mécanique du calcaire d'Euville.

L'effet Rehbinder (Rehbinder et Lichtman, 1957) implique des réactions physico-chimiques complexes entre la roche et l'eau ou vapeur d'eau de l'environnement d'essai et sont plus difficiles à interpréter que les effets hydro-mécaniques (Lajtai et al., 1987).

Ces effets (par exemple, augmentation de la résistance avec diminution de la teneur en eau) ont été observés dans les études passées sur des monocristaux (Rehbinder et Lichtman, 1957) et sur des roches poreuses (Colback et Wiid, 1965; West, 1994; Lajtai et al., 1987 ; Grgic et al., 2005; Shakoor et Barefield, 2009).

De manière générale, l'effet Rehbinder, du à la réduction de l'énergie de surface de différents types d'interfaces (par exemple, les pores, défaut, micro-fissure) par l'eau adsorbée, favorise la propagation de ces interfaces, si la contrainte est assez élevée.

Le taux de réactions physico-chimiques dans les roches comme le granit est probablement trop lent pour être efficace sur une durée de temps assez courte, d'ordre de quelques heurs, la durée d'un essai de compression uniaxiale (Lajtai et al., 1987). Par conséquent, pour ce type de roches de faible porosité, les effets physico-chimiques sont souvent faibles par rapport à l'effet hydro-mécanique.

Toutefois, comme cela a été remarqué par Rutter (1972), l'effet de l'eau sur l'affaiblissement des géomatériaux grâce à une action aux contacts de grains est susceptible d'être plus grand dans des roches de haute porosité et de petite taille de grains (comme le calcaire Euville) pour lesquelles une large surface est exposée au fluide.

Rutter (1974) a également suggéré que, selon les données expérimentales obtenues sur un calcaire à petits grains, les effets Rehbinder sont beaucoup plus importants à des températures basses pour lesquelles ces effets ne sont pas rendus invisibles par la mobilité croissante des défauts ponctuels.

Par conséquent, dans nos expériences sur le calcaire d'Euville réalisées à température ambiante, les effets Rehbinder sont probablement d'une grande importance. Ils peuvent expliquer le radoucissement (augmentation de la ductilité et la diminution de la résistance) du matériau en fonction de l'augmentation de l'humidité relative. Ceci est dû à l'augmentation de la mobilité des dislocations (Rutter, 1974) sur la surface du cristal de calcite, même à température ambiante comme cela a déjà été démontré par Grgic et Amitrano (2009) sur une autre roche carbonatée (minerai de fer), et à l'accélération de la propagation des surfaces des pores aplatis et des micro-fissures.

Un autre mécanisme physico-chimique, qui influe sur les caractéristiques de déformation et de rupture macroscopiques des roches poreuses, est la dissolution intergranulaire sous contrainte (IPS : Intergranular Pressure Solution). Ce mécanisme est expliqué dans le chapitre I. L'IPS est un processus qui se produit au niveau des contacts de grains où on a une concentration de la contrainte déviatorique. Ce mécanisme consiste en la dissolution puis au transport des solutés par diffusion via le fluide interstitiel (Spiers et Schutjens, 1990; Lehner, 1990). Par conséquent, la surface de contact effective entre les grains diminue, ce qui affecte la réponse mécanique du matériau. Ce mécanisme physico-chimique, qui se produit sous chargement déviatorique, est souvent évoqué pour expliquer le comportement différé de certaines roches.

L'IPS est un mécanisme bien connu qui est d'une grande importance dans les roches carbonatées comme le calcaire (Renard et al., 2005; Le Guen et al., 2007) ou de la craie (Pietruszak et al., 2006) en raison de la forte solubilité de la calcite dans l'eau carbonatée.

III.3.6. Résultats des essais uniaxiaux avec écoute des émissions acoustiques

Nous présentons ici les données acoustiques acquises au cours d'un essai uniaxial sur un échantillon du calcaire d'Euville, ainsi que les données mécaniques (contrainte-déformations) correspondantes. L'essai uniaxial a été réalisé sur une éprouvette cylindrique de 50 mm de diamètre et d'élancement 2.

III.3.6.1. Mode d'acquisition

Un réseau de 8 capteurs a été établi afin de réaliser des mesures de l'activité acoustique et de permettre la localisation des événements (Figure III-42). Ces capteurs sont répartis sur la surface de l'échantillon de manière à avoir une couverture équilibrée du volume. Un seuil de déclenchement de 40 dB est fixé pour tous les capteurs. Les 8 capteurs sont synchronisés, c'est-à-dire que si un signal dépasse ce seuil dans un des ces 8 capteurs, les autres capteurs sont automatiquement déclenchés et enregistrent les signaux correspondants à cet événement. Les 8 signaux synchronisés sont enregistrés dans un fichier comme un événement. La Figure III-42 présente les 8 signaux d'un événement enregistré pendant un essai de compression uniaxiale pour un échantillon de calcaire d'Euville.

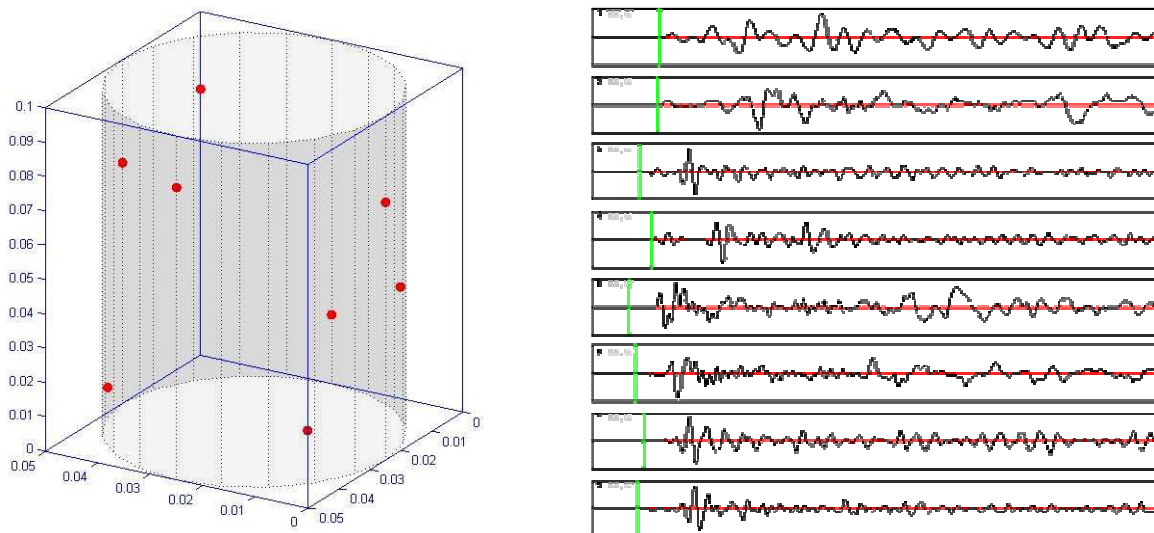


Figure III-42 : schéma des capteurs collés autour d'un échantillon et formes d'onde enregistrées par les 8 capteurs au cours de l'essai de compression uniaxiale sur le calcaire d'Euville.

III.3.6.2. Activité acoustique et analyse énergétique

Comme cela a déjà été expliqué dans le premier chapitre, l'activité acoustique est quantifiée par le nombre d'événements acoustiques (EA) enregistrés et identifiés au cours d'un essai mécanique. La Figure III-43-c présente le nombre cumulé d'EA enregistré en fonction du temps ainsi que la variation de la contrainte au cours de l'essai. Au total, 4521 événements ont été enregistrés et clairement identifiés durant l'essai.

Nous observons une activité acoustique même au début du chargement, pendant le premier cycle qui correspond à la phase de fermeture des fissures. L'émission acoustique enregistrée au cours de cette phase est généralement attribuée au frottement sur les fissures préexistantes fermées et au contact des grains (Lockner, 1993). L'activité acoustique lors de cette phase est d'autant plus forte que la porosité est plus importante Scholz (1968).

Selon Scholz (1968), l'émission acoustique est très peu active dans la phase de comportement élastique linéaire. Cependant, dans notre cas, l'activité acoustique est présente même dans cette phase élastique et elle est d'autant plus élevée que la contrainte augmente. En d'autres termes, la phase de la fissuration commence tout de suite après la phase de fermeture des fissures. Comme nous l'avons déjà observé à partir des mesures des vitesses, le seuil de l'endommagement est assez faible pour le calcaire d'Euville. Par conséquent, on peut même considérer une phase de compétition entre la fermeture des fissures pré-existantes et l'ouverture de nouvelles fissures.

Après une évolution quasi-linéaire du nombre d'événements pendant la phase de la propagation stable des fissures, ce nombre augmente très rapidement dans la phase de propagation non stable près du pic et la plupart des événements (2900 événements, 64% des événements totales enregistrés) se produisent après le pic de contrainte.

L'observation détaillée de l'activité acoustique durant les cycles de chargement- relaxation-déchargement illustrée par la Figure III-43-c montre que les phases de relaxation et de déchargement sont asismiques.

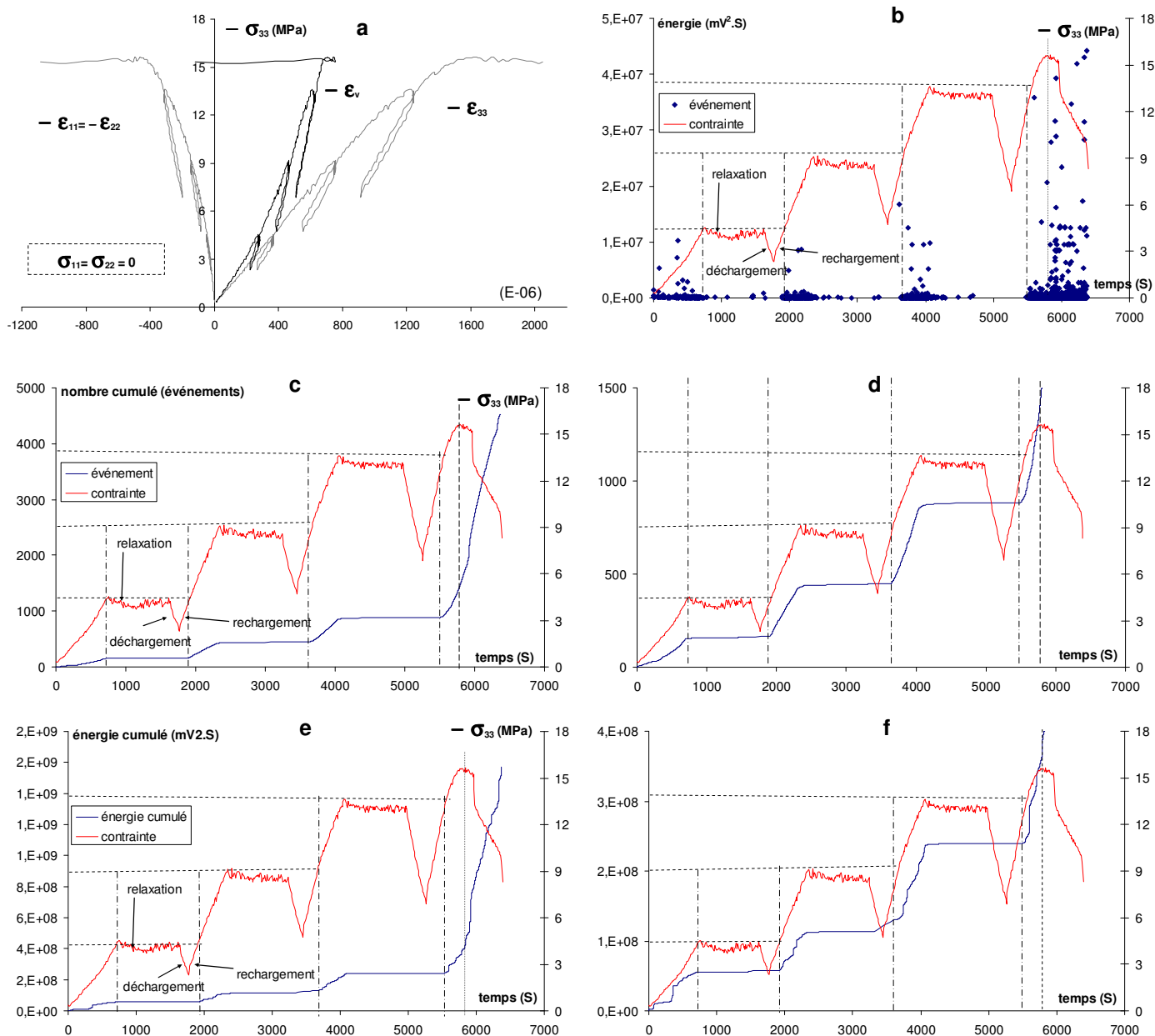


Figure III-43 : (a) courbes contrainte-déformations, (b) énergie des événements en fonction de temps, (c) évolution de nombre cumulé d'EA en fonction du temps, (d) agrandissement de (c), (e) évolution de l'énergie cumulée des événements et (f) agrandissement de (e).

L'activité ne reprend que lorsque, au cours du rechargement suivant ces deux phases (relaxation, déchargement), la contrainte atteint la valeur maximale de la phase de chargement précédente. Ce comportement acoustique est bien connu ; il s'agit de l'effet Kaiser (Holcomb, 1993). Il faut ajouter que l'effet Kaiser lors du dernier cycle de déchargement-rechargement ne se produit pas clairement. En effet, si l'activité acoustique apparaît nulle durant les phases de relaxation et déchargement, elle recommence un peu avant que la contrainte atteigne la contrainte maximale du cycle précédent. Ces résultats sont semblables aux résultats observés par Heap et al. (2009) dans le cas d'un basalte. Ces auteurs expliquent cette constatation de la manière suivante : lors d'un essai cyclique à court terme, l'échantillon n'a pas été retenu sous la contrainte maximale constant pour chaque cycle et donc les fissures n'avaient pas assez

du temps de se stabiliser à ce niveau de la contrainte. Par conséquent, la fissuration subcritique continue au début du déchargement et recommence avant que la contrainte atteigne la valeur maximale de la phase de chargement précédente.

Une autre manière d'observer l'activité acoustique est d'étudier l'énergie des événements. Dans la Figure III-43-e nous avons représenté l'énergie des événements ainsi que la contrainte. Nous constatons des événements assez énergétiques durant la phase de serrage. Ensuite, l'énergie des événements est relativement faible lors du deuxième cycle de chargement. Un peu avant le seuil de dilataance, des événements forts (énergie élevée) ont été enregistrés.

D'autres événements très énergétiques se produisent également avant le pic de contrainte et surtout juste après le pic. Comme nous l'avons déjà expliqué dans le premier chapitre l'énergie peut être une mesure de la taille d'un événement.

Nous avons choisi de caractériser la taille d'un événement par l'énergie du signal correspondant. Nous analyserons donc les distributions d'énergie des événements d'EA plutôt que celles de l'amplitude maximale, mesure de la taille qualifiée de trop ponctuelle. La loi puissance adoptée s'écrit alors :

$$\text{Log}(N) = a - b \cdot \text{Log}(E_s) \quad (\text{III-12})$$

Où N est le nombre d'événements dont l'énergie du signal est supérieure ou égale à E_s , c et b sont des constantes, et E_s est l'énergie du signal. Nous effectuerons un ajustement par une droite des moindres carrés en coordonnées logarithmiques de la distribution des énergies moyennes, b étant la pente de la droite.

Nous avons vu que la baisse de l'exposant b , avant le pic de contrainte, est un fait vérifié dans de nombreuses études expérimentales. Afin d'observer cette évolution pour notre essai, nous avons calculé d'abord ce paramètre pour des fenêtres successives de 200 événements (Figure III-44-a). En effet, d'après Pickering et al. (1995), c'est une taille d'échantillon qui permet d'obtenir b avec une erreur de l'ordre de 0,1. Le calage avec les données mécanique (σ , temps) est fait en fonction du temps à l'enregistrement des signaux.

La Figure III-44-b présente l'évolution de b , au cours d'un essai de compression : la valeur de b a été calculé pour différentes phase de l'essai (le seuil de chaque phase est représenté par les traits pointillés verticaux).

Nous observons une très légère augmentation pendant le passage de la première phase (phase de fermeture) à la deuxième phase (phase linéaire) qui signifie une diminution de la taille des événements enregistrés.

Nous observons, par la suite, que l'exposant b commence à diminuer pendant la troisième phase et finalement ce dernier décroît fortement pendant la phase pré-pic et la phase qui suit juste après le pic. Au cours de la dernière phase, la valeur de l'exposant b fluctue fortement autour d'une valeur supérieure de la valeur minimum (Figure III-44-b). C'est un résultat classique qui a été observé par de nombreux auteurs.

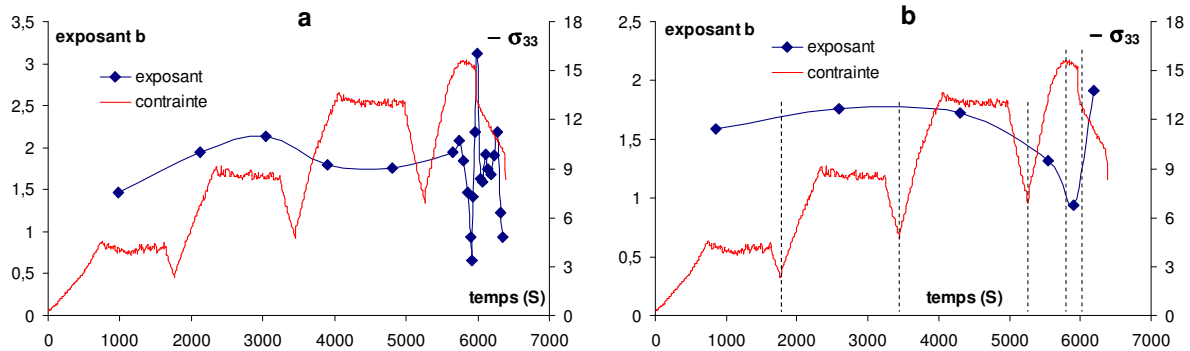


Figure III-44 : Evolution de l'exposant b au cours d'un essai de compression uniaxiale sur le calcaire d'Euville. Chaque valeur de b a été calculée pour (a) : une fenêtre de 200 événements successifs (b) : les différentes phases indiquées par les barres verticales.

III.3.6.3. Localisation des évènements acoustiques

La détermination de la position des sources acoustiques est également importante pour comprendre les mécanismes de l'endommagement des roches. La localisation des évènements nous permettra de répondre à la question sur le mode de développement des fissures en fonction de la contrainte dans le matériau. Comme nous l'avons déjà expliqué précédemment (I.3.5), certains auteurs suggèrent que l'évolution des fissures est principalement le résultat de la création de nouvelles fissures (nucléation de fissures), plutôt que le résultat de la propagation des fissures préexistantes. Une manière possible de vérifier cette hypothèse est de suivre l'évolution de la position des sources pendant le chargement mécanique par la localisation des émissions acoustiques.

La localisation nécessite de connaître le temps d'arrivée des ondes P et/ou S ainsi que la vitesse de propagation de ces ondes. Dans le cas d'un essai uniaxial réalisé sur le calcaire d'Euville, après pointage manuel des signaux, on a déterminé les positions des ces évènements en passant par un outil de localisation. Le principe de cet outil est simple ; en fixant la vitesse de propagation des ondes du début à la fin de l'essai et en mesurant la différence de temps d'arrivée de l'évènement entre chaque capteur de position connue, il estime la meilleure position de la source pour chaque évènement. Il faut noter que pour déterminer correctement la position de chaque évènement dans un volume on a besoin au minimum de cinq temps d'arrivée (donc 5 capteurs) par évènement. Dans le cas de l'essai uniaxial sur le calcaire d'Euville, parmi les 4521 évènements enregistrés pendant l'essai, on a pu faire le pointage sur plus de cinq capteurs sur près de 600 évènements.

Le résultat de la localisation pour ces évènements dans l'espace 3D et trois plans 2D perpendiculaires sont représentés respectivement sur les Figure III-45 et Figure III-46. La localisation des EA représentée dans les différents plans est distribuée de façon plutôt diffuse, leur distribution spatiale est volumique. En d'autres termes, les hypocentres des évènements enregistrés lors de notre essai ne se localisent pas sur une ou plusieurs surfaces de rupture (i.e., la distribution des évènements n'est pas planaire), tel qu'on peut le constater sur l'échantillon à la fin de l'essai. Ces résultats sont semblables aux résultats observés par Jouniaux et al. (2001) dans le cas d'un granite sain.

Plusieurs explications sont possibles pour cette constatation. D'abord, il faut noter que parmi ces 600 évènements pointés et localisés, 500 ont été enregistrés dans la phase pré-pic au cours

de laquelle les surfaces de rupture ne se sont pas encore formées. Après le pic, malgré le grand nombre d'événements enregistrés (2900 événements), nous n'avons pu faire le pointage que pour 100 événements. Bien que l'énergie moyenne des évènements soit assez forte, la majorité de ces événements a été enregistrée par moins de cinq capteurs du fait d'une augmentation de l'atténuation du milieu fissuré. Cependant cette distribution diffuse des événements (83 % étant enregistrés avant le pic) peut être due à un endommagement par décohésion des grains dans l'échantillon se produisant de manière aléatoire.

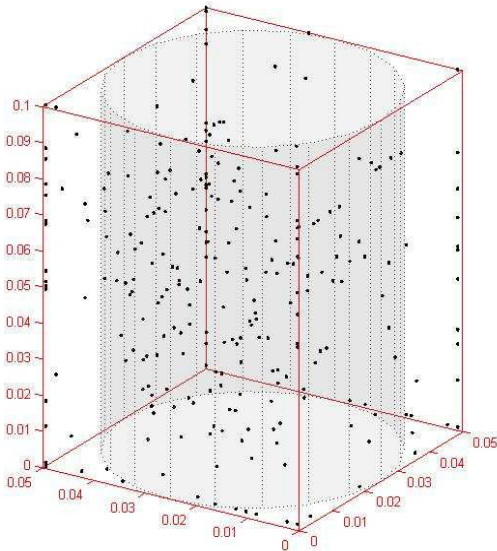


Figure III-45 : Localisation des hypocentres des événements acoustiques au cours d'un essai de compression uniaxiale sur le calcaire d'Euville.

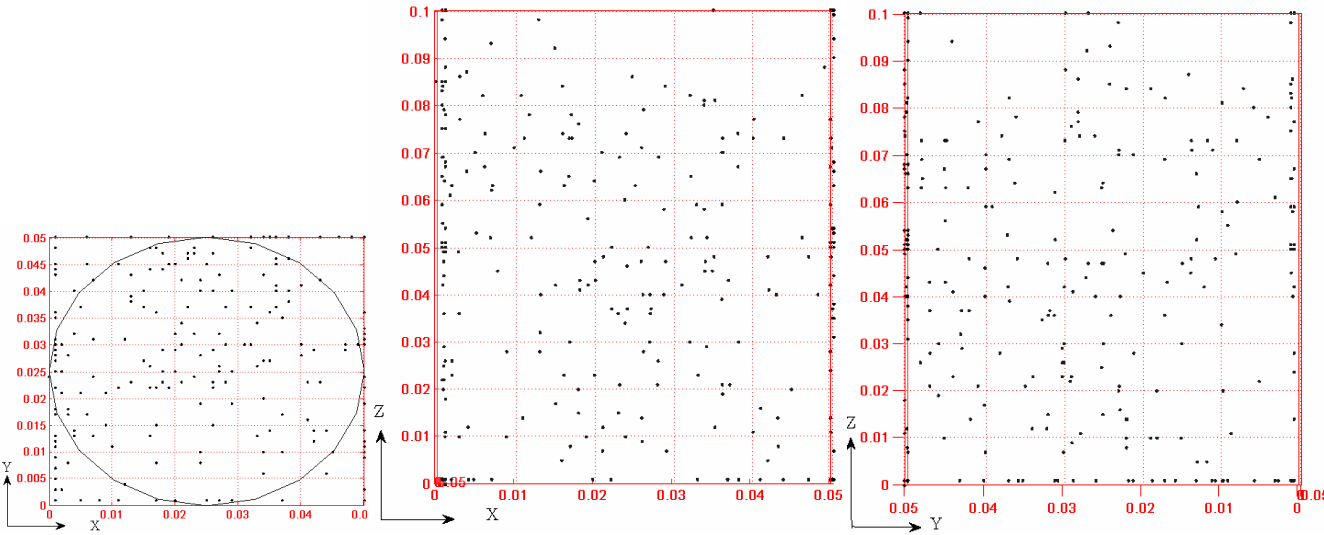


Figure III-46 : Localisation des hypocentres des événements acoustiques au cours d'un essai de compression uniaxiale sur le calcaire d'Euville dans différents plans.

Finalement, il faut ajouter que l'on peut améliorer la précision de la localisation par augmentation du nombre de capteurs (8 capteurs dans notre cas) et aussi par l'introduction de la variation des vitesses des ondes pendant l'essai dans l'outil de localisation. Dans la partie précédente, on a montré que pendant le chargement mécanique d'un échantillon on a une anisotropie et une variation induites des vitesses en différentes directions très importantes. Ceci montre que la considération d'une seule vitesse constante pendant le chargement n'est pas réaliste et il faudrait prendre en compte l'anisotropie et la variation des vitesses pendant le chargement.

III.4. Conclusion

Dans ce chapitre on a étudié le comportement mécanique à court et long terme du calcaire d'Euville par différents types d'essais de laboratoire.

La réponse obtenue lors d'un essai hydrostatique indique une isotropie mécanique de l'échantillon du calcaire avec une porosité de fissure préexistante très faible en comparant avec la porosité totale déterminée pour ce matériau.

Les résultats des essais triaxiaux montrent un comportement fortement dépendant de la contrainte de confinement pour le calcaire d'Euville. En effet, on observe une transition classique fragile-ductile en fonction du confinement. On constate une augmentation des modules axiaux et latéraux en fonction du confinement. Ce phénomène se rencontre souvent avec les roches très poreuses comme le calcaire d'Euville; il est à mettre en relation avec le serrage des pores par la pression de confinement ce qui induit un « rigidification » du matériau.

Les propriétés élastiques anisotropes du calcaire oolithique d'Euville ont été déterminées au moyen de mesures des vitesses de propagation des ondes ultrasonores élastiques. La variation des vitesses montre que la création des fissures au cours du chargement est aléatoire et isotrope, sauf que les fissures qui ont été créés dans la direction perpendiculaire à l'axe de la contrainte restent fermées pendant le chargement et ne s'ouvrent que pendant le déchargement.

Les émissions acoustiques enregistrées au cours d'un essai uniaxial sont distribuées spatialement de façon plutôt diffuse dans le volume de l'échantillon. Cette distribution diffuse des événements acoustiques (localisation) et la distribution isotrope des fissures (détectée par l'évolution des vitesses) peut être due à un endommagement par décohésion des grains dans l'échantillon.

Une influence assez importante de l'hygrométrie sur le comportement mécanique de la roche à court et long terme (augmentation de la résistance et du seuil de dilatance à court et long terme) a été mise en évidence pour le calcaire d'Euville. En raison de la grande taille des pores, le durcissement du calcaire d'Euville ne peut pas être expliqué par le couplage hydro-mécanique. En effet, le rôle des effets physico-chimiques, comme la dissolution intergranulaire sous contrainte (IPS : Intergranular Pressure Solution) et les effets Rehbinder, sur le comportement mécanique, surtout à long terme, doit être prépondérant.

Chapitre IV

IV. Modélisation du comportement à court et à long terme du calcaire d'Euville

Nous nous intéressons ici à la modélisation du comportement du calcaire d'Euville pour lequel les résultats des essais de caractérisation expérimentale ont été exposés et discutés dans le chapitre précédent. Ces données ont mis en évidence une forte évolution des modules élastiques en cours de chargement et une influence de l'état hydrique sur la réponse mécanique. De toute évidence il s'agit d'un matériau initialement fissuré et qui se fissure d'avantage sous contrainte et en présence d'eau. On commence le chapitre par une revue rapide des approches alternatives susceptibles de décrire un tel comportement en se concentrant d'abord et surtout sur les relations entre la fissuration et les propriétés effectives et sur les effets de l'eau dans la réponse de la roche et en élargissant par la suite notre regard vers le comportement à long terme. Si la citation de certains mécanismes rappellera inévitablement l'analyse bibliographique du chapitre 1, on se restreint ici uniquement aux outils de modélisation et à la confrontation de prédictions de ces outils avec nos résultats dans le but de choisir l'approche de la modélisation adéquate.

IV.1. Comportement mécanique d'un solide fissuré

IV.1.1. Modèles d'évolution de la fissuration

Le problème du comportement des solides fissurés est largement traité dans la littérature tant en ce qui concerne l'évolution de la fissuration que les propriétés effectives et leur relation avec l'état de la fissuration. Le problème de l'évolution de la fissuration, depuis les travaux

pionner de Griffith (1924) a été traité d'abord dans le cadre de la Mécanique Linéaire de la Rupture (MLR) puis dans le cadre de la mécanique non-linéaire dont les premiers approches ont été basées sur le modèle très connu de Barenblatt (1962). L'objectif de ces approches est de donner une réponse aux questions liées aux conditions de l'évolution de la fissuration. Avec des nuances selon les modèles considérés, l'idée initiale de Griffith est largement acceptée. Selon cette idée une l'amorçage de fissure peut avoir lieu à partir des défauts existants au sein même de tout matériau lorsque les conditions de chargement satisfont un critère donné. Ce critère est souvent un critère en termes du facteur d'intensité de contrainte maximale, d'énergie de déformation, d'intégrale de Rice etc. Dans la pratique expérimentale on utilise plus souvent un critère de la forme :

$$K_I \geq K_{IC} \quad (IV-1)$$

Où K_I indique le Facteur d'Intensité de Contrainte (FIC), fonction de la géométrie de la fissure et du chargement et K_{IC} (facteur d'intensité de contrainte critique) un paramètre intrinsèque du matériau.

Actuellement il existe des techniques numériques et analytiques qui permettent de calculer FIC (Tada et al. 1987, Kachanov 1993).

D'autres critères peuvent être formulés en termes du taux de restitution de l'énergie (ou de façon équivalente de l'intégral de Rice), en termes du facteur S (Sih, 1970), de la contrainte maximale tangentielle etc. Ces critères sont utilisés pour prédire la propagation de fissures dans des conditions de chargement mixtes des fois en prenant compte le fait qu'une « zone de processus » se développent à la pointe de la fissure. Cependant, ces critères théoriques deviennent insuffisants pour décrire la rupture des structures des matériaux semi-ductiles et hétérogènes, souvent faisant intervenir un nombre important de fissures et fractures à différentes échelles. Ces fissures peuvent alors interagir entre elles conduisant à des effets multiples et parfois contre-intuitifs. Dans une revue des problèmes des solides fissurés, Kachanov (1994) traite ces problèmes dans le cadre des problèmes dits locaux. Il en sort que jusqu'au seuil de coalescence, les fissures peuvent être considérées comme non-interagissantes du fait que les effets « boucliers » et les effets d'amplification du champ de contrainte se compensent mutuellement, constituant ainsi à une limite naturelle de changement d'approche de modélisation.

Le plus souvent, en pratique, les analyses de base micromécanique ont servi comme base pour le développement des modèles phénoménologiques. C'est le cas notamment de la description de l'évolution de la fissuration en compression, sujet traité par de nombreux auteurs comme Kemeny et Cook, 1991, Horii et Nemat-Nasser 1986, Renaud 1998, Dyskin et al. 1999, Kraft et al. 2008, Golshani et al. 2008, pour ne citer qu'eux. Ces auteurs ont analysé en détail le très connu modèle de la fissure branchée et ont développé sur sa base des approches phénoménologiques permettant d'indiquer les conditions pour lesquelles une fissure initiale peut se propager ainsi que la direction et la longueur de la fissure branchée. On rappelle que selon ce modèle l'évolution de la fissuration est due à une contrainte de traction suite au glissement d'une fissure existante favorablement orientée avec le chargement. Dans le modèle conceptuel (2D) de la figure ci-dessous le facteur d'intensité de contrainte à la pointe de la fissure branchée sera calculé en prenant en compte la contrainte agissant sur les lèvres de la fissure branchée (s) et de la force de cisaillement (F) résultant du cisaillement de la fissure initiale.

$$K_I = \frac{F}{\sqrt{\pi l}} - \sigma \sqrt{\pi l} \quad (IV-2)$$

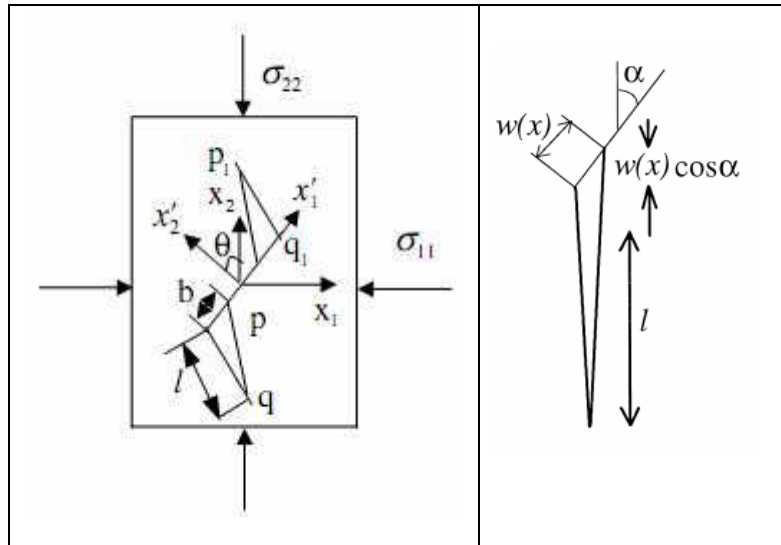


Figure IV-1 : Schéma du modèle classique de glissement (D'après Renaud 1998).

On reviendra sur ce modèle de base plus loin dans ce chapitre.

Si la propagation des fissures existantes est largement acceptée comme étant le mécanisme principal de l'évolution de la fissuration, quelques auteurs ont également tenté d'expliquer cette évolution à partir d'un mécanisme de nucléation de nouvelles fissures. Les modèles basés sur ce mécanisme partent du principe que dans un matériau hétérogène contenant un nombre important de grains et d'imperfections, la naissance d'une nouvelle fissure suit la loi de Boltzman (voir par exemple Krajcinovic 2005).

IV.1.2. Propriétés effectives d'un solide fissuré

Deux grandes familles de modèles peuvent être distinguées : les modèles basés sur une approche phénoménologique et les modèles basés sur une approche micromécanique de changement d'échelle.

Dans la première approche la liste des auteurs est bien longue et on peut citer à titre d'illustration : Dragon et al. (1994), Halm et Dragon (1996, 1998), Shao et Khazraei (1996) ; Shao et al. (2005, 2006),

Les modèles phénoménologiques utilisent des variables internes pour représenter la densité et l'orientation des microfissures, par exemple, une variable scalaire pour la fissuration isotrope et un tenseur d'ordre 2 ou 4 pour décrire la fissuration anisotrope. Les équations constitutives sont généralement formulées en utilisant le concept de contraintes effectives fondées sur le principe de la contrainte et l'énergie d'équivalence et de la dérivation d'un potentiel thermodynamique. Les lois d'évolution de l'endommagement sont déterminées selon les principes de l'irréversible de la thermodynamique.

L'avantage principal de ces modèles est qu'ils fournissent des équations constitutives macroscopiques, qui peuvent être facilement mises en œuvre et appliquées à des analyses d'ingénierie. En fait, le caractère phénoménologique des modèles leur procure la faculté de calculer les propriétés effectives en passant par les variables internes qui quantifient l'endommagement sans un appel direct à la fissuration.

La principale faiblesse de cette approche est que certains des concepts et des paramètres intervenant dans ces modèles ne sont pas clairement liés à des mécanismes physiques.

Les ingrédients d'une telle approche sont discutés par exemple dans Hitcher et Shao (2002). Certains de ces ingrédients seront utilisés par la suite dans notre approche.

Les approches micromécaniques de changement d'échelle, ont un avantage indiscutable de pouvoir établir une expression rigoureuse des propriétés effectives en partant uniquement des propriétés des composants et de la structure du solide. Dans cette approche s'inscrivent par exemple les travaux de Kachanov (1982, 1993), Dormieux, Kondo et Ulm (2006), Pensée et Kondo (2001), Deudé et al. (2002) pour ne citer que quelques-uns.

Pour la construction d'un modèle micromécanique, deux étapes sont en général effectuées. La première étape consiste en évaluation des propriétés élastiques effectives du matériau affaibli par des microfissures. La deuxième étape est de proposer une fonction d'évolution et de croissance des microfissures, soit pour des considérations micromécaniques (exemple : propagation des fissures existantes par glissement, voir par exemple Renaud 1998, augmentation de nombre de fissures Hoxha et Homand 2000), soit pour des considérations thermodynamiques en imitant les approches phénoménologiques. Dans ce dernier cas, l'énergie libre de la déformation est calculée initialement à partir du schéma micromécanique choisie pour la dérivation des propriétés effectives à fissuration constante. Ensuite, la (les) force(s) thermodynamique(s) associée à la fissuration est (sont) déduite(s). Finalement, un critère d'évolution de cette force thermodynamique (à l'instar de fonction de charge en plasticité) doit être postulé, par exemple les modèles développés par Zhu (2006) et Zhao (1998).

Nous choisissons d'abord de suivre une approche micromécanique afin d'analyser les résultats présentés dans le chapitre précédent et de proposer par la suite une modélisation phénoménologique des principaux résultats expérimentaux. Quelques points importants sur la modélisation micromécanique des solides fissurés, issus de différents auteurs, seront rappelés sans aller dans les détails que le lecteur intéressé pourrait trouver dans les références citées (Deudé, 2002 ; Barthélemy, 2005 ; Zhu, 2006 ; Dormieux-Kondo-Ulm, 2006).

On se place ici dans le cadre d'un solide poreux élastique de porosité ϕ , sujet à une fissuration diffuse. La géométrie des pores est supposée sphérique. On suppose que les fissures sont en forme de monnaie (fissures de type penny-shaped), et donc du point de vue géométrique susceptibles d'être modélisées par des ellipsoïdes aplatis possédant la symétrie de révolution autour du petit axe.

En considérant un coefficient de forme e (le rapport de la longueur du petit axe $2b$ sur le grand axe $2a$ de l'ellipsoïde), le volume de la fissure serait égal à $\frac{4}{3}\pi a^3 e$.

Le choix de la présentation des fissures par des ellipsoïdes de révolution est déjà justifié par Deudé (2002) via une comparaison avec une approche directe par la mécanique de la rupture. Il permet par la suite de faire usage de la solution du problème d'Eshelby pour arriver finalement (via quelques hypothèses, notamment sur la forme du tenseur de localisation) à déterminer les propriétés effectives du solide fissuré. En fait, selon Eshelby les déformations $\underline{\underline{\varepsilon}}$ à l'intérieur d'une inclusion ellipsoïdale, plongée dans un milieu infini, et chargée à l'infini par un champ de déformations uniforme macroscopique $\underline{\underline{E}}$ s'écrit :

$$\underline{\underline{\varepsilon}}(\underline{z}) = \underline{A}(\underline{z}) : \underline{\underline{E}} \quad (IV-3)$$

Pour le cas d'une seule inclusion isolée le tenseur A (le tenseur de localisation, d'ordre 4) s'écrit simplement ainsi :

$$A^i = [I + P_e : (C^i - C^s)]^{-1} = [I - S_e : (I - S^s : C^i)]^{-1} \quad (IV-4)$$

Dans lequel I est la tenseur identité d'ordre 4, S_e est le tenseur d'Eshelby correspondant à une inclusion avec un coefficient de forme e plongée dans la matrice solide et où on a aussi introduit le tenseur de Hill P_e tel que :

$$S_e = P_e : C^s \quad (IV-5)$$

On notera que le tenseur de Hill (P_e) ne dépend que de la géométrie de l'inclusion ellipsoïdale et des propriétés élastiques de la matrice (C^s).

Si la fraction volumique de l'inclusion est f^i et la fraction volumique de la matrice est f^s ($f^s + f^i = 1$), on peut écrire :

$$\underline{\underline{\varepsilon}}^i * f^i + \underline{\underline{\varepsilon}}^s * f^s = \underline{\underline{\varepsilon}} \quad (IV-6)$$

Un raisonnement semblable peut se faire en contrainte imposée, où la relation linéaire entre la contrainte locale et la contrainte macroscopique est décrite via un tenseur d'ordre 4, (tenseur de localisation en contrainte).

Les propriétés effectives d'un matériau contenant une inclusion de fraction volumique f^i sont calculé par :

$$C^{\text{hom}} = f^s * C^s : A^s + f^i * C^i : A^i \quad (IV-7)$$

Lorsqu'il s'agit de N inclusions, chacun de tenseur de localisation $A^{i,r}$ et propriété $C^{i,r}$, on obtient :

$$C^{\text{hom}} = f^s * C^s : A^s + \sum_{r=1}^N f^{i,r} * C^{i,r} : A^{i,r} \quad (IV-8)$$

Les facteurs de localisation satisfont la condition suivante :

$$\langle A^i(x) \rangle = I \quad (IV-9)$$

Ce dernier permet d'arranger l'équation (IV-8) sous la forme :

$$C^{\text{hom}} = C^s + \sum_{r=1}^N f^{i,r} * (C^{i,r} - C^s) : A^{i,r} \quad (IV-10)$$

On constate alors que pour déterminer les propriétés effectives d'un milieu avec des inclusions, il faudra calculer les tenseurs de localisation A^i . Selon les hypothèses faites sur ces tenseurs on obtient différents schémas d'homogénéisation. On rappelle la forme de l'équation (IV-10) pour le cas du schéma dilué où l'inclusion est considérée comme étant toute seule dans la matrice et donc sans interaction avec d'autres inclusions :

$$C^{\text{hom}} = C^s + \sum_{r=1}^N f^{i,r} (C^{i,r} - C^s) : [I + P_e : (C^{i,r} - C^s)]^{-1} \quad (IV-11)$$

La forme la plus simple de prendre en compte l'interaction des inclusions serait de tenir compte de façon implicite ou explicite de leur distribution spatiale. Selon le schéma d'homogénéisation de Mori-Tanaka (Mori et Tanaka, 1973) on considère implicitement que la distribution spatiale des inclusions est identique à la forme de l'inclusion. On obtient alors les expressions suivantes pour le tenseur de localisation et le tenseur élastique effectif:

$$A^{i,r} = \left[\mathbf{I} + \mathbf{P}_e^r : (C^{i,r} - C^S) \right]^{-1} : \left[f^S \mathbf{I} + \sum_{j=1}^N f^{i,j} \left[\mathbf{I} + \mathbf{P}_e^j : (C^{i,j} - C^S) \right]^{-1} \right]^{-1} \quad (IV-12)$$

$$C^{\text{hom}} = C^S + \sum_{i=1}^N f^{i,r} (C^{i,r} - C^S) : \left[\mathbf{I} + \mathbf{P}_e^r : (C^{i,r} - C^S) \right]^{-1} : \left[f^S \mathbf{I} + \sum_{j=1}^N f^{i,j} \left[\mathbf{I} + \mathbf{P}_e^j : (C^{i,j} - C^S) \right]^{-1} \right]^{-1} \quad (IV-13)$$

Dans le cas d'une distribution spatiale ellipsoïdale quelconque des inclusions une solution est proposée par Pointe-Castaneda et Willis (1995). Le tenseur de localisation en déformation pour le schéma de Pointe-Castaneda-Willis (PCW) s'écrit:

$$A^{i,r} = \left[\mathbf{I} + \mathbf{P}_e^r : (C^{i,r} - C^S) \right]^{-1} : \left[f^S \mathbf{I} + \sum_{j=1}^N f^{i,j} \left[\mathbf{I} + (\mathbf{P}_e^j - \mathbf{P}_d) \mathbf{P}_e^j : (C^{i,j} - C^S) \right] : \left[\mathbf{I} + \mathbf{P}_e^j : (C^{i,j} - C^S) \right]^{-1} \right]^{-1} \quad (IV-14)$$

Dans cette équation, \mathbf{P}_e^r est le tenseur relatif à la forme de la famille d'inclusion r et est déjà introduit dans le cadre des méthodes d'Eshelby. \mathbf{P}_d est associé à la fonction de répartition spatiale. Dans un cas simple de distribution sphérique par exemple, le tenseur isotrope \mathbf{P}_d se met classiquement sous la forme :

$$\mathbf{P}_d = \frac{\alpha}{3k^S} \mathbf{J} + \frac{\beta}{2\mu^S} \mathbf{K} \quad \alpha = \frac{3k^S}{3k^S + 4\mu^S} \quad \beta = \frac{6(k^S + 2\mu^S)}{5(3k^S + 4\mu^S)} \quad (IV-15)$$

IV.2. Proposition d'un modèle élasto-endommageable pour le comportement à court terme du calcaire d'Euville

Le modèle proposé ci-dessus est basé sur une description micromécanique des propriétés effectives couplée à une description phénoménologique des lois d'évolution de la structure établies à partir des résultats expérimentaux.

Nous commençons par traiter le cas sec et on se limitera dans tous les cas dans les conditions drainées (le couplage hydro-mécanique dans le terme de la théorie poro-mécanique, par exemple de Biot, ne serait donc pas abordé).

Le cadre conceptuel du modèle elasto-endommageable proposé tente de prendre en compte les principaux résultats des essais de laboratoire. Les mécanismes du comportement pris en compte dans le modèle seront discutés sous la lumière de ces résultats et les hypothèses seront précisées et quand cela est possible justifiées. A chaque fois que cela sera possible, des modèles ou concepts existants seront utilisés et/ou adoptés et/ou adaptés. Nous présentons le modèle via une description détaillée de ses différents ingrédients, à savoir :

- le comportement élasto-endommageable à fissuration constante
- le mécanisme de fermeture de fissures sous chargement
- glissement des fissures intersectées
- l'évolution de la fissuration sous chargement : nucléation et propagation des fissures
- l'interaction des fissures au-delà du seuil de coalescence

IV.2.1. Comportement élasto-endommageable à fissuration constante

Pour calculer les propriétés effectives à fissuration constante nous utilisons un des schémas d'homogénéisation cités dans IV.1.2. En excluant d'office le schéma dilué, le choix se porte alors sur les schémas M-T ou P-C-W. Pour sa simplicité, on fait le choix d'utiliser le schéma de Mori-Tanaka, sachant que dans les densités de fissuration qu'on peut attendre au cours d'un essai, il est probable que le schéma P-C-W ne soit plus une borne, mais juste une estimation (au même titre que M-T).

On considère un matériau poreux d'une porosité initiale f^p et une porosité de fissuration f^c . Au cours du chargement, les fissures peuvent se fermer. On considère dans un premier temps que les fissures sont lisses et sans frottements tant et si bien que le comportement d'une fissure fermée est caractérisé par un module de cisaillement nul et un module d'incompressibilité égal à celui de la matrice ($C_{fer}^c = 3k_s J$). Dans la suite, on distingue les fissures ouvertes (indiquées par *ouv*) des fissures fermées (indiquées par *fer*) par leurs fractions volumiques respectives f_{ouv}^c et f_{fer}^c et leurs élasticités C_{ouv}^c et C_{fer}^c . On note de plus *O* et *F* les ensembles contenant respectivement les fissures ouvertes et les fissures fermées. Alors l'estimation des propriétés élastiques effectives pour un matériau contenant des pores, des fissures ouvertes et fermées devient (cas sec) :

$$C^{hom, M-T} = \left[(1 - f_p - f_c) C_s + \sum_{i,F} \frac{4}{3} \pi d_i T_i' \right] : \left[I + f_p A_p^D + \sum_{i,F} \frac{4}{3} \pi d_i T_i' + \sum_{i,O} \frac{4}{3} \pi d_i T_i \right]^{-1} \quad (IV-16)$$

Il est possible de réexprimer la fraction volumique comme :

$$f^{c,r} = \frac{4}{3} \pi a_r^2 b_r N_r = \frac{4}{3} \pi d^r \quad (IV-17)$$

N_r est la densité volumique (nombre par unité de volume) de fissures des différentes familles et $d^r = N_r a_r^3$ le paramètre densité de fissures.

Dans l'équation (IV-16) les tenseurs T_i et T_i' sont définis par les équations limites (voir Deudé, 2002 et Zhu, 2006).

$$T^i = \lim_{e^i \rightarrow 0} e^i K : (I - S_{i,F}^s : K)^{-1} \quad T^i = \lim_{e^i \rightarrow 0} e^i (I - S_{i,O}^s)^{-1} \quad (IV-18)$$

Si la porosité en cours de chargement peut être considérée constante pendant le chargement, car sa variation reste limitée, la difficulté se situe à l'identification de la densité de fissuration et de son évolution avec la contrainte. Notons que la densité de fissuration ne peut être connue dans le cadre de notre étude uniquement comme une quantité entière sans pouvoir faire la

distinction entre le nombre de fissures et leur longueur. Ceci n'est pas pour autant un obstacle à l'utilisation de l'équation (IV-16). On notera quand même qu'une estimation assez grossière du nombre de fissures peut se faire en faisant si nécessaire une hypothèse sur leurs longueurs en relation par exemple avec la taille moyenne des grains.

Notons que le terme de porosité inclus à la fois des vides plus au moins sphériques et des vides plus aplatis distribués uniformément dans toutes les directions si bien qu'ils peuvent être assimilés à une porosité sphérique.

L'équation (IV-16) suppose une sommation sur toutes les fissures, supposées de forme penny-shaped initialement distribuées uniformément. Par la suite, on considérera uniquement la sommation sur des familles de fissures qui regroupent les fissures ayant la même orientation, cette dernière indiquée par le vecteur normal au plan de la fissure. Dans le cadre de la thermodynamique discrète, Zhu (2006) a démontré que le nombre suffisant des familles de fissures considérées est de 15. Ces directions sont indiquées par les vecteurs suivants (Zhu 2006) :

$$\begin{aligned}
 N^1 &= \underline{e}_1 & N^2 &= \underline{e}_2 & N^3 &= \underline{e}_3 \\
 N^4 &= r\underline{e}_1 + s\underline{e}_2 + t\underline{e}_3 & N^8 &= s\underline{e}_1 + t\underline{e}_2 + r\underline{e}_3 & N^{12} &= t\underline{e}_1 + r\underline{e}_2 + s\underline{e}_3 \\
 N^5 &= r\underline{e}_1 - s\underline{e}_2 + t\underline{e}_3 & N^9 &= s\underline{e}_1 - t\underline{e}_2 + r\underline{e}_3 & N^{13} &= t\underline{e}_1 - r\underline{e}_2 + s\underline{e}_3 \\
 N^6 &= r\underline{e}_1 - s\underline{e}_2 - t\underline{e}_3 & N^{13} &= t\underline{e}_1 - r\underline{e}_2 - s\underline{e}_3 & N^{14} &= t\underline{e}_1 - r\underline{e}_2 - s\underline{e}_3 \\
 N^7 &= r\underline{e}_1 + s\underline{e}_2 - t\underline{e}_3 & N^{11} &= s\underline{e}_1 + t\underline{e}_2 - r\underline{e}_3 & N^{15} &= t\underline{e}_1 + r\underline{e}_2 - s\underline{e}_3
 \end{aligned} \tag{IV-19}$$

Avec $\tau = \frac{\sqrt{5}+1}{2}$ $r = \frac{\tau}{2}$ $s = \frac{1}{2}$ $t = \frac{1}{2\tau}$

Par la suite, toute sommation sur l'ensemble des fissures, suppose, si ce n'est pas autrement dit, une sommation selon ces 15 directions.

Note 1: On vient de passer sous silence une hypothèse cachée faite en même temps que notre choix du schéma d'homogénéisation et de la forme des fissures. Il s'agit de l'hypothèse de «non-intersection de fissures». L'intersection de deux fissures crée en effet une géométrie qui sort du cadre de l'approche par le tenseur d'Eshelby. En revanche, l'intersection de deux fissures donne une souplesse additionnelle qui n'est pas prise en compte dans l'équation (IV-16). La contribution de cette souplesse additionnelle sera d'autant plus importante que le nombre d'intersections est grand. Pour une distribution aléatoire de fissures, le nombre d'intersections sera d'autant plus grand que le nombre de fissures est grand.

Nota 2: Dans l'équation (IV-16), nous avons introduit les tenseurs T_i et T'_i obtenus sous l'hypothèse d'un module de cisaillement nul pour toute fissure fermée. Si on veut considérer des fissures frottantes et cohésives (voir plus loin), on doit se donner une valeur résiduelle du module de cisaillement équivalente à la cohésion et le frottement. Cela ne pose aucune difficulté majeure en ce qui concerne l'application de l'équation (IV-16), il suffit juste de partir de l'équation (IV-10) en introduisant les valeurs choisies pour le module résiduel. Par contre, on n'a aucune indication sur l'équivalence entre les valeurs de la cohésion et le frottement d'une part et le module de cisaillement résiduel, d'autre part.

IV.2.2. Distribution initiale de la densité de la fissuration, spectre de fissuration et critère de fermeture de fissures

Dans les essais de laboratoire, on constate une augmentation plus au moins forte des modules élastiques, notamment du module d'Young dans la direction axiale pendant presque tout le chargement. Bien que les courbes de déformation axiale deviennent non-linéaires et que le module d'Young incrémental tangent diminue, surtout dans les dernières phases de chargement, le module d'Young dynamique selon cette même direction augmente pendant tout le chargement pour diminuer modérément uniquement aux tous derniers moments du chargement. Cette même évolution est observée pendant les cycles de déchargement-rechargement. Il s'agit donc d'une fermeture-réouverture quasi élastique des fissures. La prise en compte de ce mécanisme nécessite d'une part l'estimation de la densité initiale de fissuration et d'autre part la formulation d'un critère d'ouverture-fermeture de fissures. Différents critères peuvent alors être utilisés. Pour sa motivation micromécanique et sa souplesse, nous nous penchons alors vers le critère de fermeture de fissures proposé par Deudé (2002).

Les mesures des vitesses des ondes élastiques avant le chargement sur l'ensemble des essais réalisés indiquent un matériau quasiment isotrope qui sera par la suite traité comme parfaitement isotrope pour simplicité. Il est alors possible d'utiliser les équations (IV-16) pour déduire la distribution des coefficients de forme de la fissuration initiale à partir d'un essai de compression isotrope.

Pour une distribution isotrope et continue de fissures, les sommations de l'équation (IV-16) sont remplacées par une intégration sur la sphère unitaire et l'équation (IV-16) devient :

$$C^{\text{hom}, M-T} = [(1 - f^p - f^c)C^s + d_{fer} Q'] : [I + f^p \cdot A_p^D + d_{fer} Q' + d_{ouv} Q]^{-1} \quad (IV-20)$$

$$Q = \int_0^\pi \sin \theta d_\theta \int_0^{2\pi} \frac{1}{3} T(\theta, \varphi) d_\varphi \quad Q' = \int_0^\pi \sin \theta d_\theta \int_0^{2\pi} \frac{1}{3} T'(\theta, \varphi) d_\varphi \quad (IV-21)$$

En calculant les expressions (IV-21) et en les injectant dans (IV-20), on obtient l'expression du tenseur de rigidité homogénéisé. Le matériau restant isotrope pendant le chargement isotrope, on peut calculer le module d'incompressibilité effectif :

$$C^{\text{Hom}, M-T} = 3k_{iso} J + 2\mu_{iso} \cdot K \quad (IV-22)$$

Avec

$$k_{iso} = \frac{12(1 - f^c - f^p)k_s \mu_s (3k_s + \mu_s)}{16d_{ouv} k_s (3k_s + 4\mu_s) + 3(3k_s + \mu_s)(3f^p k_s + 4\mu_s + 4f^p \mu_s)}$$

Comme suggéré dans Deude (2002), cette dernière équation peut alors être utilisée pour calculer une densité de fissuration ouverte pour une valeur donnée de l'incompressibilité effective k^{hom} .

$$d_{ouv} = - \frac{3(3k_s + \mu_s)(3k^{\text{hom}} k_s f^p + 4k^{\text{hom}}(1 + f^p)\mu_s + 4k_s(-1 + f^c + f^p)\mu_s)}{16k^{\text{hom}} k_s (3k_s + 4\mu_s)} \quad (IV-23)$$

Dans l'objectif d'établir une relation entre la contrainte appliquée et la densité de es fissures ouvertes, on établit d'abord une relation entre la contrainte appliquée et le module d'incompressibilité à partir des résultats de l'essai de compression isotrope. Dans le cas du calcaire d'Euville, ce module évolue en fonction de la contrainte moyenne et cette evolution est bien décrite par la fonction suivante (Deudé 2002) :

$$k^{hom}(\Sigma) = K_{max} - (K_{max} - K_0) \left(\frac{\Sigma}{\Sigma_{max}} - 1 \right)^2 \quad (IV-24)$$

L'ajustement par une procédure des moindres carrées permet d'identifier à la fois K_{max} et Σ_{max} (Figure IV-2). Les valeurs déterminés pour K_{max} et Σ_{max} sont respectivement de 12100 MPa et 38 MPa.

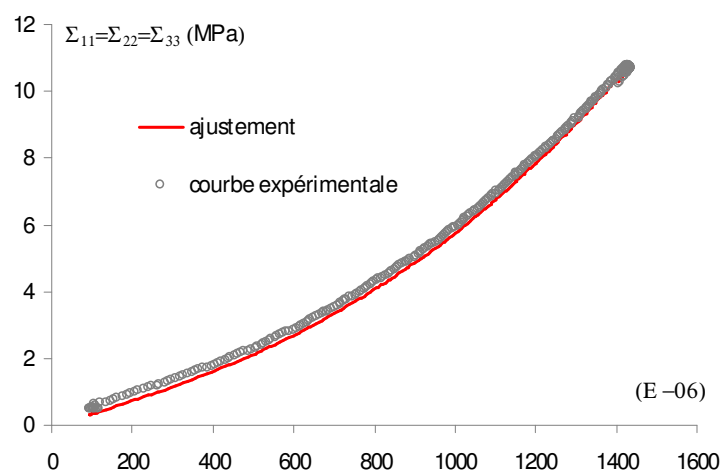


Figure IV-2 : L'ajustement de la courbe de déformation hydrostatique pour déterminer K_{max} et Σ_{max} .

Ces deux valeurs indiquent d'une part le module d'incompressibilité de la roche (K_{max}) lorsque toutes les fissures sont fermées et d'autre part la contrainte maximale (Σ_{max}) pour laquelle cette fermeture serait obtenue. En toute rigueur, il s'agit là d'une extrapolation des résultats pour laquelle il serait utile de rester prudent vis à vis de toute interprétation hâtive. Néanmoins, l'équation (IV-24) et les résultats de la figure (Figure IV-2) permettent de connaître le module d'incompressibilité en fonction de la contrainte pendant l'essai hydrostatique, ce qui permettrait à son tour via l'équation (IV-23) de calculer la densité de fissuration restant ouverte à tout niveau de contrainte (Figure IV-3).

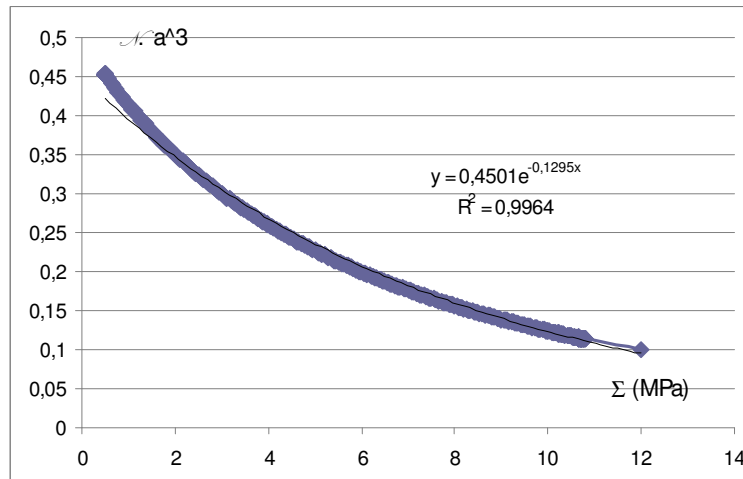


Figure IV-3 : Evolution de la densité de fissures ouverte en fonction de la contrainte hydrostatique.

Il est possible ensuite de mettre en relation la densité de fissuration et le coefficient de forme. Suivant les travaux de Deudé (2002), le changement du coefficient de forme d'une fissure en cours de chargement n'expliquerait pas les non-linéarités observées en cours de chargement isotrope. La responsabilité de cette non-linéarité revient à la fermeture totale d'une partie des fissures en cours de chargement. En fait, au vu de l'équation (IV-23) et en supposant qu'il n'y a pas de création de nouvelles fissures ni de propagation des fissures existantes pendant un chargement isotrope (hypothèse largement acceptée en pratique et discutée plus loin), la diminution de la densité de fissures ouvertes conduit à des valeurs de plus en plus fortes du module d'incompressibilité effectif.

De plus, il est possible de calculer précisément pour un niveau de contrainte un facteur de forme critique ε_{cr} de fissures, tel que toutes les fissures avec un coefficient de forme plus petit que ce facteur de forme critique soient fermées. Pour un chargement quelconque, ce coefficient de forme critique peut être écrit comme :

$$\varepsilon_{cr}(\underline{n}_i, \underline{\Sigma}) = \frac{1}{(1 - f_p - f_c)} \underline{n}_i (T_i : C_s^{-1} : \underline{\Sigma}) \underline{n}_i \quad (IV-25)$$

Pour le cas de la compression isotrope ($\underline{\Sigma} = \underline{1} \cdot \Sigma$), on obtient aisément l'expression suivante :

$$\varepsilon_{cr}(\Sigma) = \frac{4(1 - \nu^s)}{3k^s f^s \pi(1 - 2\nu^s)} \Sigma \quad (IV-26)$$

Connaissant d'une part l'évolution de la densité de fissures ouvertes (les équations (IV-23) et (IV-24)) et d'autre part la valeur du coefficient de forme critique (équation (IV-26)) en fonction de la contrainte, on peut construire la fonction cumulée de la distribution des rapports d'aspects des fissures en fonction de la densité de fissures ouvertes (Figure IV-4) ou alors la fraction volumique de fissures (Figure IV-5).

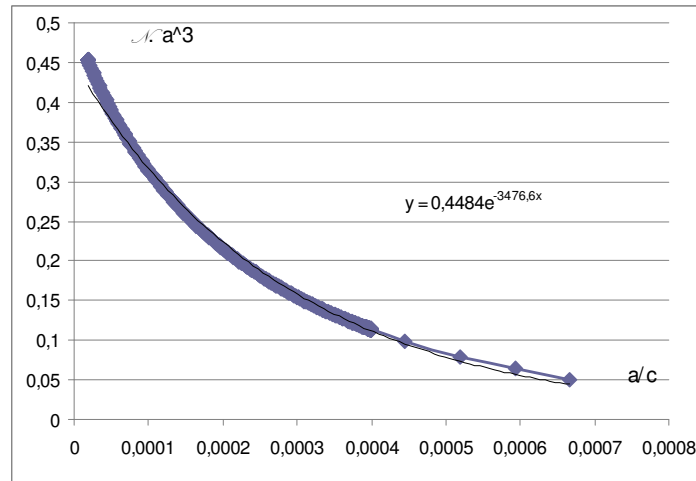


Figure IV-4 : Evolution de la densité de fissures ouverte en fonction des rapports d'aspects des fissures.

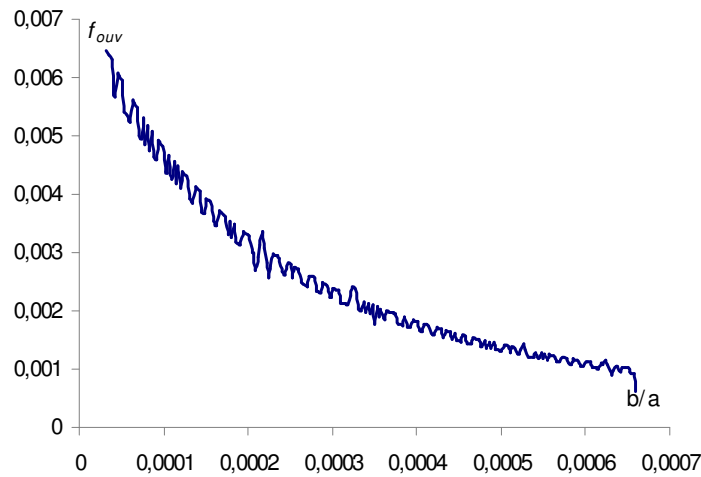


Figure IV-5 : Evolution de la fraction volumique des fissures ouvertes en fonction des rapports d'aspects des fissures.

On note la densité initiale des fissures par d_0^c . La densité de fissuration selon la direction i serait alors $d_0^c(\underline{n}_i) = d_0^c / 15$. Comme indiqué au début de ce chapitre, on connaît la loi de distribution accumulée de fissures ouvertes en fonction de leur coefficient de forme identifiée via l'essai de compression isotrope :

$$d_{\varepsilon_i}^c(\varepsilon_{cr,ni}, \underline{n}_i) = 1 - \frac{\sum_{\varepsilon_i} d_{\varepsilon_i}^c}{d_0^c(\underline{n}_i)} \quad \forall \varepsilon_i < \varepsilon_{cr,ni} \quad (IV-27)$$

où $\sum_i d_{cr,ni}^c$ représente la somme des densités de toutes les fissures de la famille i ayant un coefficient de forme inférieur à $\varepsilon_{cr,ni}$.

Selon les résultats de la Figure IV-4, on pourra écrire :

$$d_{e_i}^c(\varepsilon_{cr}) = \text{Exp}(-b \cdot \varepsilon_{cr}) \quad (\text{IV-28})$$

Une fissure de facteur de forme inférieure ou égale à ε_{cr} est considérée fermée lorsque la condition de fermeture (équation (IV-26)) est satisfaite.

L'ensemble des équations (IV-25) à (IV-28) permet de définir l'évolution de la fermeture des fissures sous tout chargement, et pour le cas particulier du chargement isotrope d'identifier la densité initiale de fissuration et une valeur asymptotique du module d'incompressibilité du matériau (identifié comme le module d'incompressibilité du matériau avec toutes les fissures parfaitement fermées).

Pour terminer, rappelons qu'en dépit de l'hypothèse adoptée ici pour décrire la structure du matériau (une matrice rocheuse, des pores sphériques et des fissures), il y a en effet une distribution quasi continue de défauts de toutes formes, si bien qu'il y aura toujours quelques défauts avec des coefficients de forme supérieurs au coefficient de forme critique ε_{cr} et inférieurs à celui de la sphère qui continue à se fermer. Cependant, au niveau des contraintes mécaniques avec lesquelles nous travaillons, il existe une valeur maximale du coefficient de forme tel que tous les défauts avec un coefficient de forme supérieur à cette valeur resteront ouverts pour toute condition de chargement.

Nota 1: le calcul de la densité de fissuration demande entre autre la connaissance du module d'incompressibilité et de cisaillement du solide (k_s, μ_s) inconnus pour notre matériau. Si l'on considère la valeur maximale du K^{hom} calculé précédemment et coïncidant avec l'état où toutes les fissures sont fermées, l'équation (IV-16) devient uniquement fonction de k_s et μ_s . En fixant la valeur du coefficient de Poisson égale à 0,19 (justifiée par la suite par l'ensemble des simulations effectuées), on obtient une expression pour la valeur du module d'incompressibilité du solide et de son module de cisaillement. Pour la suite des analyses, les modules d'incompressibilité et de cisaillement du solide sont fixés respectivement à **43000 MPa** et **18000 MPa**.

Nota 2: Pour des raisons qui seront éclaircies plus loin (voir le paragraphe concernant la prise en compte de l'eau), nous tenons à souligner le fait que l'essai de compression isotrope utilisé pour l'ajustement de la densité initiale de fissuration est un essai réalisé en conditions drainées.

IV.2.3. Frottement et cohésion de fissures, glissement des fissures non rectilignes et intersection de fissures

L'hypothèse des fissures non-frottantes adoptée ci-dessus peut s'avérer très simpliste vis-à-vis de la réalité. Comme plusieurs travaux le démontrent (Zhu, 2006 et Renaud, 1998), le frottement des fissures peut être à l'origine des phénomènes d'hystérésis pendant les cycles de déchargement-rechargement due à une énergie que se dissipe par frottement sur les fissures. A titre d'exemple, nous montrons sur la Figure IV-6 une courbe théorique caractéristique d'un tel comportement frottant tirée des travaux de Zhu (2006).

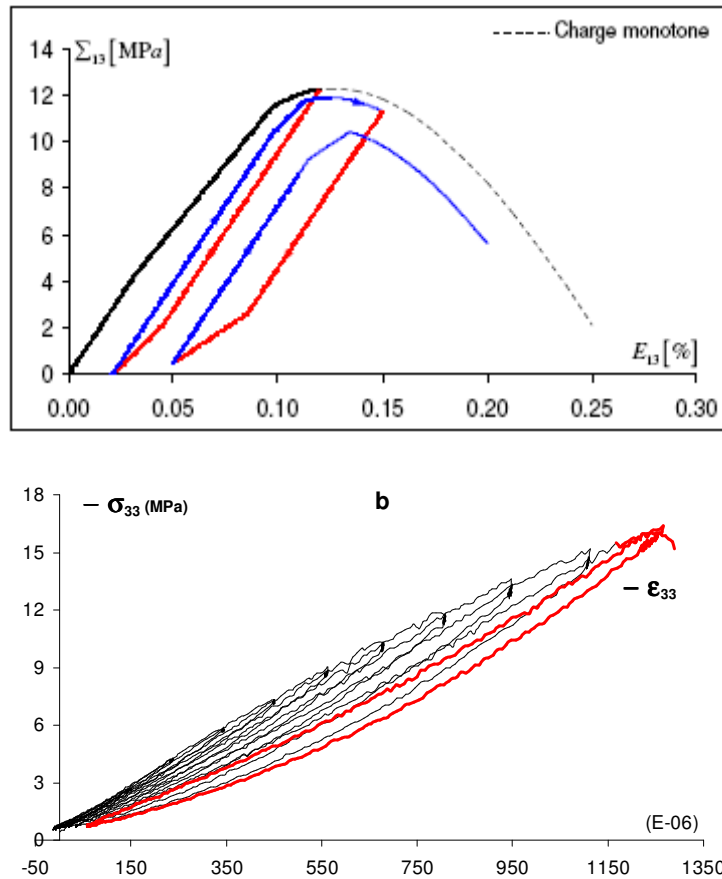


Figure IV-6 : a) Exemple d'une courbe contrainte-déformation typique en chargement cyclique pour un essai de compression prédite par le schéma PCW, d'après Zhu (2006, figure III.8). b) courbe contrainte déformation en chargement cyclique d'un de nos essais de compression triaxiale.

On observe notamment un comportement théorique linéaire en déchargement (dead-bond) jusqu'au moment du changement de signe de glissement de fissures et la réactivation du glissement des fissures dans le sens inverse. En particulier, il y a une distinction nette entre les courbes contrainte-déformation en rechargement et celles en déchargement, notamment avec des courbures différentes. La comparaison entre ces courbes théoriques et les courbes de nos essais (voir Figure IV-6), bien qu'apparaissent certaines similitudes, met surtout en évidence le fait que dans nos essais le dead-bond ne constitue qu'une petite partie insignifiante des courbes contrainte-déformation.

En revanche, les courbes contrainte-déformation en déchargement et rechargement de nos essais rappellent les courbes contrainte-déformation des essais de compression isotrope traitées précédemment, ce qui peut signifier que pendant ces cycles de déchargement-rechargement on a un mécanisme d'ouverture/fermeture de fissures qui est actif. Cela est plus clair dans les courbes d'évolution des modules dynamiques. On remarque notamment que, pendant le déchargement, le module de Young dans la direction axiale diminue, tandis que dans la direction latérale (sauf peut être dans les toutes derniers instants du déchargement total) le module augmente. Pendant le rechargement, et ceci pour des niveaux de contraintes inférieurs à la contrainte au début du déchargement, on remarque la tendance opposée, c.à.d. l'augmentation du module axial et la diminution du module latéral.

Les différences notables entre les courbes théoriques et expérimentales peuvent venir du fait que dans la courbe théorique de la Figure IV-6 le résultat est obtenu en supposant un même frottement pour toutes les fissures, ce qui fait que toutes les fissures d'une même famille s'activent en même temps. On peut supposer que l'utilisation de valeurs de frottement

différentes (suivant par exemple une distribution aléatoire) pourrait conduire à une réponse plus graduelle du matériau pendant le changement de direction de glissement.

En prenant le choix de négliger les hystérésis dans la réponse mécanique et en résumant l'ensemble des phénomènes observés pendant les cycles de chargement rechargement, nous proposons une modélisation simplifiée de ces phénomènes.

Le modèle conceptuel que nous proposons pour expliquer ce comportement est présenté sur la Figure IV-7 qui rappelle le modèle des fissures glissantes évoqué précédemment mais avec des différences notables. Si on suppose qu'une partie de la fissuration est née par nucléation (hypothèse discutée dans le paragraphe suivant), on pourra raisonnablement supposer que les fissures peuvent être de toute nature, notamment aux contacts des grains. Plusieurs de ces fissures se trouvent alors intersectées l'une à l'autre sans que l'une soit forcément la branche de l'autre. C'est par exemple le cas des fissures aux contacts de plusieurs grains. De telles fissures sont observées sur des roches (Kranz, 1983) et sont donc présentes dans la roche avant même qu'on applique un quelconque chargement. Or, la présence de ces fissures courbées (on utilise souvent le terme anglais *kinked-crack*) procure à notre matériau une souplesse supplémentaire qui n'est pas prise en compte dans le calcul du tenseur d'élasticité homogénéisé. On calcule alors la déformation induite par la présence de telles fissures. Il est entre autre clair que lorsqu'une fissure branchée se propage à partir d'une fissure existante, l'analyse des déformations pourrait se faire d'une façon similaire.

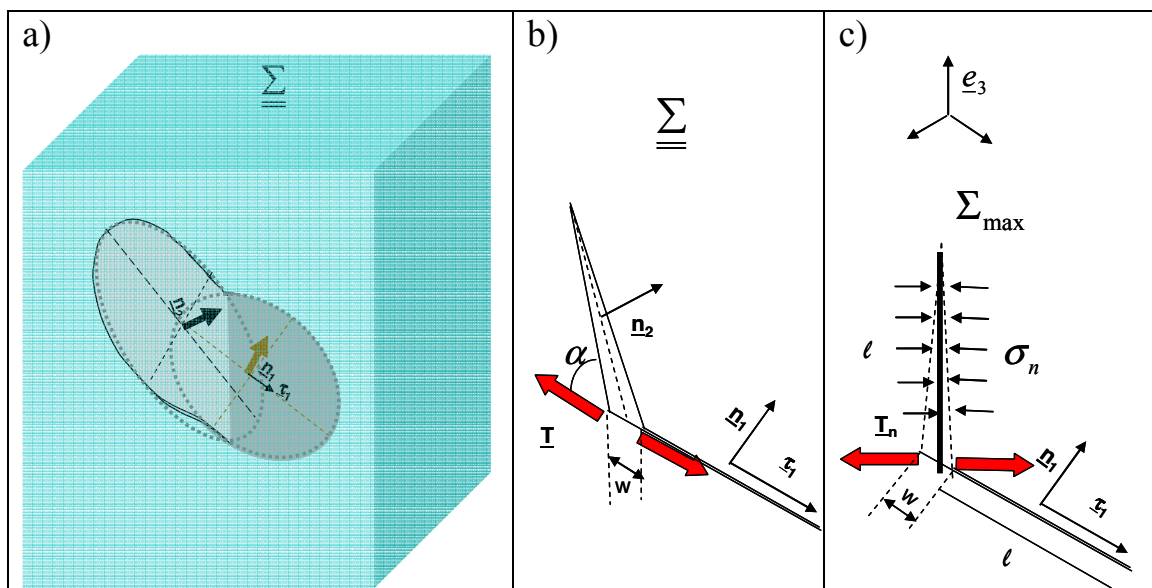


Figure IV-7 : Modèle conceptuel des fissures glissantes-ouvrantes.

Pour déduire les déformations induites par deux fissures intersectées et la relation entre le glissement/ouverture et la contrainte appliquée, considérons deux fissures de forme penny-shape de normales respectives \underline{n}_1 et \underline{n}_2 dans un champ de contrainte $\underline{\Sigma}$. L'angle entre la trace de la fissure 1 et celle de la fissure 2 mesuré dans le plan diamétral est α , tel qu'un glissement w selon cette ligne de la fissure 1 crée une ouverture $w \cdot \cos \alpha$ de la fissure 2. Par la suite, on traitera ces fissures 3D comme étant des fissures 2D. Les résultats pour le cas 3D sont qualitativement les mêmes et il sera question uniquement de différences dans les coefficients intervenant dans les résultats finaux. En fait, on utilisera cette analyse micromécanique pour dégager la forme des expressions analytiques et on estimera par la suite les coefficients

macroscopiquement. On peut alors calculer le FIC pour la fissure 2 en utilisant d'abord l'équation (IV-2) et puis une analyse cinématique. On obtient (Dyskin et al. 1999) :

$$K_I = \frac{T_n}{\sqrt{\pi l}} - \sigma_n \sqrt{\pi l} \quad \text{et} \quad K_I = \frac{E.w.\sin(\alpha)}{2.(1-\nu^2)\sqrt{2\pi l}} \quad (IV-29)$$

On déduit le glissement le long de la fissure 1 :

$$w = \begin{cases} \frac{2\sqrt{2}(1-\nu^2)}{E\sin(\alpha)}(T_n - \sigma_n \pi l) & \text{si } (T_n - \sigma_n \pi l) > 0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (IV-30)$$

Dans cette dernière expression on voit intervenir d'une part les propriétés élastiques de la matrice non fissurée (E, ν) et de la géométrie de la fissure (rayon l et l'angle d'intersection des deux fissures α) et d'autre part des conditions de chargement (via la force T_n et la contrainte σ). La force T_n représente la composante, selon la direction du \underline{n}_2 , de la force de cisaillement active le long de la fissure 1. En considérant les fissures frottantes, on peut calculer successivement :

- la force de cisaillement le long de la fissure 1 :

$$\underline{T} = 2l.(f_t - f_n.\mu - c)\underline{\tau}_1 \quad (IV-31)$$

$$\text{où} \quad f_t = \underline{\underline{\Sigma}}.\underline{n}_1.(\underline{\delta} - \underline{n}_1 \otimes \underline{n}_1).\underline{\tau}_1 \quad \text{et} \quad f_n = (\underline{\underline{\Sigma}}.\underline{n}_1).\underline{n}_1 \quad (IV-32)$$

- la composante de cisaillement parallèle à \underline{n}_2 :

$$T_n = \underline{T}.\underline{n}_2 = 2l.(\underline{\underline{\Sigma}}.\underline{n}_1.(\underline{\delta} - \underline{n}_1 \otimes \underline{n}_1).\underline{\tau}_1 - (\underline{\underline{\Sigma}}.\underline{n}_1).\underline{n}_1.\mu - c).\cos\alpha \quad (IV-33)$$

- la contrainte normale aux lèvres de la fissure 2 :

$$\sigma_n = (\underline{\underline{\Sigma}}.\underline{n}_2).\underline{n}_2 \quad (IV-34)$$

En injectant les équations (IV-33) et (IV-34) dans l'équation (IV-30), on obtient pour le cas où un glissement est possible :

$$w = \frac{2\sqrt{2}(1-\nu^2)}{E\sin(\alpha)}(2l.(\underline{\underline{\Sigma}}.\underline{n}_1.(\underline{\delta} - \underline{n}_1 \otimes \underline{n}_1).\underline{\tau}_1 - (\underline{\underline{\Sigma}}.\underline{n}_1).\underline{n}_1.\mu - c).\cos\alpha - (\underline{\underline{\Sigma}}.\underline{n}_2).\underline{n}_2.\pi l) \quad (IV-35)$$

Si le glissement de la fissure $n1$ est w , alors la déformation supplémentaire que ce déplacement induit dans un volume unitaire serait :

$$\underline{\underline{\epsilon}}_g^1 = \frac{1}{2} w(\underline{n}_1 \otimes \underline{\tau}_1 + \underline{\tau}_1 \otimes \underline{n}_1) \quad (IV-36)$$

La contribution d'une ouverture ω de la fissure 2 à la déformation du volume unitaire est alors :

$$\underline{\underline{\epsilon}}_{ouv}^2 = \omega.\underline{n}_2 \otimes \underline{n}_2 \quad (IV-37)$$

On évalue alors la contribution d'un couple de fissures intersectées par la sommation de la contribution de cisaillement et de l'ouverture, i.e :

$$\underline{\underline{\varepsilon}}_{g,o} = \underline{\underline{\varepsilon}}_g^1 + \underline{\underline{\varepsilon}}_{ouv}^2 = \frac{1}{2} w (\underline{n}_1 \otimes \underline{\tau}_1 + \underline{\tau}_1 \otimes \underline{n}_1) + \omega \underline{n}_2 \otimes \underline{n}_2 \quad (IV-38)$$

Pour évaluer la contribution de l'ensemble des fissures d'une des 15 familles de fissures choisie, il faudra faire la sommation sur l'ensemble des fissures d'une même famille (avec le même vecteur normal \underline{n}_1). Dans le cadre conceptuel choisi, une fissure de normale \underline{n}_1 peut être intersectée avec la même probabilité avec toute fissure de normale \underline{n}_2 . Si la fraction des fissures intersectées est λ et le nombre de fissures d'une famille est $N(\underline{n}_1)$, on pourra alors calculer la contribution de l'ensemble des fissures intersectées de cette famille par la sommation selon toute la direction possible du vecteur \underline{n}_2 :

$$\underline{\underline{\varepsilon}}_{g,o}^i(\underline{n}_1^i) = \sum_{j=1}^{\lambda N(\underline{n}_1^i)} \left(\frac{1}{2} w^{i,j} (\underline{n}_1^i \otimes \underline{\tau}_1^i + \underline{\tau}_1^i \otimes \underline{n}_1^i) + \omega^{i,j} \underline{n}_2^j \otimes \underline{n}_2^j \right) \quad (IV-39)$$

Rappelons qu'on discute ici du glissement uniquement du à la présence des fissures intersectées et que le glissement w et l'ouverture ω des fissures sont liés l'un à l'autre via la géométrie des fissures (Figure IV-7) :

$$\omega = w \cos \alpha \quad (IV-40)$$

Parmi les fissures de la famille \underline{n}_1 intersectées avec d'autres fissures de normale \underline{n}_2 , seules celles dont le couple $\underline{n}_1 \underline{n}_2$ est favorablement orienté peuvent glisser. Pour \underline{n}_1 fixe, les couples avec leur normale \underline{n}_2 dans la direction de la contrainte maximale en compression ont peu de chances de s'ouvrir car la contrainte normale sur les lèvres de ces fissures serait supérieure au cisaillement imposé par le glissement. En revanche, les couples avec une des normales perpendiculaires à la direction de la contrainte maximale en compression seront les plus favorables à l'ouverture car la contrainte σ_n sera minimale.

On tenant compte de cette remarque, on propose de simplifier les calculs formellement présentés ci-dessous, en supposant que l'ouverture des fissures se fait exclusivement dans la direction de la contrainte maximale en compression (Figure IV-7-c). On rejoint donc une hypothèse qu'on trouve dans la littérature autour du modèle des fissures branchées, bien qu'on n'utilise pas les mêmes arguments pour sa justification. En prenant cette simplification, on confond donc \underline{n}_2 à tout vecteur perpendiculaire au vecteur \underline{e}_3 , ce dernier confondu avec la direction de la contrainte maximale en compression et l'équation (IV-39) donnant les déformations dues aux glissements – ouvertures des fissures intersectées de la famille de fissures i avec le vecteur normal \underline{n}_i , sera :

$$\begin{aligned} \underline{\underline{\varepsilon}}_{g,o}(\underline{n}_i) &= \lambda N(\underline{n}_i) \left(\frac{1}{2} w^i (\underline{n}_i \otimes \underline{\tau}_i + \underline{\tau}_i \otimes \underline{n}_i) + \frac{1}{2} \omega^i (\underline{e}_2 \otimes \underline{e}_2 + \underline{e}_1 \otimes \underline{e}_1) \right) = \\ &= \chi d(\underline{n}_i) (W_i (\underline{n}_i \otimes \underline{\tau}_i + \underline{\tau}_i \otimes \underline{n}_i) + \Omega (\underline{e}_2 \otimes \underline{e}_2 + \underline{e}_1 \otimes \underline{e}_1)) \end{aligned} \quad (IV-41)$$

La sommation sur toutes les familles de fissures donne alors la contribution de toutes les fissures intersectées dans la déformation totale :

$$\underline{\underline{E}}_{g,o} = \sum_{i=1}^{15} \underline{\underline{\varepsilon}}_{g,o}(\underline{n}_i) = \sum_{i=1}^{15} \chi d(\underline{n}_i) (W_i (\underline{n}_i \otimes \underline{\tau}_i + \underline{\tau}_i \otimes \underline{n}_i) + \Omega_i (\underline{e}_2 \otimes \underline{e}_2 + \underline{e}_1 \otimes \underline{e}_1)) = \underline{\underline{E}}_g + \underline{\underline{E}}_o \quad (IV-42)$$

$$\text{avec } \underline{\underline{E}}_g = \sum_{i=1}^{15} \chi d(\underline{n}_i) W_i (\underline{n}_i \otimes \underline{\tau}_i + \underline{\tau}_i \otimes \underline{n}_i) \quad (IV-43)$$

$$\underline{\underline{E}}_o = \sum_{i=1}^{15} \chi d(\underline{n}_i) \Omega_i (\underline{e}_2 \otimes \underline{e}_2 + \underline{e}_1 \otimes \underline{e}_1) = \left(\sum_{i=1}^{15} \chi d(\underline{n}_i) \Omega_i \right) (\underline{e}_2 \otimes \underline{e}_2 + \underline{e}_1 \otimes \underline{e}_1) = \left(\sum_{i=1}^{15} \chi d(\underline{n}_i) \Omega_i \right) \underline{\underline{V}} \quad (IV-44)$$

Dans les équations (IV-41) à (IV-44), on a remplacé la fraction des fissures intersectées λ par son équivalent en termes de densité de fissuration χ .

La force de cisaillement réagissant sur chacune des fissures est donnée par l'équation (IV-31) et peut se mettre sous la forme :

$$\underline{T} = 2l(f_t - C^*) \underline{\tau}_1 \quad \text{avec } C^* = f_n \cdot \mu + c \quad (IV-45)$$

En fait, C^* représente la résistance de la fissure au glissement et elle est constituée de sa partie frottante $f_n \cdot \mu$ et de sa partie cohésive c . Au vu des résultats discutés au début de ce paragraphe, il sera utile de prendre en compte une distribution aléatoire des valeurs de la cohésion et du frottement. On propose alors une distribution linéaire de C^* entre une valeur minimale C^*_{\min} et une valeur maximale C^*_{\max} :

$$\Psi(C^*) = \psi_0 + \kappa(C^* - C^*_{\min}) \quad (IV-46)$$

Bien évidemment, la fonction $\Psi(C^*)$ doit satisfaire la condition de normalisation :

$$\int_{C^*_{\min}}^{C^*_{\max}} \Psi(C^*) dC^* = 1 \quad (IV-47)$$

Les paramètres de cette distribution sont cependant susceptibles de changer notamment sous les conditions environnementales : sous fortes hygrométries, la résistance maximale des fissures ainsi que l'ensemble des résistances diminuera ce qui serait modélisé par une diminution du paramètre κ .

IV.2.4. Evolution de la fissuration en cours de chargement : nucléation et propagation de fissures

De nombreux travaux sur la fissuration des solides quasi-fragiles sont concordants : la fissuration se développe de façon anisotrope et les fissures ont tendance à s'orienter vers la contrainte maximale (Sayers et al., 1990; Scott et al., 1993; Ayling et al., 1995; Fortin et al., 2005; Dodds et al., 2007; pour grès et Sarout, 2006; Dewhurst et Siggins, 2006; Dodds et al., 2007 pour les roches argileuses.). De même, l'idée qu'une fissuration induite par chargement mécanique aura toujours besoin d'un certain déviateur de contrainte est largement acceptée. Des études théoriques et expérimentales, dédiées à l'évolution de la fissuration sous contraintes de compression, parlent clairement d'un processus de fissuration en deux temps combinant la nucléation des fissures d'une part et la propagation et coalescence de fissures d'autre part. Si la propagation des fissures a été le sujet de très nombreuses études, la nucléation des fissures et des défauts a été jusqu'à présent plutôt un sujet réservé aux physiciens comme le témoigne le grand nombre de sujet traités dans les journaux spécialisés du domaine (Alava et al 2008, Dahmen et al. 2009, Bennison et Lawn 1989). Dans une

investigation numérique, Lauterbach et Gross (2002) ont montré que cet mode d'évolution de la fissuration peut être le mode principal de fissuration des matériaux au cours des essais de compression triaxiale. En fait, la présence de la pression de confinement au cours de ces essais minimise la propagation des fissures selon le modèle des fissures glissantes. En fait, on remarque que les modèles basés sur la base de propagation de fissures et des fissures glissantes sont en difficulté pour reproduire la dilatance observée au cours des essais de compression triaxiale alors même qu'ils sont capables de reproduire correctement le comportement fragile et dilatant en compression simple (Renaud, 1998).

L'analyse de nos résultats expérimentaux laisse apparaître également un fait expérimental remarquable concernant les essais de compression uniaxiale avec mesures des vitesses, un fait discuté précédemment dans le § III.2.5.3. Tous nos essais montrent une anisotropie de plus en plus forte des vitesses des ondes ultrasonores (et donc des modules élastiques) lorsque le déviateur de la contrainte augmente. Ceci est vrai pour des vitesses mesurées sur un certain niveau de chargement mécanique. Cependant, cette anisotropie diminue et finalement est presque invisible lorsque la roche, après avoir été chargée à un niveau donné de contrainte, est totalement déchargée, et ceci même après un chargement déviatorique important. Les vitesses des ondes mesurées en déchargement complet après un chargement déviatorique montrent une baisse générale des vitesses, mais une anisotropie quasi inexistante, quelque soit le type des ondes P ou S. Si l'on acceptait que le seul mécanisme d'évolution de la fissuration est la propagation des fissures, on devrait accepter aussi que cette propagation est anisotrope, ce qui n'expliquerait pas par la suite pourquoi en déchargement total on revient à un état quasi isotrope. La propagation de fissures ne peut donc pas expliquer seule les résultats observés. En fait, des analyses micromécaniques simples indiquent que la présence de fissures orientées, même fermées, devrait conduire à des modules de cisaillement anisotropes à moins que l'hypothèse des fissures complètement adhérentes, une hypothèse peu réaliste soit faite.

Tout en acceptant une partie de l'évolution de la fissuration par propagation des fissures, notamment via un mécanisme de type fissures glissantes, nous acceptons dans notre modèle conceptuel que le facteur déterminant dans le développement de la fissuration, du moins jusqu'à l'approche de la rupture macroscopique, serait plutôt un mécanisme de nucléation de fissures. Cette hypothèse semble d'autant plus plausible qu'il s'agit bien de roche avec une structure hétérogène.

Plusieurs auteurs traitent le problème d'initiation et propagation de fissures comme étant un processus contrôlé par une énergie d'activation fluctuante qui expliquerait les sauts de propagation observée au laboratoire. On peut citer dans le domaine l'excellent travail Krajcinovic (2005) où le lecteur intéressé peut trouver des références plus détaillées. Un champ de contrainte déviatorique est alors demandé non pas à l'échelle macroscopique mais à l'échelle microscopique tant et si bien que la propagation des fissures deviendrait possible même sous un chargement macroscopique isotrope, bien qu'un déviateur amplifierait énormément le processus. De même, selon ces théories, la naissance d'une fissure dans la direction normale avec la contrainte maximale en compression reste possible.

Si l'on acceptait cette théorie, alors, sous chargement, de nouvelles fissures pourraient se créer dans toutes les directions et seraient favorisées par les contacts entre grains hétérogènes avec des propriétés élastiques différentes et des formes qui favoriseraient la concentration des contraintes. Cette création se ferait d'avantage aux contacts entre les grains et le spectre de la fissuration (la distribution des longueurs et des coefficients de formes) serait donc dicté par la structure même du matériau. Lorsqu'un tel matériau fissuré subit un chargement déviatorique, certaines fissures, notamment celles orientées favorablement, auront tendance à s'ouvrir. Cette ouverture serait due au fait que les fissures ont une certaine tortuosité et que souvent,

surtout près et au-delà du seuil de la coalescence, elles sont formées par la jonction et l'intersection de fissures pré-existantes (mécanisme discuté dans le paragraphe précédent). C'est alors précisément l'ouverture de ces fissures, lorsqu'un chargement déviatorique est imposé, ainsi que la fermeture des fissures dans d'autres directions qui seraient à l'origine de l'anisotropie observée pendant le chargement. En revanche, lorsque le matériau se décharge, ces fissures se ferment (de même que certaines dans d'autres directions s'ouvrent) conduisant, lorsque le matériau est complètement déchargé, à un matériau globalement isotrope.

Selon le scénario décrit ci-dessus, la réponse macroscopique de la roche est le résultat d'une part de la fissuration initiale et de la création de nouvelles fissures (toute les deux isotropes) et d'autre part de l'ouverture-fermeture d'une partie des fissures selon le mécanisme décrit ci-dessus et de la propagation de fissure (dans une moindre mesure) qui sont alors à l'origine de la réponse anisotrope. Tout en acceptant deux sources d'évolution de la fissuration, respectivement la propagation des fissures existantes et la nucléation des nouvelles fissures, on privilège ce dernier comme étant, pour le matériau que nous étudions, plus important que la propagation des fissures.

Ce cadre conceptuel permet d'expliquer de façon simple l'ensemble de nos résultats cités précédemment, qui resterait autrement inexpliqués dans le cadre des théories classiques basées uniquement sur la propagation des fissures.

Une conséquence de l'acceptation de la nucléation de fissures comme étant le mécanisme principal de l'évolution de la fissuration, au moins pendant une grande partie du chargement, serait, qu'au déchargement complet, la distribution des longueurs et des coefficients de formes des fissures induites serait la même que celle de la fissuration initiale (naturelle). Si la fissuration est née par nucléation et tant qu'on reste au niveau de fissuration inférieur au seuil de coalescence, c'est la structure du matériau qui détermine la longueur et la forme des fissures.

En se basant sur nos essais, nous proposons donc de décrire le processus d'évolution du nombre de fissures comme une fonction du déviateur de la contrainte en négligeant la possibilité de la naissance des fissures sous un chargement isotrope. Cela permet de garder un modèle globalement simple et capable de reproduire les principaux résultats observés.

Nous proposons donc de décrire le processus de création de nouvelles fissures par une fonction simple de la forme :

$$N(\underline{n}) = N_0(\underline{n}) \left(1 + k_t (\sigma_{eq} - \sigma_{lim})^2 \right) \quad (IV-48)$$

En acceptant que les nouvelles fissures ont la même distribution de rayons et de coefficient de forme, l'équation précédente peut s'écrire de façon équivalente :

$$d(\underline{n}) = d_0(\underline{n}) \left(1 + k_t (\sigma_{eq} - \sigma_{lim})^2 \right) \quad (IV-49)$$

L'expression simple qu'on prend de façon volontaire ne prend pas en compte un certain nombre de faits avérés dont la traduction en termes simple semble difficile. Notamment l'expression proposée ne pourra pas traduire l'effet de fissuration « avalanche » qui a lieu au-delà d'une certaine densité de fissuration. Ces phénomènes seront traités en détails dans le paragraphe suivant. Dans le domaine d'une augmentation modérée du nombre de fissures et avant que la localisation n'intervienne, l'augmentation du nombre total de fissures est accompagnée par une augmentation du nombre de fissures intersectées. Si pour des densités de fissuration faibles et une distribution aléatoire de fissures le nombre des fissures intersectées serait proportionnel au nombre total de fissures, pour des densités plus fortes le

nombre de fissures intersectées augmentera plus vite que le nombre de fissures. Dans le cadre de notre modèle on suppose que le nombre de fissures intersectées augmente linéairement avec le nombre des fissures.

IV.2.5. Déformations du matériau fissuré au delà du seuil de la coalescence

Les relations contrainte-déformations sont pleinement définies dès que l'évolution de la densité de fissuration est établie : il est alors possible de connaître la densité de fissuration selon toute direction et puisque la distribution des formes de fissures est admise constante et identifiée, on est capable de calculer pour tout état de contrainte la partie fermée et ouverte des fissures (via le critère de fermeture, l'équation (IV-26) ainsi que la contribution du mécanisme de glissement ouverture.

Les équations établies précédemment ont été conçues pour décrire le comportement de la roche fissurée dans les conditions de fissuration diffuse et de concentration modérée de fissures. En particulier, elles seront insuffisantes pour décrire ce qui se passe près de la rupture. Le but de cette partie est d'enrichir le modèle avec des éléments qui peuvent contribuer à une meilleure description du comportement de la roche au-delà notamment du seuil de dilatance.

Le comportement dans cette partie du chargement est caractérisé par une augmentation importante des événements acoustiques attribués à la naissance de nouvelles fissures mais aussi à la propagation plus intense des fissures existantes et surtout à une coalescence de fissures qui conduit à la formation de fissures de plus en plus longues et avec des apparences beaucoup plus irrégulières des lèvres. Les déformations qui résultent reflètent à la fois les mécanismes de déformations décrites dans les paragraphes précédents mais aussi les phénomènes de coalescence significative des fissures conduisant à la création de fissures bien plus grandes. A partir d'une densité critique de fissures d_{crit} , toute augmentation, même modérée, du nombre de nouvelles fissures donnera lieu à des déformations importantes qui sont le résultat uniquement de la coalescence de fissures. En particulier, les ouvertures des fissures seront favorisées par cette coalescence de fissures échelonnées comme prédites par plusieurs modèles (Kemeny et Cook, 1991). On propose alors de prendre en compte cette déformation supplémentaire via une révision des relations entre le glissement et l'ouverture des fissures, une fois qu'une valeur critique de la densité de fissuration est dépassée.

L'équation IV-43 sera alors réécrite sous la forme :

$$\underline{\underline{E}} = (1 + \zeta \langle d - d_{crit} \rangle) \left(\sum_{i=1}^{15} \chi d(\underline{n}_i) \underline{\underline{\Omega}}_i \right) (\underline{e}_1 \otimes \underline{e}_1 + \underline{e}_2 \otimes \underline{e}_2) \quad (IV-50)$$

où ζ est un paramètre (scalaire) du modèle.

Certain auteurs, en commençant par Plesha (1987), ont introduit dans le modèle des fissures glissantes une dilatance en supposant que tout glissement est accompagné par une certaine dilatance, notamment due aux aspérités des fissures. Des résultats récents montrent qu'une telle approche permet de reproduire une dilatance même pour le cas des essais de compression triaxiale (Zhu, 2006). Néanmoins, une approche de type dilatance plastique serait dans notre cas incompatible avec la dilatance en rechargement observée pendant les essais.

IV.2.6. Résumé des principales hypothèses, équations et paramètres du modèle

Nous résumons brièvement le modèle en réécrivant les équations sous leur forme définitive et en précisant les paramètres nécessaires pour le modèle.

- **comportement élasto-endommageable à fissuration constante :**

$$\mathbf{C}^{\text{hom},M-T} = \left[(1 - f_p - f_c) \mathbf{C}_s + \sum_{i,F} \frac{4}{3} \pi d_i \mathbf{T}_i' \right] : \left[\mathbf{I} + f_p \cdot \mathbf{A}_p^D + \sum_{i,F} \frac{4}{3} \pi d_i \mathbf{T}_i' + \sum_{i,O} \frac{4}{3} \pi d_i \mathbf{T}_i \right]^{-1}$$

- paramètres $k_s, \mu_s, f_p, f_c, d_0(\underline{n})$

- **critère de fermeture de fissures**

$$\varepsilon_{cr}(\underline{n}_i, \underline{\Sigma}) = \frac{1}{(1 - f_p - f_c)} \underline{n}_i (\mathbf{T}_i : \mathbf{C}_s^{-1} : \underline{\Sigma}) \underline{n}_i$$

$$d_{e_i}^c(\varepsilon_{cr}) = \text{Exp}(-b \cdot \varepsilon_{cr})$$

fraction des fissures ayant des coefficients de forme supérieure à une valeur donnée ε_{cr}

- paramètres : b

- **glissement-ouverture des fissures intersectées, y compris la coalescence**

$$\underline{\underline{E}}_o = (1 + \zeta \langle d - d_{crit} \rangle) \left(\sum_{i=1}^{15} \chi d(\underline{n}_i) \Omega_i \right) (\underline{e}_1 \otimes \underline{e}_1 + \underline{e}_2 \otimes \underline{e}_2)$$

déformations liées à l'ouverture

$$\underline{\underline{E}}_g = \sum_{i=1}^{15} \chi d(\underline{n}_i) \mathcal{W}_i \cdot (\underline{n}_i \otimes \underline{\tau}_i + \underline{\tau}_i \otimes \underline{n}_i)$$

déformations liées au glissement

$$\Psi(C^*) = \psi_0 + \kappa (C^* - C_{min}^*)$$

fonction de distribution des résistances (frottement et cohésion apparente des fissures)

- paramètres : ζ, χ, κ

- **évolution de la fissuration**

$$d(\underline{n}) = d_0(\underline{n}) (1 + k_t (\sigma_{eq} - \sigma_{lim})^2)$$

- paramètres : k_t, σ_{lim}

IV.2.7. Calibration du modèle de comportement instantané et simulation des essais de laboratoire

Certains des paramètres du modèle sont identifiables facilement au laboratoire via les essais de caractérisation physique (porosité f_p) ou à partir des essais classiques (porosité des fissures f_c). La définition des paramètres liés à la distribution des coefficients de formes des fissures, du critère de fermeture de fissures (paramètre b) et des paramètres élastiques du squelette (k_s , μ_s) a été discutée dans § IV.2.2.

Le paramètre d'évolution de la fissuration a été ajusté en prenant compte le rapport par rapport au modules dynamiques initiaux, ceux en déchargement total. Cependant, puisque pour certains essais le déchargement n'a pas été total et que nous n'avons pas des cycles de déchargement pour des niveaux très bas de la contrainte, le seuil initial est quelque part un ajustement pour satisfaire l'ensemble des essais.

Les paramètres ζ , χ , κ ont été fixés pour l'ensemble des essais après simulations successives car non-accessibles par des essais.

Sur la Figure IV-8 nous présentons la comparaison des courbes contrainte-déformations obtenues à partir des prédictions du modèle et des résultats des essais de laboratoire. On souligne le fait qu'il était possible de mieux reproduire les enveloppes des essais de compression uniaxiale en supposant une évolution plus importante de la fissuration induite et en négligeant le glissement. Cependant, cela conduit à une modélisation de mauvaise qualité de l'évolution des modules.

On constate un bon accord général entre les prédictions du modèle et les essais de laboratoire. En particulier, le modèle reproduit qualitativement l'évolution des modules en cours de chargement à la fois dans la direction axiale et latérale.

La Figure IV-8 représente aussi l'évolution des modules axiaux et latéraux normalisés en cours de chargement prédits par le modèle et les modules dynamiques normalisés déterminés par les vitesses. Ces figures traduisent assez bien une anisotropie en chargement et une isotropie à la décharge complète.

Ces simulations ont été réalisées avec des paramètres mécaniques fixés. Sauf les paramètres susceptibles d'évoluer avec l'hygrométrie ont été ajustés pour chaque essai. Ces paramètres sont :

- **le paramètre b** : Ce paramètre comme indiqué précédemment caractérise le taux de fermeture des fissures à coefficient de forme inférieur à une valeur critique, elle-même fonction de contrainte. Ce paramètre augmente avec la saturation traduisant ainsi le fait qu'un mécanisme de dissolution même très limité peut avoir des conséquences importantes sur la réponse mécanique. En fait une dissolution, de préférence dans les contacts des grains, favorise la rotation des grains en facilitant ainsi leur fermeture plus rapide. Nous avons tenté à partir des valeurs utilisées pour chaque essai d'identifier l'évolution de ce paramètre avec les conditions hydriques. La courbe de rétention incomplète et surtout sa nature très plate ne laissent pas beaucoup de choix quant au paramètre hydrique à utiliser pour décrire cette évolution. Tout en gardant à l'esprit qu'il s'agit d'un nombre limité d'essais nous présentons sur la Figure IV-9-a l'évolution de ce paramètre avec le h_r .

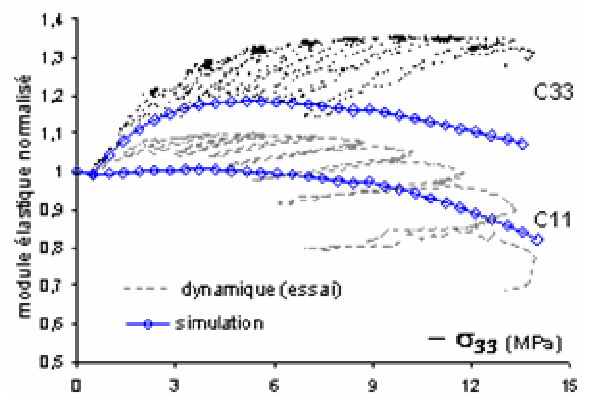
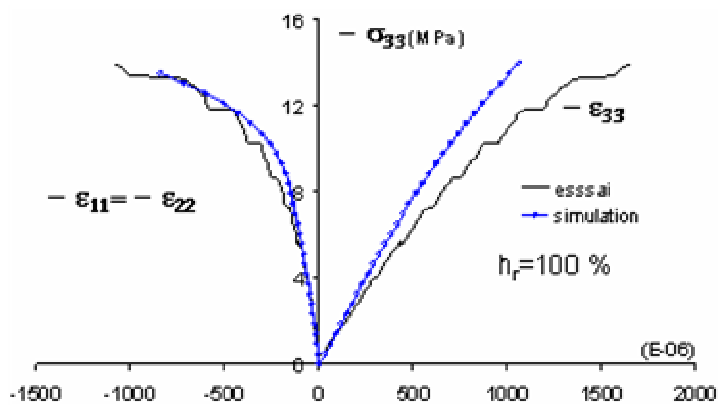
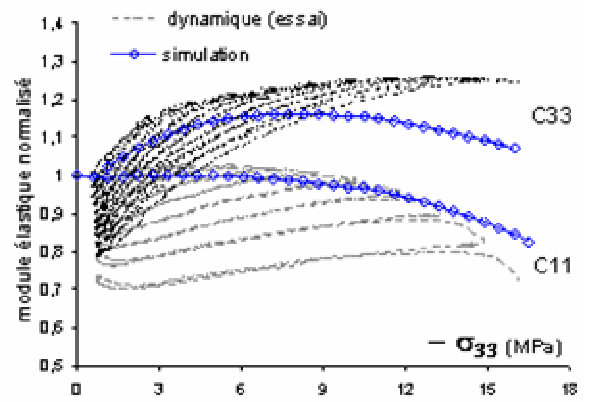
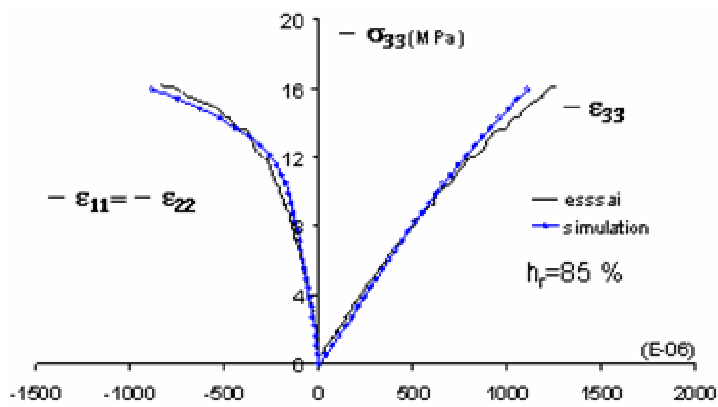
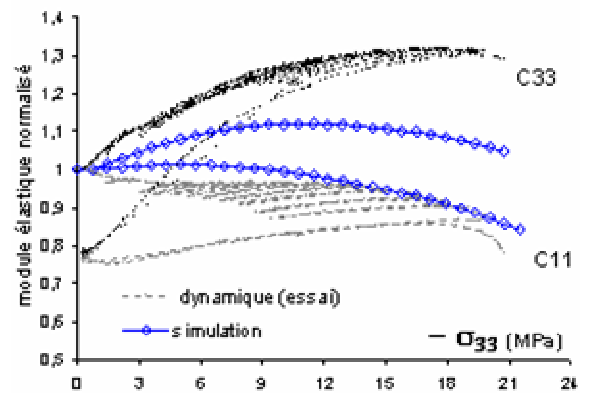
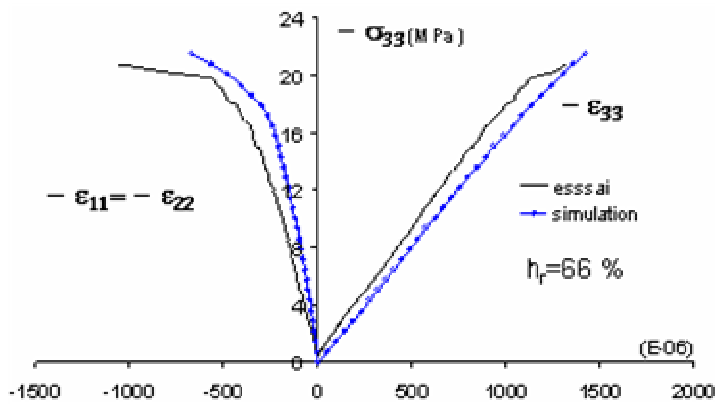
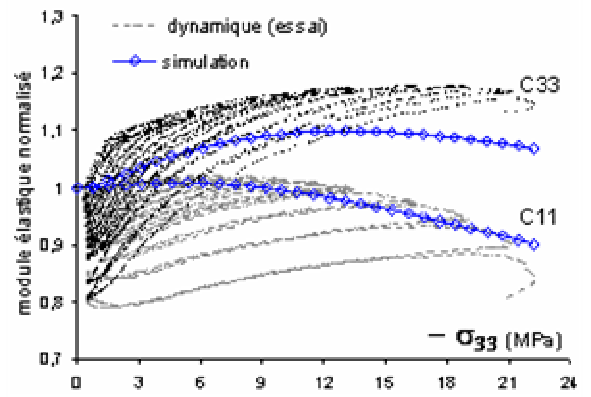
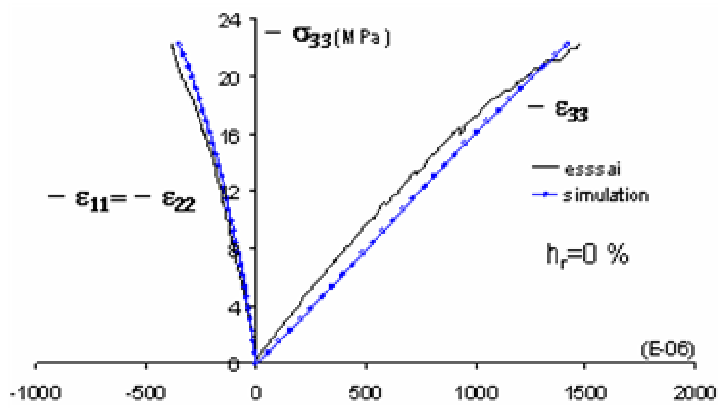


Figure IV-8 : La courbe contrainte-déformation (à gauche) et variation du module élastique (à droite) pour les essais uniaxiaux à différents hygrométries (essai I, II, III et VI).

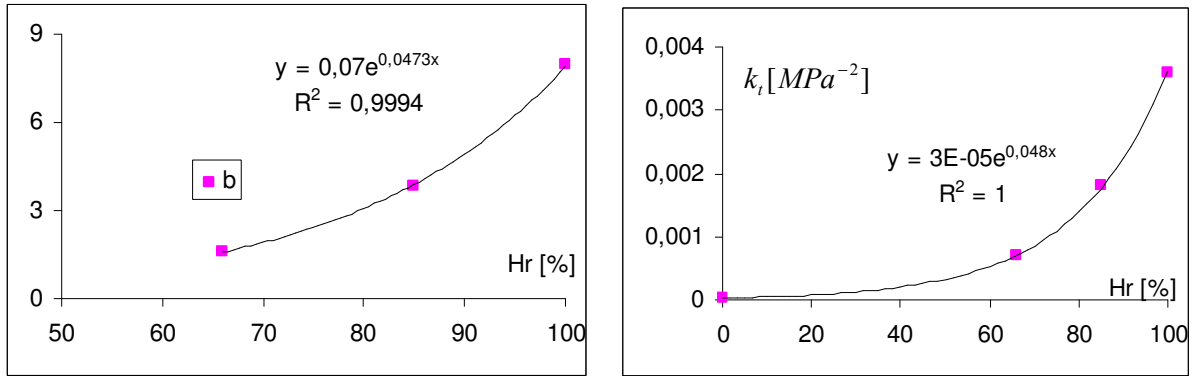


Figure IV-9 : Evolution des paramètres b et k_t avec l'hygrométrie.

- **le paramètre κ** : Ce paramètre caractérise la distribution de la résistance apparente des fissures à un glissement ouverture. Il est en fait la pente de la fonction linéaire de la distribution de la résistance apparente des fissures (comprenant la cohésion et le frottement) entre une valeur minimale et une valeur maximale. Ce paramètre diminue avec la saturation traduisant ainsi le fait que lorsque la saturation augmente le glissement/ouverture des fissures est facilité d'une part par une diminution du frottement car les fissures deviennent de plus en plus lubrifiée, mais aussi par une diminution d'une cohésion attribuée localement à la diminution de la succion dans l'espace des fissures.

- **les paramètres k_t et σ_{lim}** : Ces paramètres caractérisent le développement de la fissuration sous contraintes. En ce qui concerne σ_{lim} la valeur a été fixée pour toutes les simulations comme une fraction du déviateur au pic. Dans la pratique de la mécanique des roches, à partir de l'allure des courbes contraintes-déformations, on considère que le seuil de la fissuration des roches se situent autour de 40% de la résistance de la roche (voir par exemple la Figure I-1). Mais en comprenant qu'il faudra un certain nombre de fissures avant que leur effet soit perceptible sur les courbes contrainte-déformations, d'autant plus que cette perceptibilité est contrariée par une fermeture éventuelle des fissures existantes. On pourra donc spéculer que le processus de la fissuration commence bien en dessous de ce seuil macroscopique indiqué par les courbes contraintes-déformations. Par ailleurs les émissions acoustiques vont dans ce sens. Nous avons donc utilisé pour l'ensemble des simulations un seuil de fissuration égale à 15% de la résistance au pic. En ce qui concerne le paramètre k_t qui caractérise le taux d'augmentation des nombres de fissures, ce paramètre augmente avec l'hygrométrie la présence d'un fluide polar allant dans le sens de diminution de l'énergie de l'activation du processus de fissuration. Les valeurs ajustées de ce paramètre pour les simulations effectuées suivent une relation exponentielle (Figure IV-9-b) :

On constate un bon accord général entre les prédictions du modèle et les essais de laboratoire. En particulier le modèle reproduit qualitativement l'évolution des modules en cours de chargement à la fois dans la direction axiale et latérale. Cependant on constate que le modèle sous-estime le module de Young axiale pour des hygrométries faibles (échantillon sec et $H_r = 66\%$) et le surestime pour l'essai à $H_r = 100\%$. L'estimation pour $H_r = 85\%$ est quant à lui de très bonne qualité. Il semble donc qu'autre que les éléments cités ci-dessus, l'état hydrique joue également à l'état initial via une fermeture possible de fissures pour les fortes désaturations qui n'est pas prise en compte dans le modèle.

Sur les figures Figure IV-10 nous représentons les simulations des essais de compression triaxiale saturé et en condition drainé pour différents niveaux de la pression de confinement.

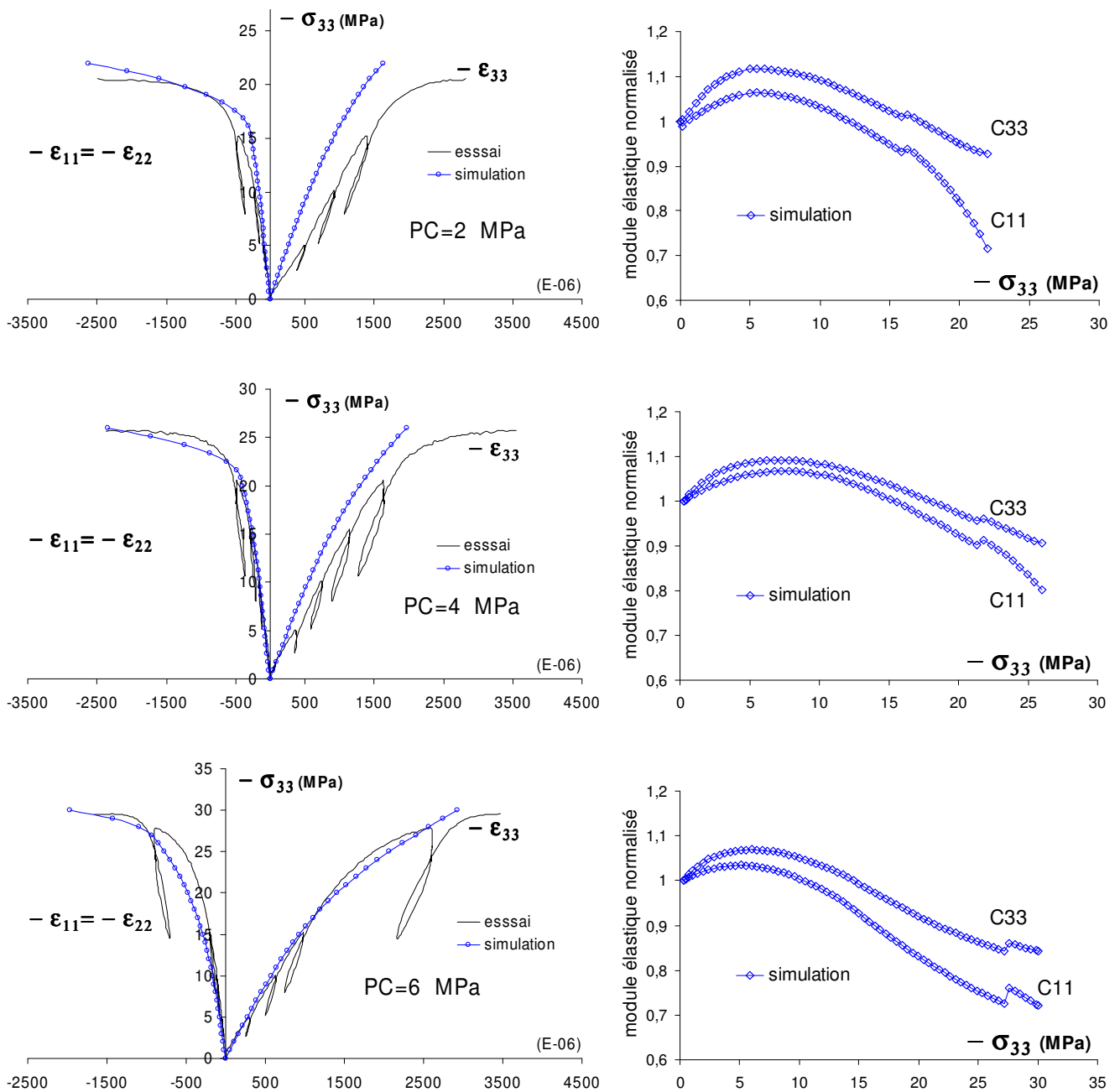


Figure IV-10 : Courbes contrainte-déformation en compression triaxiale (à gauche) et variation de module (à droite).

Plusieurs commentaires sont à faire par rapport à ces simulations. En comparaison avec les essais de compression uniaxiale à $h_r=100\%$ la densité de fissuration pour les essais de compression triaxiale augmente de façon plus importante avant la rupture. Par conséquent la diminution des modules aussi bien dans la direction axiale que latérale est plus importante.

De même que pour les essais de compression uni-axiale le seuil de coalescence est marqué par une instabilité dans l'évolution des modules qui traduit le fait que dans le changement du régime de fissuration le modèle assure uniquement la continuité des déformations mais pas de leur dérivée. Il s'agit là d'une piste à regarder de plus près dans l'avenir.

On remarque encore que le module de Young initial dans la direction axiale pour les essais à faible pression de confinement est surestimé par le modèle. D'une part s'agit là d'une surestimation du module d'incompressibilité du squelette tel que nous l'avons identifié à partir de l'essai de compression isotrope et d'autre part ça pourrait agir également d'une surestimation du critère de fermeture de fissures. Si ce critère est surestimé alors plus de fissures seront fermées plus rapidement ce qui conduira à une rigidité apparente plus importante. Le décalage qui est observé entre les courbes simulées et les résultats des essais est pour grande partie de cette surestimation, l'évolution globale des courbes par la suite étant reproduite correctement. Pour l'essai à une pression de confinement de 6MPa par exemple, pour lequel le module de Young initial est correctement reproduit l'accord entre les courbes simulées et les données expérimentales est d'une meilleure qualité.

IV.3. Extension du modèle pour prendre en compte le comportement long terme de la roche

Le but de cette partie est de proposer une extension du modèle instantané du §4.2 afin de permettre la description du comportement à long terme du calcaire d'Euville. Deux approches alors peuvent être suivies : une approche dite intégrée selon laquelle un ensemble d'équations unique est utilisé pour définir à la fois le comportement à long terme et le comportement à court terme, ou alors une approche séparée dans laquelle on suppose que le comportement à court terme et le comportement long-terme sont régis par des mécanismes et donc par des équations différentes. Bien évidemment dans cette deuxième approche des hypothèses doivent être fait en ce qui concerne les éventuels couplages entre le comportement à court et à long-terme.

Dans le premier type d'approche on pourra citer de nombreux auteurs (Hashiguchi, 1993, 2002 et 2005). C'est indiscutable l'approche la plus élégante d'aborder le problème, mais aussi la plus difficile à mettre en place et à calibrer pour décrire avec un seul ensemble de paramètres le comportement à court et à long-terme.

Selon la deuxième approche le comportement instantané et le comportement différé sont gouvernés par des équations distinctes décrivant séparément chacun des comportements. Les arguments pour une telle approche sont avant tout de l'ordre pratique : outre qu'une modélisation de surcroît plus facile, dans la pratique de la mécanique des roches l'approche offre la possibilité d'étudier les problèmes de la stabilité des ouvrages souterrains pour lesquels l'histoire de construction, et donc l'histoire de chargement court terme du massif entourant l'ouvrage est inconnue. Ce traitement séparé du comportement différé et court terme, sous-entend que les mécanismes physiques qui sont décrits via ces équations soient aussi différents, ne se restent que de l'échelle du temps au cours de laquelle ils sont prédominants. Si on considère le comportement visqueux par exemple, il n'est exprimé que de façon négligeable au cours des essais de compression triaxiale, alors qu'il devient important pour les essais de fluage.

Nous suivrons par la suite cette deuxième approche en adoptant en même temps certains des mécanismes discutés pour le comportement à court terme.

IV.3.1. Modèle conceptuel

Nous considérons d'une part que tous les mécanismes cités dans le précédent paragraphe concernant le comportement instantané ont une composante différée : la fermeture des fissures, le glissement-ouverture, la nucléation des nouvelles fissures et la propagation/coalescence de fissures. La base de notre modélisation consiste à distinguer les phénomènes purement visqueux des phénomènes liés à la croissance et à l'état de fissuration.

Mécanismes de comportement différé à volume constant : On intègre dans ce mécanisme d'une part la nucléation et le déplacement des dislocations (en tous cas de certain type de dislocations) à l'intérieure de cristaux et des grains et d'autre part le glissement pur de fissures. Bien que physiquement différents, ces mécanismes partagent les caractéristiques communes : a) d'être actifs lorsque un déviateur est appliqué b) de produire des déformations purement déviatorique et sans changement de volume. Ces mécanismes sont susceptibles d'être modélisés par des modèles purement visqueux développés initialement pour décrire le comportement des matériaux tels que les métaux. Dans ce classe de modèles le modèle de Lemaitre est peut être celui le plus connus et appliqués sur un grand nombre de matériaux (Lemaitre et Chaboche, 1996). Selon ce modèle la vitesse de la déformation viscoplastique équivalente est une fonction puissance du déviateur de la contrainte et de l'état de déformation (représenté par la déformation viscoplastique équivalent), i.e. :

$$\dot{\gamma}_{vp} = A \left(\frac{q}{\sigma_0} \right)^n \cdot \gamma_{vp}^{-m} \quad (IV-51)$$

Dans cette expression A est un facteur liée à la viscosité du matériau, fonction de la température et des conditions environnementales (voir par exemple Hoxha et al 2005). En particulière les conditions d'hygrométrie peuvent jouer un rôle important sur la valeur de ce paramètre en combinaison avec la température. q est la contrainte déviatorique.

Les paramètres n et m dans l'équation (IV-51) sont des paramètres dépendant du matériau. Les valeurs typiques de n pour les métaux se situent entre 2 et 50 (voir Lemaitre et Chaboche, 1996) et indiquent des phénomènes physiques de différentes natures.

Soulignons le fait que l'équation (IV-51) décrit une diminution de vitesse de fluage par un écrouissage puissance due à la déformation viscoplastique. En alternative dans différentes approches des écrouissages dus au travail plastique ou tous simplement due au temps sont utilisés. Il n'est pas difficile de démontrer que l'équation (IV-51) est en fait équivalente à un écrouissage par le temps. Pour cela il suffit d'intégrer l'équation (IV-51) pendant un palier de fluage ($q=const.$) et en suite remplacer dans cette équation l'expression obtenue pour la distorsion viscoplastique, soit :

$$\frac{\gamma_{vp}^{m+1}}{m+1} = A \left(\frac{q}{\sigma_0} \right)^n t + c_1 \quad (IV-52)$$

et donc :

$$\dot{\gamma}_{vp} = A \left(\frac{q}{\sigma_0} \right)^n \gamma_{vp}^{-m} = \frac{A \left(\frac{q}{\sigma_0} \right)^n}{\left((m+1) \left(A \left(\frac{q}{\sigma_0} \right)^n t + c_1 \right) \right)^{\frac{m}{m+1}}} = \frac{f_1(q)}{(f_2(q)t + C_1)^\xi} \quad (IV-53)$$

Mécanismes de comportement différé à variation de volume:

D'une part la fermeture de fissures ou alors leur ouverture selon les mécanismes déjà décrits, et d'autre part la nucléation, la propagation et en fin la coalescence des fissures sont des mécanismes susceptibles d'engendrer une évolution de volume. Chacun de ces mécanismes est aussi susceptible d'avoir une composante différée. A titre d'exemple, il est accepté que la propagation subcritique des fissures soit gouvernée par une loi de type :

$$\dot{a} = A_k . K_1^{n_k} \quad (IV-54)$$

Les composantes différées des autres mécanismes cités sont peu connus, à part peut être le fait que la nucléation de fissures est souvent traitée comme un processus de type Boltzman. Les résultats de nos essais montrent néanmoins clairement la présence de chacun de ces mécanismes : on observe par exemple clairement une augmentation du module de Young dans la direction axiale en cour des deux premiers paliers de fluage. De même une baisse spectaculaire des modules élastiques dynamiques est observée pendant le fluage à des niveaux élevés de contraintes.

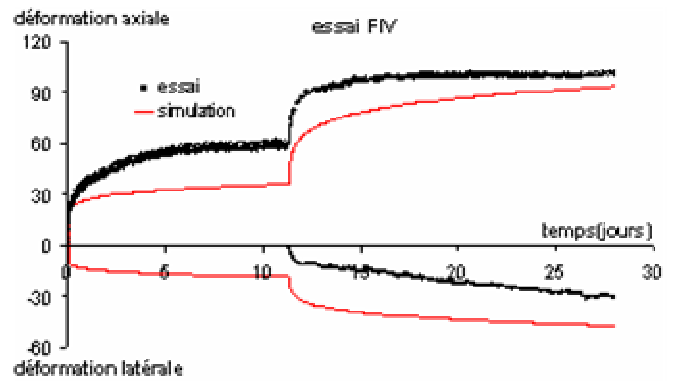
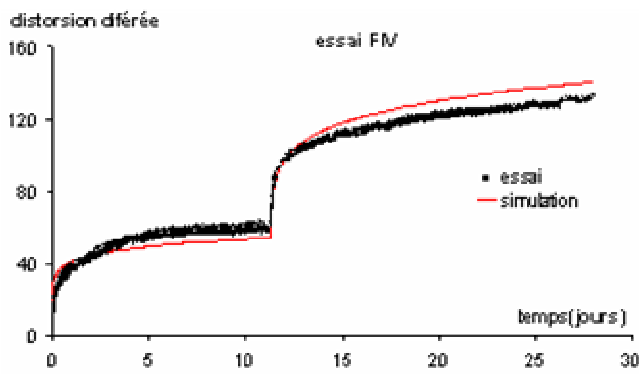
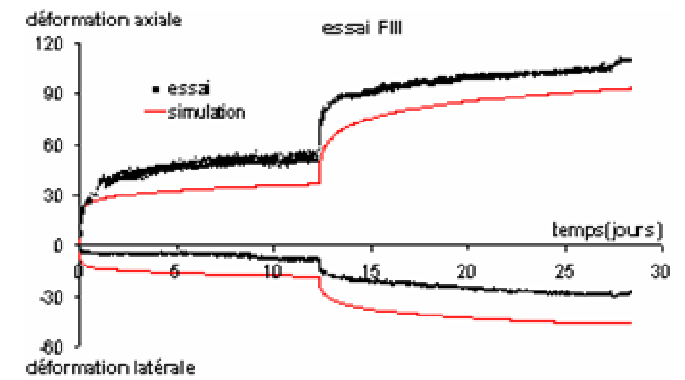
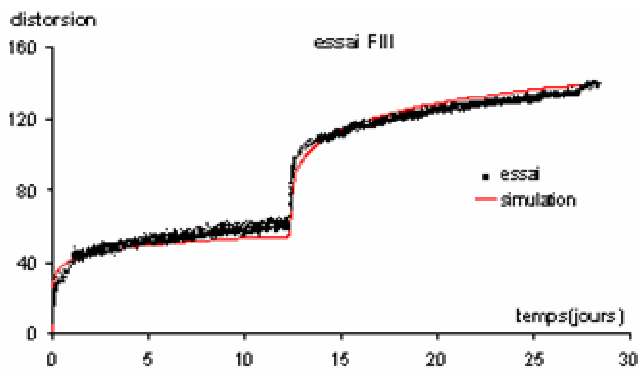
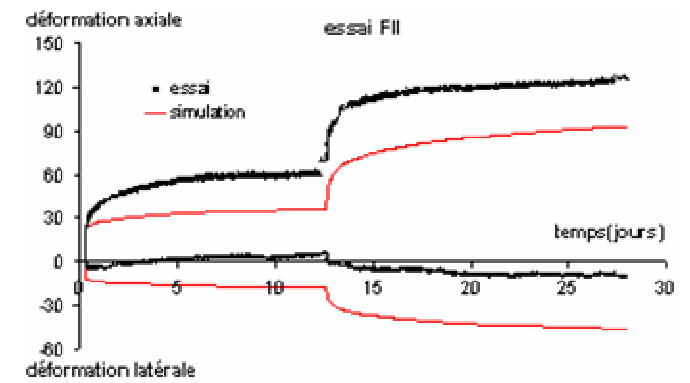
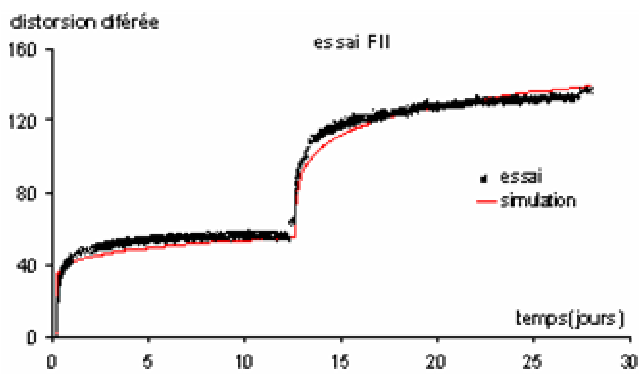
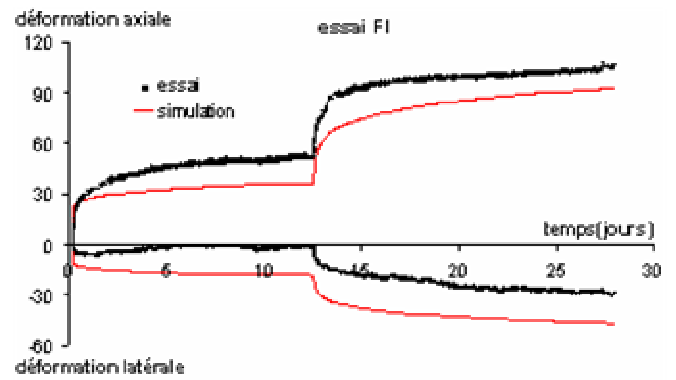
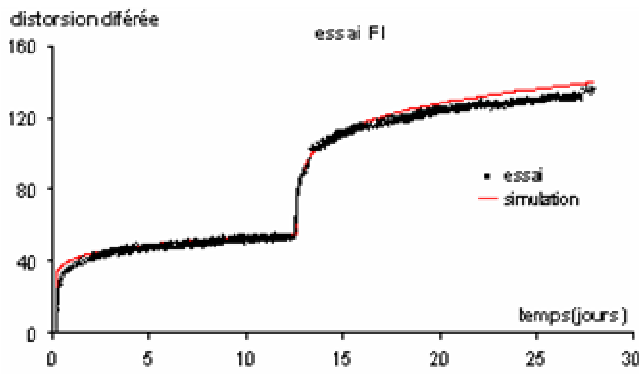
Les mécanismes cités sont susceptibles aussi de dépendre des conditions environnementales à l'instar de l'influence de ces conditions sur la vitesse de propagation subcritique des fissures (Atkinson, 1982 et 1984).

IV.3.2. Identification des paramètres de la loi de Lemaitre

Dans un premier temps nous avons essayé d'utiliser le modèle viscoplastique de Lemaitre (l'équation (IV-51)), pour tenter de modéliser le comportement mécanique à long terme de calcaire d'Euville. Nous rappelons que tous les échantillons des essais fluages ont la même hygrométrie initiale de 100 % qui est maintenue constante jusqu'à la fin du deuxième palier de chargement mécanique. On utilisera alors ces deux premiers paliers pour identifier les paramètres du modèle de Lemaitre et on utilisera les paramètres ainsi identifiés pour simuler les paliers restants des essais de fluage à $h_r = 100\%$. Pour les paliers restant des autres essais cette simulation n'aurait pas de sens sachant que pour ces échantillons, après les deux premiers paliers mécanique, l'hygrométrie a été changée.

La loi de Lemaitre sera paramétrée à partir de distorsion différée lors de deux premiers paliers pour l'essai FI. Nous avons utilisé la méthode des moindres carrés pour identification des paramètres.

Dans le tableau suivant sont représentés les paramètres de la loi de fluage obtenus à partir de d'essai FI.



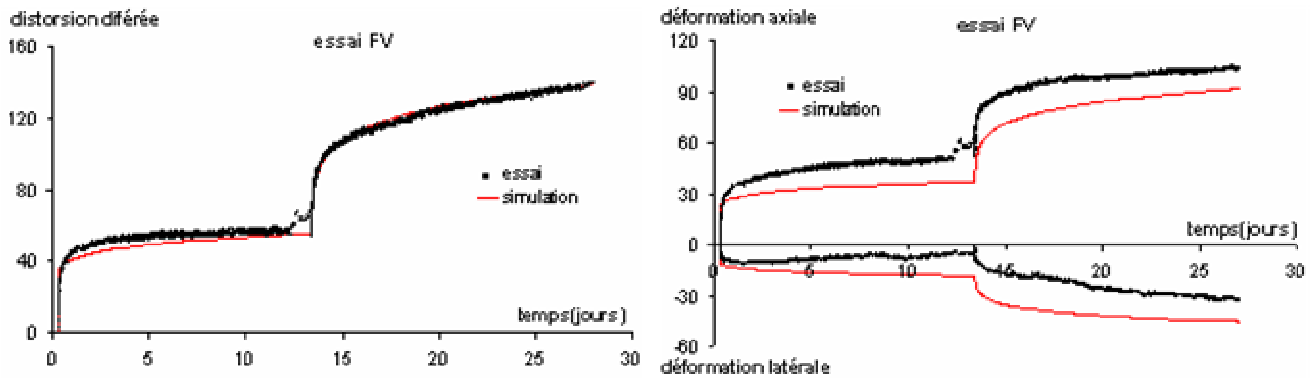


Figure IV-11 : Comparaison des courbes expérimentales et prédiction du modèle de Lemaitre lors de deux premiers paliers pour l'ensemble des essais fluages.

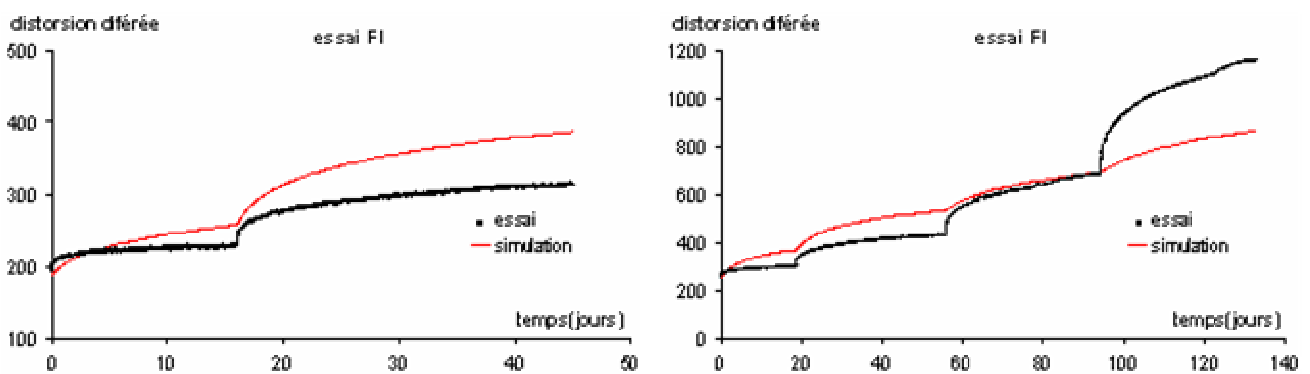


Figure IV-12 : Comparaison des courbes expérimentales et prédiction du modèle de Lemaitre (paramétrage sur les deux premiers paliers). A gauche : les paliers après première phase de décharge et à droite : les paliers après la deuxième phase de décharge totale (essai FI).

Tableau IV-1 : Paramètres du modèle de Lemaitre identifiés à partir de deux premiers palier d'essai FI.

paramètre	m	A (MPa.S ⁻¹)	n
	7,55	2,2*10 ⁽⁻⁵¹⁾	15,18

Sur la Figure IV-11 on compare les courbes expérimentales lors de deux premiers paliers pour l'ensemble des essais, aux courbes obtenues à partir des formules précédentes ainsi paramétré. Rappelons que les paramètres sont identifiés sur la courbe de la distorsion viscoplastique d'un seul essai (FI) et un seul jeu de paramètres est utilisé pour tous les échantillons les deux premiers paliers étant identiques pour tous. La bonne accordance entre les prédictions du modèle est les courbes expérimentales de la distorsion plastique indique d'une part que pour ces niveaux de contrainte le modèle reproduit assez bien l'évolution de la distorsion viscoplastique et que d'autre part on a un échantillonnage assez homogène se comportant de la même façon. On constate néanmoins que même dans le cas de ces paliers où la distorsion est correctement reproduite, les déformations axiales et latérales, comme attendues ne sont pas correctement modélisées. De plus les valeurs des paramètres semblent très éloignées des valeurs caractéristiques de m et n qu'on trouve pour différents matériaux et il est difficile de leur donner une signification physique liée au type du mécanisme de fluage.

Dans la Figure IV-12 nous avons utilisés les paramètres déjà identifiés aux deux premiers paliers pour tenter de modéliser les résultats expérimentaux pour les paliers de contrainte plus élevés dans le cas d'essai FI. L'accordance entre le modèle et les résultats expérimentaux devient plus aléatoire. Si pendant les trois premiers paliers qui suivent le déchargement total de l'échantillon, le modèle surestime largement la distorsion, la distorsion du tout dernier palier est sous-estimée par le modèle. Pour ce dernier palier on peut avancer l'idée d'un endommagement différé important qui peut expliquer ces différences, tandis qu'aucune explication ne peut être avancée pour les différences observées dans les trois premiers paliers si ce n'est qu'une incapacité du modèle de décrire ce type de comportement.

Ces résultats montrent que si généralement on arrive à ajuster une loi de Lemaitre sur la courbe des distorsions différées, en tous cas pour certaines parties, il est impossible de reproduire les courbes contrainte déformation des autres paliers à partir de ces mêmes paramètres. Bien que on n'attend pas de ce type de modèle de décrire la variation volumique, on rappelle que leur utilisation pour la plupart des géomatériaux demande des adaptations notamment pour pouvoir décrire les variations volumiques.

Ce constat nous conduit à la recherche d'un modèle de comportement différé, décrit ci-dessous.

IV.3.3. Description du modèle différé

Le modèle conceptuel ci-dessus fait apparaître des mécanismes à sensibilité différente envers la contrainte et dont la durée est différente. De plus, des informations quantitatives sur les paramètres gouvernant le comportement différé est plus souvent inaccessible à l'heure actuelle. On fait alors le choix d'un modèle purement phénoménologique regroupant les mécanismes décrits ci-dessus. En négligeant tout phénomènes différés sous contrainte isotrope on considère que les mécanismes différés, aussi bien de cisaillement que volumiques s'initient et se maintiennent par un déviateur de contrainte. Pour simplifier la modélisation on distingue deux phases de déformation différée : la première phase coïncide à la fermeture différée de fissures sous une contrainte de compression et un glissement et le deuxième coïncide avec une augmentation du nombre de fissures par une nucléation « subcritique » (par analogie avec une propagation subcritique) et de la propagation subcritique de fissures conduisant à la coalescence des fissures et à la rupture du matériau.

En accord avec ces hypothèses on écrit alors les déformations différées dans le repère des contraintes principales déviatoriques comme :

$$\dot{\varepsilon}_i^d = F(S_i, \varepsilon_i^d(t), \varepsilon_i^{tot}) \quad i=1, 2, 3 \quad (IV-55)$$

Dans cette équation S_i représente la composante principale i du tenseur de la contrainte déviatorique, ε_i^{tot} et $\varepsilon_i^d(t)$ sont respectivement la déformation totale et la déformation différée dans cette même direction. La fonction F reste à définir à partir des résultats des essais.

A l'instar du modèle de Lemaitre on suppose qu'un écrouissage par déformations est actif et que la fonction $F(S_i, \varepsilon_i^d(t), \varepsilon_i^{tot})$ peut être assimilable à l'équation (IV-52) et donc à l'équation (IV-53):

$$\dot{\varepsilon}_i^d = A_i f(S_i) (\varepsilon_i^d)^{-m_i} \quad (IV-56)$$

Pour une contrainte constante l'expression ci-dessus décrit une déformation qui accroît en fonction du temps comme la puissance $1/(1+m_i)$ du temps, $\varepsilon_i^d \propto t^{\frac{1}{1+m_i}}$. L'étude des résultats expérimentaux indique une très bonne concordance des courbes des déformations axiales et latérales avec cette hypothèse (Figure IV-13). Pour ces ajustements on utilise la présentation des déformations différées en fonction du temps :

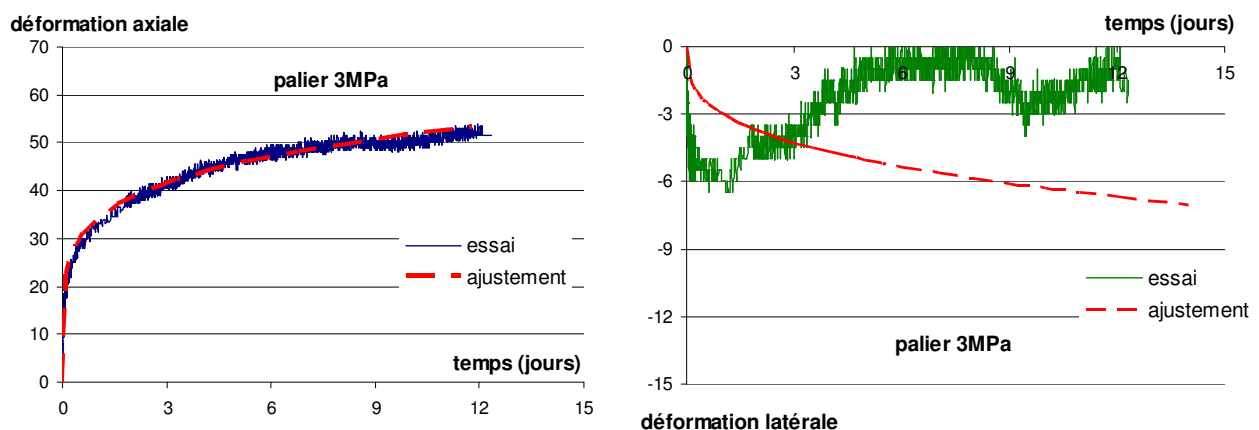
$$\varepsilon_i^d(t) - \varepsilon_i^d(t_0) = B_i \cdot (t - t_0)^{\frac{1}{1+m_i}} \text{ avec } B_i = ((1 + m_i) A_i f(S_i))^{\frac{1}{1+m_i}} \quad (IV-57)$$

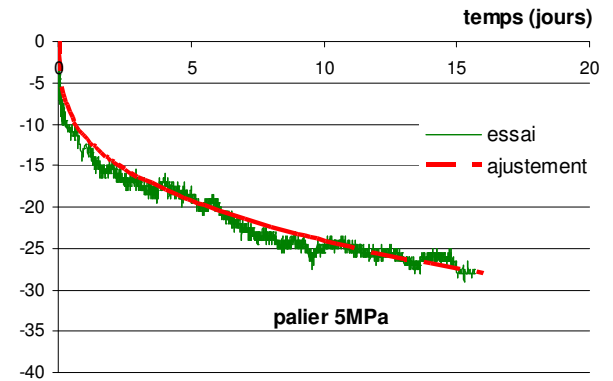
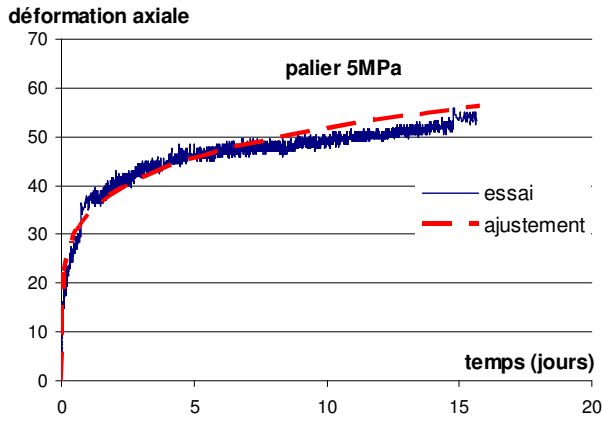
Les paramètres d'ajustement pour l'essai FI ($h_r=100\%$) sont présentés dans le Tableau IV-2.

Tableau IV-2 : Coefficient d'ajustement des courbes de fluages axiales et latérales (essai FI).

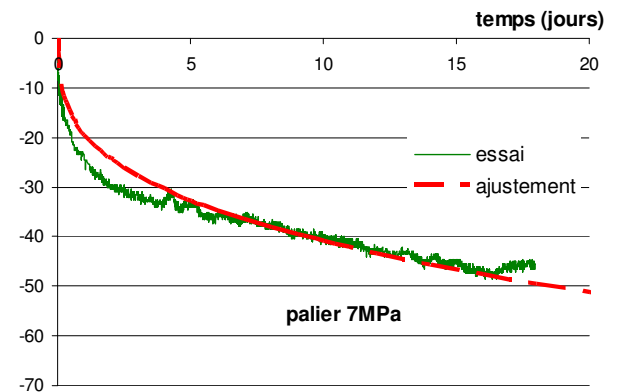
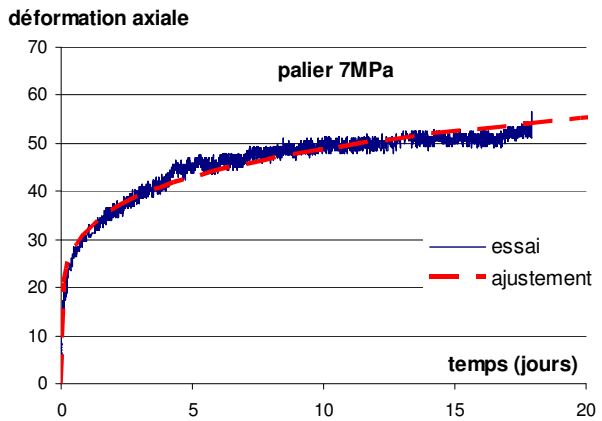
$-\sigma_3$	m_3	B_3	m_1	B_1
3	4,5	34	2,1	-3
5	4,5	34	2,1	-11,5
7	4,5	32	2,1	-19,5
7 bis	4,5	16	2,1	-8,5
8,5	4,5	17	2,1	-17,5
8,5 bis	4,5	16	2,1	-7,5
10	3	16,5	2,1	-28
11,5	3	23	2,1	-56
13	3	24	2,1	-125

Ces ajustements justifient la partition des déformations différées en deux phases comme proposée.

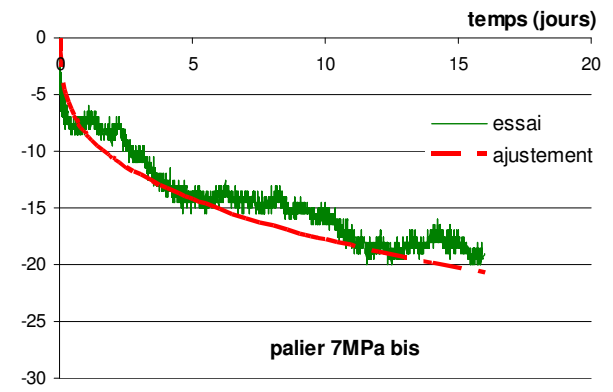
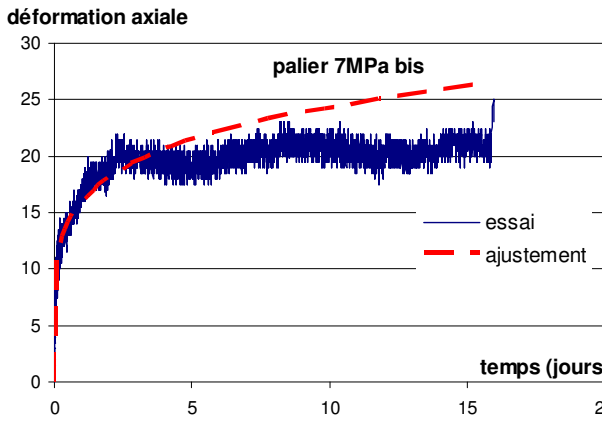




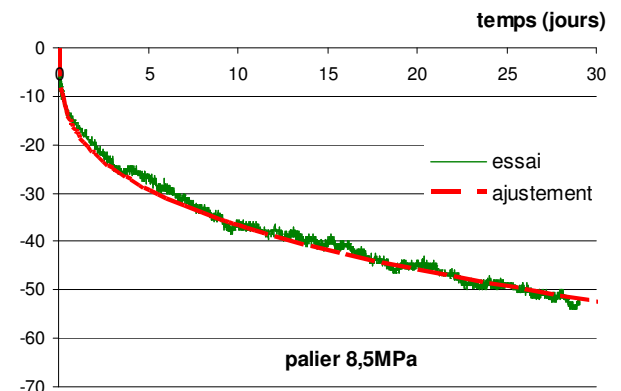
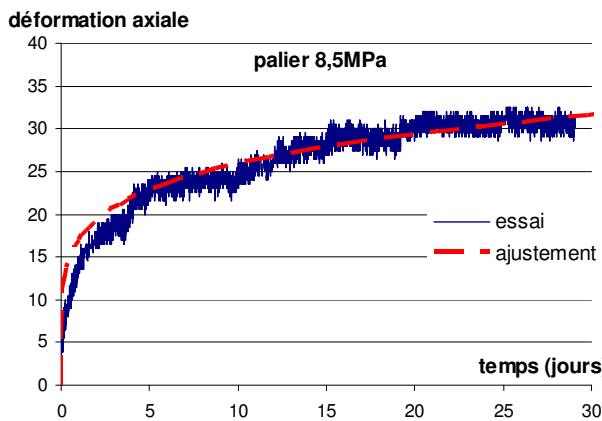
déformation latérale



déformation latérale



déformation latérale



déformation latérale

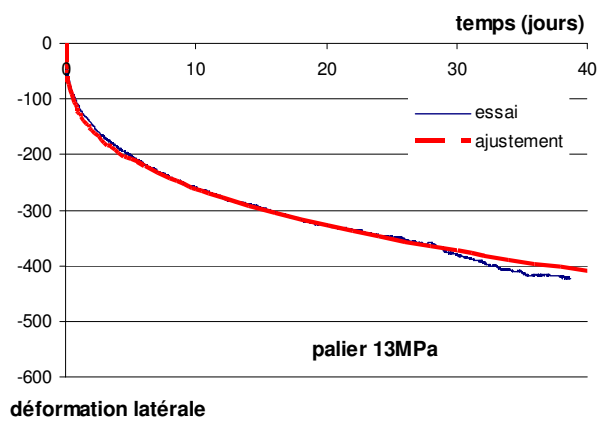
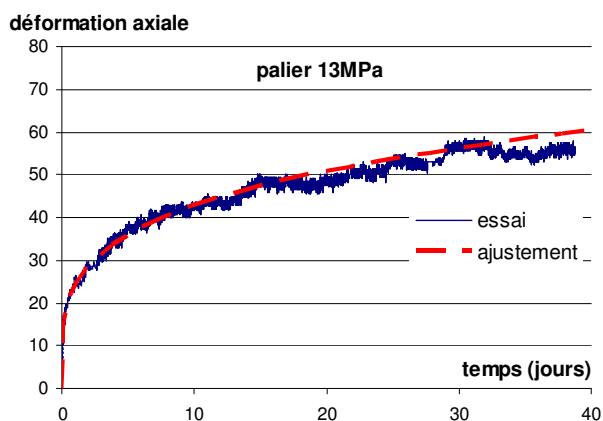
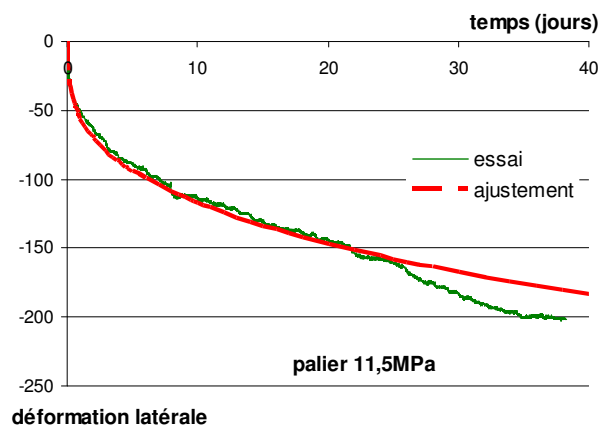
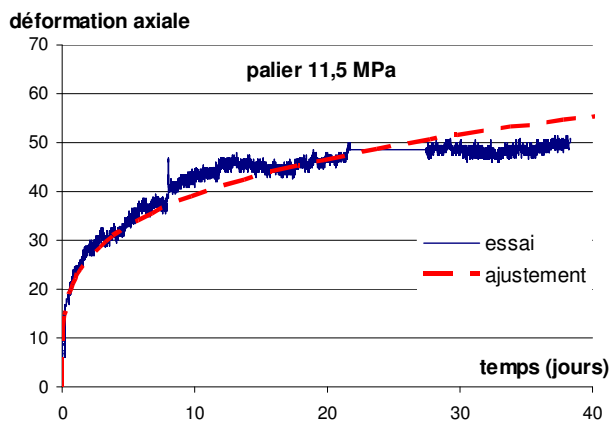
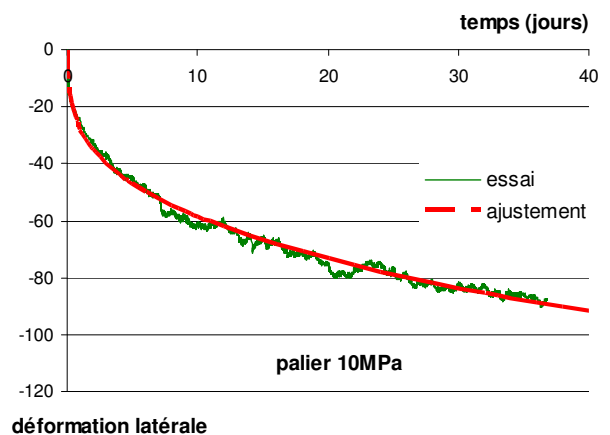
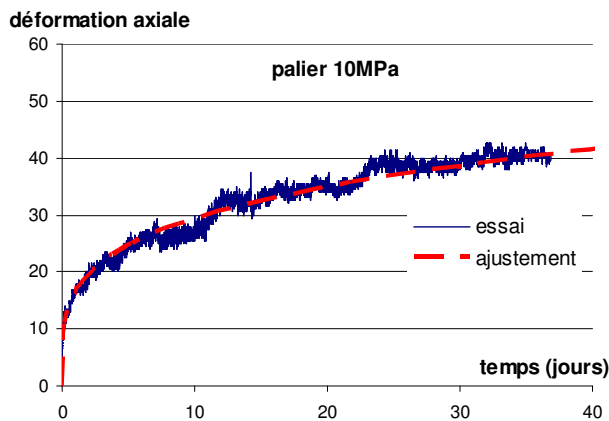
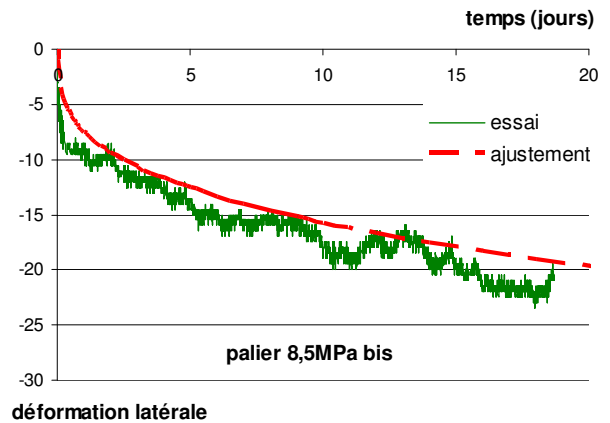
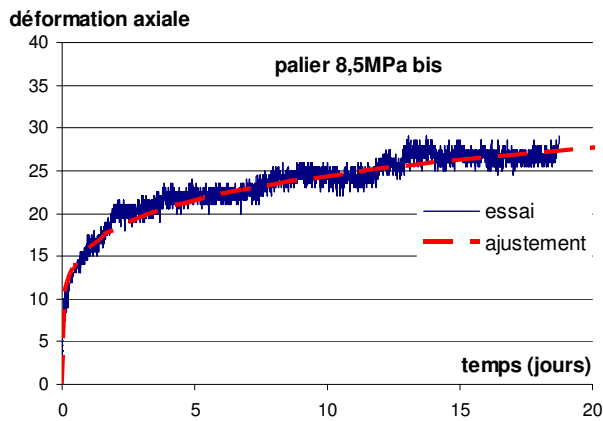


Figure IV-13 : Ajustement des courbes de fluage par une fonction puissance du temps (essai FI).

Pour la première phase, (qui pour nos essais à $h_r=100\%$ est limitée à des contraintes inférieures ou égales à 8,5 MPa) on pourra identifier une évolution des déformations différées qui peut se décrire par les équations suivantes :

$$\varepsilon_i^d(t) - \varepsilon_i^d(t_0) = \begin{cases} a_i \left(\frac{S_{i,t_0^+} - S_{i,t_0^-}}{s_0} \right) (t - t_0)^{\frac{1}{1+m_i}} & \text{si } S_i < 0 \\ \left(\frac{b_i \cdot S_{i,t_0^+} + k_i}{s_0} \right) (t - t_0)^{\frac{1}{1+m_i}} & \text{si } S_i > 0 \end{cases} \quad (IV-58)$$

Dans ces équations a_i , b_i , m_i et k_i représentent des paramètres du modèle à identifier tandis que s_0 est une valeur de référence de la contrainte déviatorique, utilisée pour rendre adimensionnelles les équations ($s_0=1\text{MPa}$). Les équations (IV-58) seront valables pour un fluage multi-paliers monotone, pour lequel chaque palier est réalisé sous une contrainte supérieure à la contrainte du palier précédent. Pour pouvoir utiliser ces équations pour des chemins de chargement quelconque on doit clarifier le problème de l'évolution des déformations différées lorsque un déchargement peut avoir lieu. Dans le cadre de ce modèle on suppose que les déformations différées positives sont complètement irréversibles, car induite par un processus de fissuration. Ce caractère exclusivement irréversible des déformations différées positives (d'extension) est confirmé dans notre cas par les résultats des essais de laboratoire (voir par exemple les paliers 4 et 7 dans les essais de fluage à $h_r=100\%$). Par contre les déformations différées dans les directions où une contrainte déviatorique est compressive sont principalement due à la fermeture différée des fissures existantes ou de celles qui se créent pendant le fluage. Une autre partie de ces déformations est également liées avec le processus de glissement de fissures et donc irréversible. A fin de tenir compte de cette partie réversible des déformations contractantes nous supposons que ces déformations sont une partie constante des déformations totales contractantes. Si cette partie est β ($0 < \beta < 1$) on peut écrire les déformations différées compressives sous la forme suivante :

$$\varepsilon_i^d(t) - \varepsilon_i^d(t_0) = \left(\alpha_i \left(\frac{S_{i,t_0^+} - S_{i,t_0^-}}{s_0} \right) - \theta \left\| \frac{S_{i,t_0^+} - S_{i,t_0^-}}{s_0} \right\| \right) (t - t_0)^{\frac{1}{1+m_i}} \quad \text{si } S_i \leq 0 \quad \text{et} \quad \beta \left\| \varepsilon_i^d(t_0) \right\| - (\varepsilon_i^d(t) - \varepsilon_i^d(t_0)) > 0$$

(IV-59)

avec $a_i = \alpha_i + \theta$ et $\beta = \alpha_i - \theta$

Par les essais on identifie a_i et β et on peut calculer θ .

Lorsque $S_{i,t_0^+} - S_{i,t_0^-} < 0$ (le chargement compressif augmente dans la direction i) on obtient :

$$\varepsilon_i^d(t) - \varepsilon_i^d(t_0) = (\alpha_i + \theta) \left(\frac{S_{i,t_0^+} - S_{i,t_0^-}}{s_0} \right) (t - t_0)^{\frac{1}{1+m_i}} = a_i \left(\frac{S_{i,t_0^+} - S_{i,t_0^-}}{s_0} \right) (t - t_0)^{\frac{1}{1+m_i}} \quad (IV-60)$$

ce qui est bien notre équation (IV-58). Notons que dans ce cas la condition de limitation des déformations compressives ($\beta \left\| \varepsilon_i^d(t_0) \right\| - (\varepsilon_i^d(t) - \varepsilon_i^d(t_0)) > 0$) est toujours satisfait.

En revanche lorsque $S_{i,t_0^+} - S_{i,t_0^-} > 0$ (le chargement compressif diminue dans la direction i) l'équation (IV-59) s'écrit :

$$\varepsilon_i^d(t) - \varepsilon_i^d(t_0) = (\alpha_i - \theta) \left(\frac{S_{i,t_0^+} - S_{i,t_0^-}}{s_0} \right) (t - t_0)^{\frac{1}{1+m_i}} = \beta \left(\frac{S_{i,t_0^+} - S_{i,t_0^-}}{s_0} \right) (t - t_0)^{\frac{1}{1+m_i}} \quad (IV-61)$$

Cette équation est assortie avec la condition de limitation des déformations réversibles $\beta \|\varepsilon_i^d(t_0)\| - (\varepsilon_i^d(t) - \varepsilon_i^d(t_0)) > 0$, condition qui n'est plus satisfaite dès que :

$$(\varepsilon_i^d(t) - \varepsilon_i^d(t_0)) = \beta \|\varepsilon_i^d(t_0)\| \quad (IV-62)$$

Pour la deuxième phase de fluage (qui pour nos essais à $h_r=100\%$ concerne les paliers à une contrainte supérieure à 8.5 MPa) les déformations différées s'écrivent :

$$\varepsilon_i^d(t) - \varepsilon_i^d(t_0) = \begin{cases} a_i^{(2)}(\sigma, \dots) (t - t_0)^{\frac{1}{1+m_i}} & \text{si } S_i < 0 \quad \text{et } \|S_i\| > s_{lim} \\ b_i^{(2)}(\sigma, \dots) (t - t_0)^{\frac{1}{1+m_i}} & \text{si } S_i > 0 \quad \text{et } S_i > s_{lim} \end{cases} \quad (IV-63)$$

Il y a une différence notable entre les équations (IV-58) et (IV-63) notamment en ce qui concerne les déformations différées de contraction. Pour la première phase ces déformations dépendent uniquement de la variation de la contrainte déviatorique entre deux paliers, tandis que dans la deuxième phase elles dépendent surtout de la contrainte déviatorique (et pas seulement de sa variation). L'hypothèse cachée de cette différence c'est que les déformations différées de compression dans la deuxième phase de fluage dépendront en grande partie des nouvelles fissures qui vont se créer ou propagées dont le processus dépend plutôt du niveau de la contrainte. La forme des fonctions $a_i^{(2)}(\sigma, \dots)$ $b_i^{(2)}(\sigma, \dots)$ reste à définir.

IV.3.4. Identification des paramètres et simulation des essais de fluage multi paliers

Les paramètres du modèle ont été identifiés à partir des ajustements des courbes de fluage pour les portions à h_r constant. En ajustant ces courbes suivant les équations (IV-57) on obtient les coefficients B_i et m_i (Tableau IV-2) à partir lesquelles sont identifiées les deux phases de fluage et les paramètres associés (Figure IV-14). Le graphique de cette figure est en particulier utilisé pour identifier les fonctions $a_i^{(2)}(\sigma, \dots)$ et $b_i^{(2)}(\sigma, \dots)$ inconnue pour l'instant. En prenant les deuxièmes parties de ces graphiques on constate que $a_i^{(2)}(\sigma, \dots)$ $b_i^{(2)}(\sigma, \dots)$ pourront très bien être décrites par des fonctions exponentielles de la contrainte déviatorique respectivement de compression et d'extension. Cela est tout à fait en accord avec l'idée qu'on se fait de l'évolution de la fissuration (par nucléation et/ou par propagation) où une fois un certain seuil dépassé le processus prend la forme d'une avalanche conduisant à la rupture du matériau. On pourra spéculer d'une relation entre la densité de fissuration et les paramètres d'ajustement de fluage qui ne serait pas illégitime en vue des hypothèses de notre modèle. Néanmoins cette densité de fissuration n'étant pas une mesure mais juste une estimation à partir de plusieurs hypothèses, nous renonçons d'établir une relation quantitative entre les paramètres d'ajustement.

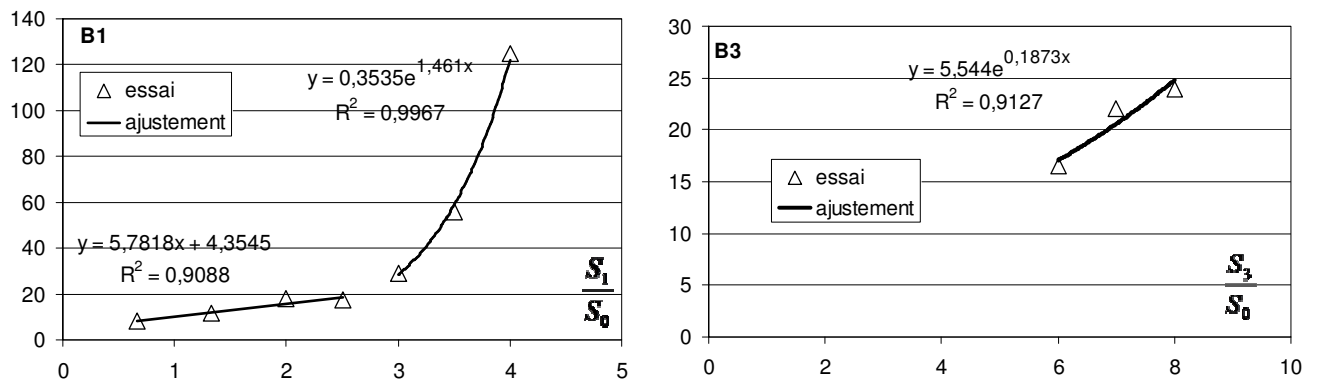


Figure IV-14 : Identification des paramètres de fluage pour les déformations d'extension (à gauche) et déformations de compression (à droite) (essai FI).

$$a_i^{(2)}(\sigma, \dots) = a_{i,c} \text{Exp} \left(\omega_c \left\| \frac{S_i}{S_0} \right\| \right) \quad \text{pour } \|S_i\| > S_{lim} \quad (IV-64)$$

$$b_i^{(2)}(\sigma, \dots) = b_{i,e} \text{Exp} \left(\omega_e \left\| \frac{S_i}{S_0} \right\| \right) \quad \text{pour } S_i > S_{lim} \quad (IV-65)$$

Le paramètre β décrivant le fluage inverse pendant le déchargement est identifié à partir d'un fluage en déchargement. Dans notre cas on l'identifie à partir des déchargements complets pendant les paliers 4 et 7 de nos essais. En vue de l'équation (IV-61) ce paramètre est calculé comme le rapport de la variation de la déformation axiale pendant la décharge avec cette même déformation différée au moment précédant le début de déchargement.

L'ensemble des paramètres de fluage identifiés pour l'essai à $h_r=100\%$ (essai FI) est présenté dans le Tableau IV-3.

Tableau IV-3 : Paramètres du fluage pour l'essai à $h_r= 100\%$ (essai FI).

	Phase I			Phase II		
	a_i	m_i	$a_{i,c}$	ω_c	m_i	
Déformations différées de contraction ($S_i < 0$)	34	4,5	5,544	0,1873	3	
	b_i	k_i	m_i	$a_{i,e}$	ω_e	m_i
Déformations différées d'extension ($S_i > 0$)	5,7818	4,3545	2,1	0,3535	1,401	2,1

Sur la Figure IV-15 nous présentons la simulation des essais de fluage en comparaison avec les résultats expérimentaux lors de deux premiers paliers de chargement dans lesquelles l'hygrométrie est 100% pour tous les essais de fluage. Un bon accord général est trouvé entre les prédictions du modèle et les résultats expérimentaux dans le cas de déformations axiales. Nous observons un décalage entre les résultats expérimentaux et la prédiction du modèle pour les déformations latérales. Malgré une bonne estimation de déformations latérales du modèle lors de deuxième et troisième paliers pour les essais FI et FII et deuxième palier pour les

autres essais, ce décalage est dû au premier palier de chargement dans lequel la contrainte appliquée est assez faible et la déformation latérale enregistrée est à la limite du système d'acquisition.

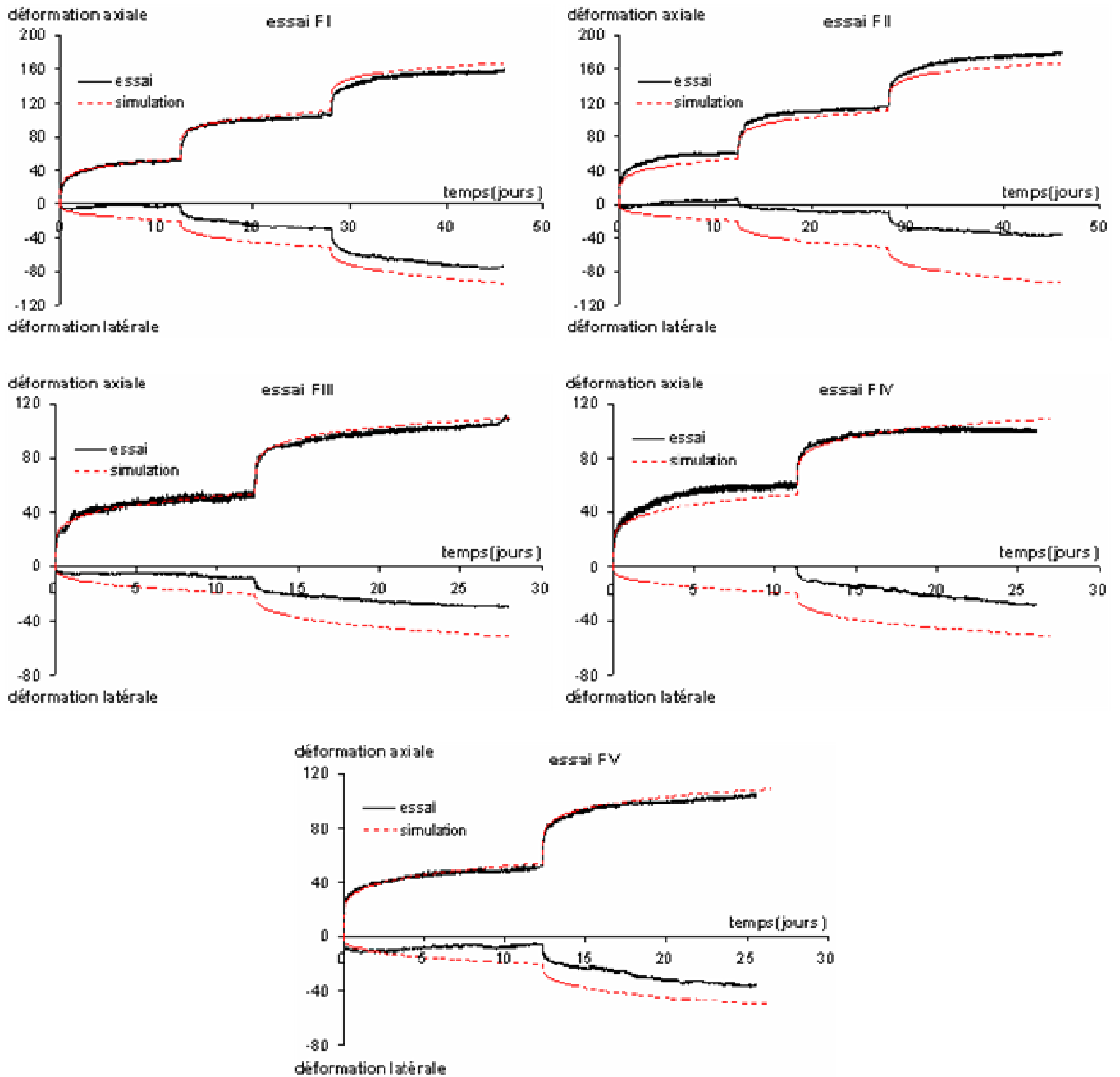


Figure IV-15 : Comparaison des courbes expérimentales et prédiction du modèle pour les trois premiers paliers de chargement (essai F1 et F2) et deux premiers paliers de chargement (essai F3, F4 et F5).

Sur la Figure IV-16 nous présentons la simulation des essais de fluage en comparaison avec les résultats expérimentaux lors de trois dernier paliers de chargement pour l'essai FI avec hygrométrie constante de début jusqu'à la fin d'essai. Nous constatons que modèle suit globalement la tendance des déformations axiales, latérales et volumiques. En fait le décalage observé est surtout produit pendant le premier palier de chargement et principalement pour les déformations latérales. En effet pendant ce palier les incertitudes expérimentales, notamment en ce qui concerne les déformations latérales sont très grandes car dans la limite de la précision des mesures. Par ailleurs l'évolution des déformations latérales pendant ce palier pour plusieurs échantillons n'est pas tout à fait cohérente avec le chargement (voir par exemple sur le graphique ci-dessous les déformations latérales des essais FI, FII et FIV).

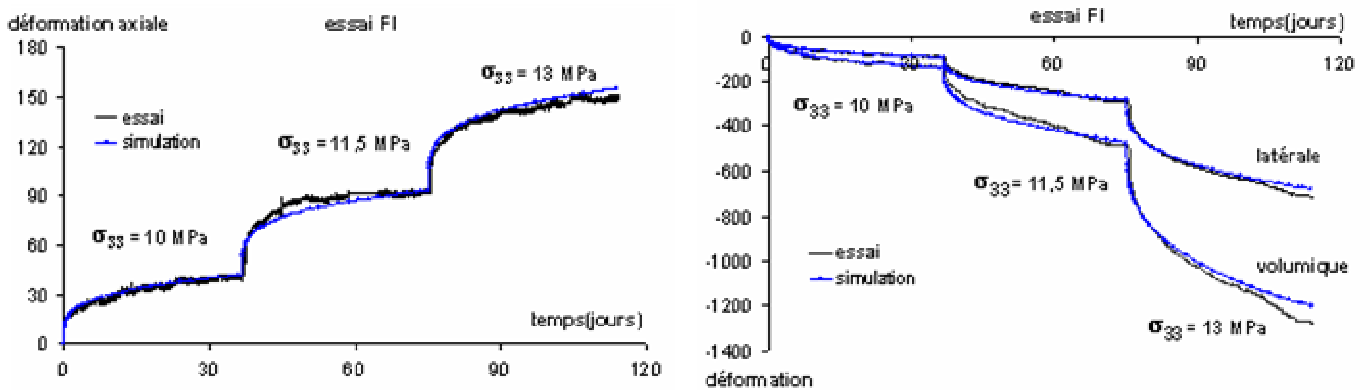


Figure IV-16 : Comparaison des courbes expérimentales et prédiction du modèle pour les paliers après deuxième phase de décharge. A gauche : les déformations latérales et à droite : les déformations latérales volumique (essai FI avec $h_r=100\%$).

Comme attendus les paramètres du fluage varient avec les conditions environnementales, dans notre cas avec l'hygrométrie. Sur les

Figure IV-17 et

Figure IV-18 sont présentées les fonctions $a_i^{(2)}(\sigma, \dots)$ $b_i^{(2)}(\sigma, \dots)$ pour les essais à $h_r=85\%$ et 66% respectivement. Rappelons que pour ces essais les deux premiers paliers ont été réalisés à $h_r=100\%$ et dans les mêmes conditions que les essais simulés ci-dessus (essai FI). Par ailleurs les paliers intermédiaires pour lesquels une réserve peut être formulée quant aux conditions hydriques ne sont pas pris en compte dans l'identification de ces fonctions.

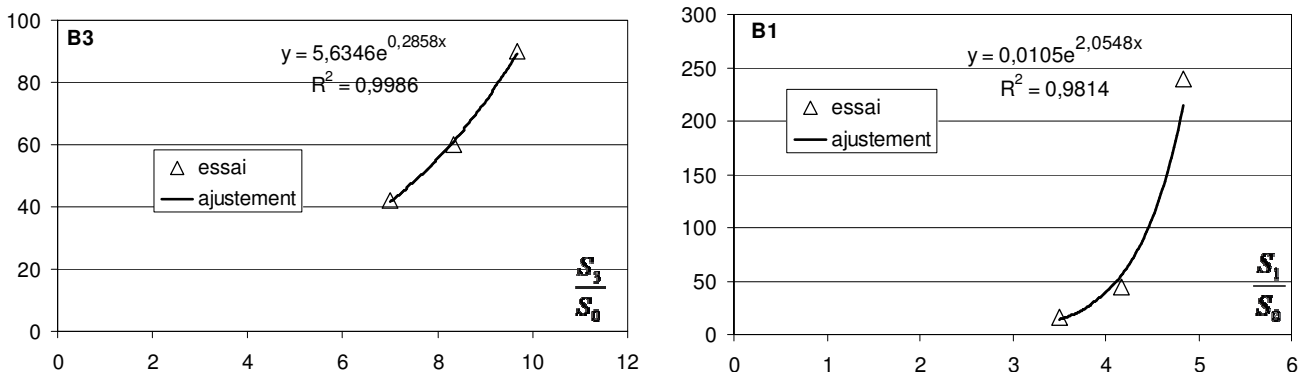


Figure IV-17 : Identification des paramètres de fluage pour les déformations d'extension et compression (essai FIII avec $h_r=85\%$).

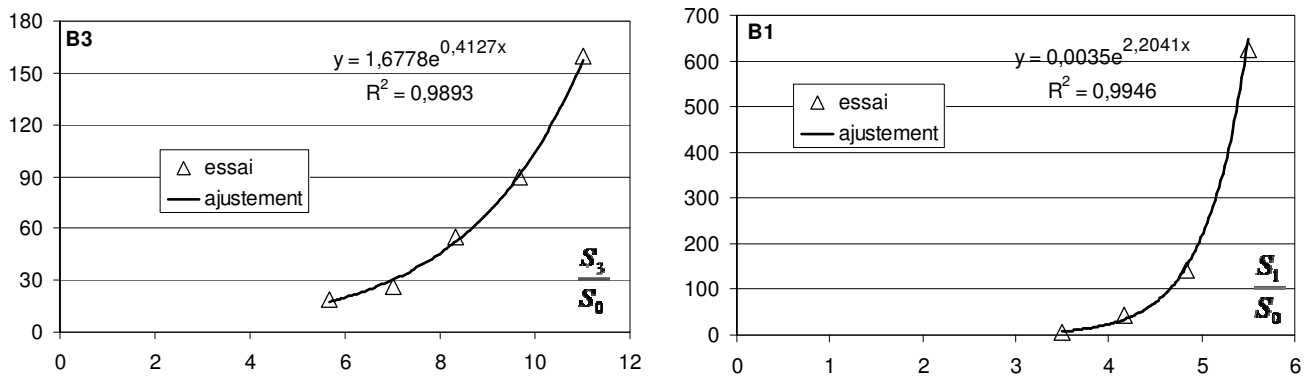


Figure IV-18 : Identification des paramètres de fluage pour les déformations d'extension et compression (essai FV avec hygrométrie $h_r=66\%$).

En utilisant la Figure IV-18 il est possible d'identifier les paramètres du modèle pour les $h_r=85\%$ et $h_r=66\%$. Sur les figures Figure IV-19 nous présentons les simulations des essais de fluage multi-paliers avec les différentes hygrométries en utilisant le modèle ci-dessus.

Comme pour les essais à $h_r=100\%$ on constate un bon accord général du modèle avec les essais de laboratoire. Le décalage observé est surtout du à une surestimation des déformations axiales pour l'essai FIV à la reprise de l'essai après déchargement et généralement une sous-estimation des déformations à tout dernier palier avant la rupture.

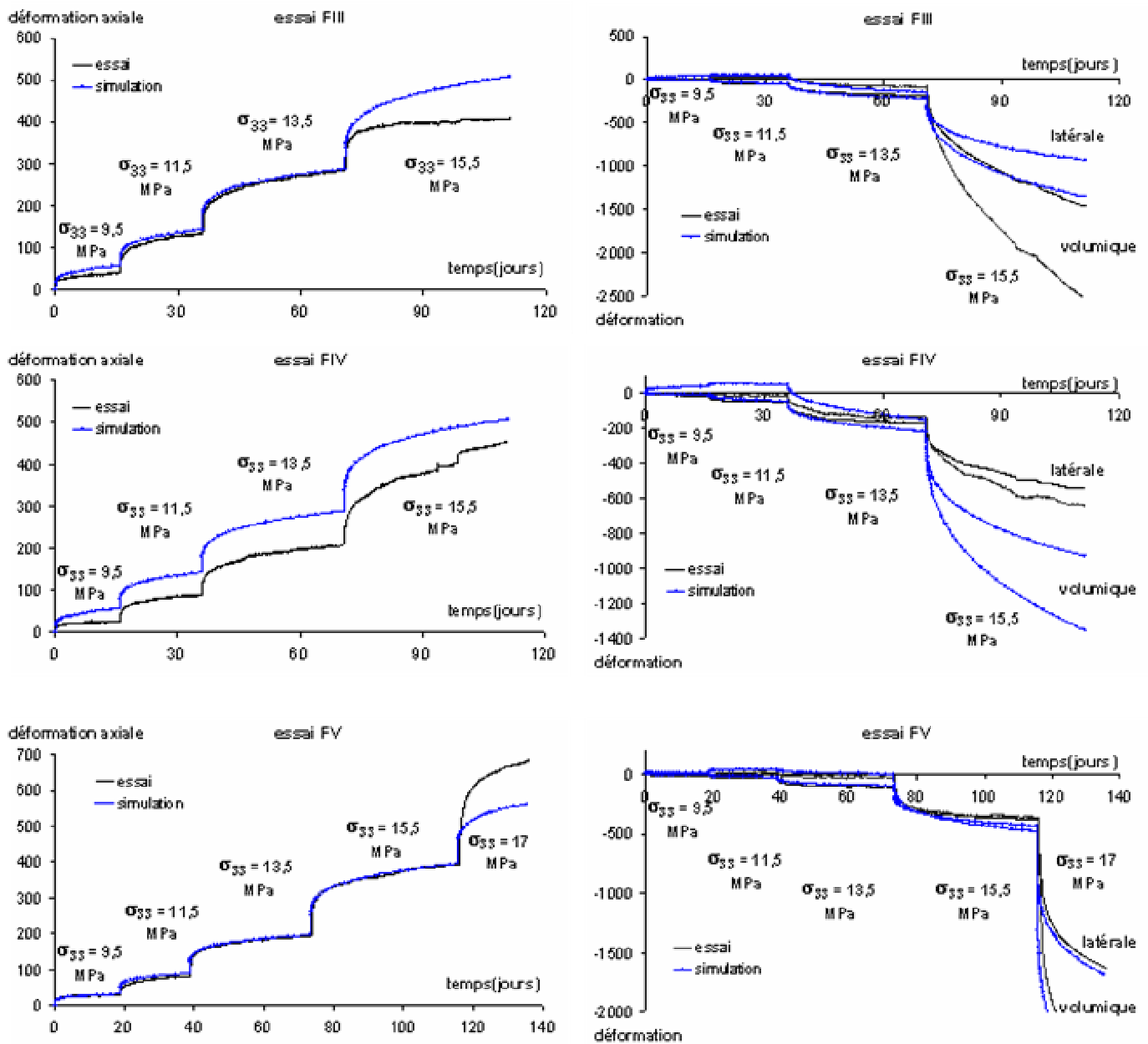


Figure IV-19 : Comparaison des courbes expérimentales et prédiction du modèle pour les paliers après la phase de décharge. A gauche : les déformations latérales et à droite : les déformations latérales volumique (essai FIII et FIV avec $h_f=85\%$ et FV à $h_f=66\%$).

IV.4. Conclusions

La modélisation du comportement court et long terme du calcaire d'Euville proposée dans ce chapitre est largement basée sur les résultats expérimentaux. La séparation entre le comportement court et long terme, quelque peu arbitraire, facilite néanmoins la tâche tout en permettant de préciser les degrés des incertitudes de nos connaissances sur le comportement de cette roche. Si pour le comportement à court terme l'analyse micromécanique des résultats des essais permet d'identifier les mécanismes principaux et de les quantifier et donc de donner ensuite une description simple macroscopique des phénomènes, pour le comportement à long terme les incertitudes sont plus grandes.

Le modèle du comportement instantané considère comme principal mécanisme d'évolution de la fissuration sous chargement la nucléation des nouvelles fissures, qui à un moment donné du chargement identifié par une densité critique de fissuration conduisent à la coalescence des fissures et à la rupture macroscopique des échantillons. L'anisotropie du comportement de cette roche sous chargement est liée à deux mécanismes : l'une une fermeture des fissures sous chargement et l'autre une ouverture par glissement de fissures. La propagation des fissures est prise en compte via une déformation supplémentaire anisotrope coïncidant avec les axes de la contrainte déviatorique.

Pour le comportement long-terme les déformations « compressives » ont été distinguées des déformations « extensives » sur la base des analyses des principaux mécanismes susceptibles de contrôler le comportement observé à savoir une augmentation continue jusqu'à très près de la rupture différée du module dans la direction des contraintes déviatorique négatives (S-) et une diminution continue et monotone du module dynamique dans la direction des contraintes déviatoriques positives (S+). Cette décomposition des déformations permet de mettre en évidence que les déformations ainsi décomposées évoluent selon deux phases bien distinctes : la première où les déformations semblent être définies principalement par la variation des contraintes déviatoriques entre deux paliers, et une deuxième phase où les déformations sont plutôt une fonction du niveau de la contrainte totale. Si dans la première phase le mécanisme principal semble être une fermeture-ouverture de fissures selon les mêmes mécanismes que le comportement instantané, dans la deuxième phase la coalescence et surtout la nucléation et la propagation subcritique des fissures semble le mécanisme prédominant. La comparaison entre les prédictions du modèle et les résultats expérimentaux montre un bon accord général qu'il faudra relativiser par rapport au nombre limité des essais à long terme.

D'une façon générale le modèle numérique confirme que les mécanismes de fermeture-glissement-ouverture peuvent expliquer à eux seuls l'évolution de l'anisotropie des modules élastiques observée en cours de chargement à court terme et après déchargement total. Contrairement à cela, le comportement à long terme est associé avec une anisotropie résiduelle expliquée d'une part par l'irréversibilité totale des déformations d'extension et une réversibilité partielle des déformations compressives.

Malgré un lien supposé entre les mécanismes court et long-terme les résultats expérimentaux ont été insuffisants pour le quantifier. Cela fait partie des perspectives immédiates du travail de modélisation effectué ici.

Conclusions générales et perspectives

Le travail de recherche présenté dans ce mémoire, consacré à l'étude du comportement mécanique instantané et différé du calcaire d'Euville (calcaire oolitique), avait pour but de mieux comprendre les mécanismes régissant le développement des déformations à court et à long-terme, particulièrement celles dues à l'endommagement, et le rôle de l'état hydrique sur ces mécanismes. Dans l'objectif d'identifier et de quantifier le rôle de chacun des mécanismes responsables du comportement mécanique à court et à long terme, nous avons mis en place un dispositif expérimental permettant de mesurer l'évolution des vitesses des ondes ultrasonores, l'écoute des émissions acoustiques et la mesure des déformations sur le même échantillon sous chargement mécanique et sous différentes conditions hydriques.

En particulier, le dispositif expérimental permet de mesurer simultanément, sur 6 échantillons différents, les vitesses des ondes ultrasonores selon 3 directions de propagation (axiale, latérale et hors axe) et 3 polarisations différentes (P et 2 S perpendiculaires), ceci quasi-instantanément, ce qui *in fine* permet, contrairement à la plupart des cas trouvés dans la littérature, d'enregistrer les évolutions des vitesses des ondes ultrasonores en continu pendant le chargement. Ces mesures de vitesses permettent en fait d'évaluer le tenseur acoustique à tout moment et donc de suivre en continu l'évolution de l'état d'endommagement de la roche. En particulier, pour des échantillons cylindriques sous chargement uniaxial, la mesure de cinq vitesses d'ondes élastiques indépendantes permet, sous l'hypothèse de l'anisotropie transverse, de déterminer le tenseur acoustique complet. Le dispositif permet également d'associer aux mesures des vitesses, des capteurs d'émissions acoustiques qui peuvent donner des informations complémentaires quant aux mécanismes de fissuration. Ce dispositif est alors utilisé au cours d'une série d'essais uniaxiaux à court et long terme sous différentes conditions hydriques, réalisée sur le calcaire oolithique d'Euville (France). Les conditions hydriques de l'atmosphère sont contrôlées via la méthode des solutions salines.

En ce qui concerne l'état initial du calcaire d'Euville, la réponse obtenue lors d'un essai hydrostatique indique une isotropie mécanique de l'échantillon avec une porosité de fissure préexistante très faible comparée à la porosité totale déterminée pour ce matériau. Cette porosité de fissure traduit néanmoins une densité de fissures assez importante, démontrée entre autres par une augmentation du module d'incompressibilité au cours du chargement.

Cette augmentation s'observe non seulement en chargement isotrope mais aussi en direction axiale au cours d'un chargement déviatorique.

Les courbes contrainte-déformation des essais de compression triaxiale à court terme montrent le comportement classique d'une roche poreuse ; i.e., fortement dépendant de la contrainte de confinement avec une transition fragile-ductile et une augmentation des modules axiaux et latéraux en fonction du confinement.

Le chargement déviatorique au cours des essais de compression uniaxiale fait apparaître une anisotropie des modules élastiques, mise en évidence par les mesures des vitesses des ondes ultrasonores élastiques. Cette anisotropie augmente de manière importante avec le chargement déviatorique. Cependant, au cours d'un déchargement, on constate que cette anisotropie des modules s'estompe pour devenir quasi invisible au déchargement complet (i.e., contrainte axiale nulle). Par ailleurs, à la décharge complète, les modules élastiques sont inférieurs aux modules initiaux, traduisant ainsi un endommagement irréversible du matériau. Pendant le rechargement, on voit réapparaître cette anisotropie qui suit globalement le chemin inverse du déchargement. Ceci ne peut s'expliquer que par la seule propagation de fissures dans la direction de la contrainte maximale axiale en compression et l'hypothèse d'évolution de la fissuration par deux mécanismes (nucléation de nouvelles fissures et propagation de fissures) a été avancée, le premier mécanisme étant dominant jusqu'à la rupture. Cette création de fissures aléatoire et plus au moins isotrope, assortie par un mécanisme de fermeture de fissures dans la direction axiale et d'ouverture par glissement des fissures dans la direction latérale, peut expliquer le comportement et le déchargement-rechargement que nous avons observé sur le calcaire d'Euville.

Les émissions acoustiques enregistrées au cours d'un essai uniaxial confirment, malgré l'incertitude des résultats de la technique de localisation utilisée, une distribution spatiale plutôt diffuse des événements acoustiques dans le volume de l'échantillon. Le croisement de résultats mécaniques et acoustiques (écoute des émissions acoustiques et mesure des vitesses ultrasonores) crédite la thèse d'un endommagement principalement par décohérence des grains favorisé par la structure oolithique du calcaire d'Euville.

Les essais de fluage montrent d'une part une augmentation des modules dans la direction de la contrainte maximale en compression qui continue quasiment jusqu'à la rupture différée et une diminution monotone des modules dans la direction latérale. La fermeture différée des fissures est alors proposée comme mécanisme principal de l'évolution des déformations axiales. Cette fermeture est partiellement réversible ce qui est démontré expérimentalement. Par contre, les déformations latérales différées de nature plutôt irréversibles, qui s'amplifient avec l'augmentation de la contrainte, semblent produites par une propagation subcritique des fissures.

Une influence assez importante de l'hygrométrie sur le comportement mécanique de la roche à court et long terme (augmentation de la résistance et du seuil de dilatance à court et long terme) a été mise en évidence pour le calcaire d'Euville. En raison de la grande taille des pores, le durcissement du calcaire d'Euville avec la diminution de l'hygrométrie ne peut pas être expliqué par le couplage hydro-mécanique. Le rôle des mécanismes physico-chimiques, tels que la dissolution intergranulaire sous contrainte (IPS : Intergranular Pressure Solution) et les effets Rehinder, sur le comportement mécanique surtout à long terme du calcaire d'Euville doit être bien plus important.

La modélisation, de nature plutôt phénoménologique est basée sur les faits expérimentaux en mettant au cœur du comportement l'ensemble des mécanismes observés : glissement-

ouverture des fissures existantes, nucléation de nouvelles fissures, propagation et coalescence de fissures. Si globalement le modèle reproduit assez bien le comportement instantané de la roche aussi bien en terme de courbes contrainte-déformations que d'évolution des modules, l'influence de l'eau notamment sur la compressibilité de la roche reste un sujet ouvert.

Pour le comportement à long terme la modélisation est basée sur le constat que les déformations dans la direction des contraintes déviatoriques de compression sont régies par des mécanismes différents de ceux qui régissent les déformations dans la direction des contraintes d'extension. Sur cette base, une décomposition des déformations a été proposée qui permet de distinguer deux régimes de déformations différées : respectivement celui où le mécanisme principal est celui de fermeture-glissement-ouverture de fissures, et l'autre où la propagation subcritique et la coalescence des fissures deviennent prédominantes.

La méthodologie expérimentale et le dispositif utilisés dans cette étude se montrent très efficaces quant à la caractérisation de l'endommagement en continu sur des roches quasi-fragiles. De ce point de vue, des travaux similaires sont prévus sur d'autres types de roches :

- Effectuer les mesures de vitesses des roches de texture différente. Dans le cas du calcaire d'Euville, roche très poreuse avec des inclusions oolithiques cimentées, la distribution spatiale plutôt diffuse des événements acoustiques dans le volume de l'échantillon et le caractère isotrope de variation des vitesses ultrasonores en décharge totale, nous amène à penser à une fissuration plutôt isotrope et un endommagement principalement par décohérence des grains. Il serait intéressant d'effectuer ces mesures sur d'autres types de roches, par exemple la craie ou le sel, roches plus ductiles, ou le granite, roche plus fragile, et les comparer là celles obtenues sur le calcaire d'Euville.
- Ecouter les missions acoustiques et mesurer les vitesses des ondes simultanément pendant les essais de fluage. Pendant les travaux de cette thèse, à cause d'un problème technique, on n'a pas réussi à enregistrer les événements acoustiques lors des essais de fluage. Ces mesures seraient très intéressantes pour vérifier l'hypothèse de propagation sub-critique des fissures au delà d'un certain seuil de contrainte.
- Améliorer la précision de la localisation des événements acoustiques pendant les essais mécaniques à court et long terme par augmentation du nombre de capteurs autour des échantillons (8 capteurs dans notre cas) et prise en compte dans la technique de localisation de l'anisotropie des vitesses au cours du chargement.
- Déterminer les mécanismes au foyer pour des EA enregistrées pendant les essais au moyen des tenseurs de moments. Pour cela, on doit connaître le signe (+ ou -) du premier mouvement des ondes P à chaque transducteur piézo-électrique, ainsi que les coordonnées de l'hypocentre de l'événement en question. Le nombre de capteurs doit être suffisant pour que la couverture de la sphère focale soit optimale et que le mécanisme puisse ainsi être déterminé sans ambiguïté. La connaissance des ces mécanismes sources serait très utile à la vérification des différentes hypothèses faites dans la modélisation en ce qui concerne les mécanismes produits à chaque phase de l'essai, comme l'ouverture, la fermeture et le glissement des fissures.

Références Bibliographiques

- Aitchinson G.D. (1961), Relationship of moisture stress and effective stress functions in unsaturated soils, *Pore Pressure and Suction in Soils*, Butterworth, Londres, pp. 47-52.
- Alm O., Jaktlund L. and Shaoquan K. (1985), The influence of microcrack density on the elastic and fracture mechanical properties of Stripa granite, *Phys. Earth Planet. Inter.*, Vol. 40, pp. 161–179.
- Alonso E., Gens A. and Josa A. (1990), A constitutive model for partially saturated soils, *Géotechnique*, Vol. 40, pp. 405–430.
- Alava M.J. (2008), Role of disorder in the size of scaling of material strength, *Physical Review Letters*, PRL 100, 055502.
- Amitrano D. (1999), Emission Acoustique des roches et endommagement, approche expérimentale et numérique, Application à la sismicité minière, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier- Grenoble I, France.
- Anderson D.L., Minster B. and Cole D. (1974), The effect of orientated cracks on seismic velocities, *J. Geophys. Res.*, Vol. 79, pp. 4011–4015.
- Atkinson, B.K., Meredith, P.G. (1981), Stress corrosion cracking of quartz: a note on the influence of chemical environment, *Tectonophysics*, Vol. 77, pp. 1–11.
- Atkinson B.K. (1982), Subcritical crack propagation in rocks: theory, experimental results and applications, *J. Struct. Geol.*, Vol. 4, pp. 41–56.
- Atkinson, B.K. (1984), Subcritical crack growth in geological materials, *J. Geophys. Res.*, Vol. 89, pp. 4077-4114.
- Atkinson, B.K., Meredith, P.G. (1987), The Theory of Subcritical Crack Growth with Applications to Minerals and Rocks, *Fracture Mechanics of Rocks*, Academic Press, pp. 111–166.
- Ayling M.R., Meredith P.G. and Murrell S.A.F. (1995), Microcracking during triaxial deformation of porous rocks monitored by changes in rock physical properties, I. Elastic-wave propagation measurements on dry rocks, *Tectonophysics*, Vol. 245, pp. 205–221.
- Barenblatt G. I. (1962), The mathematical theory of equilibrium cracks in brittle fracture. *Adv. Appl. Mech.*, pp. 55–129.
- Barthelemy J.F. (2005), Approche micromécanique de la rupture et de la fissuration dans les géomatériaux, *Thèse de doctorat, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées*.
- Baud P. and Meredith P.G. (1997), Damage accumulation during triaxial creep of Darley Dale sandstone from pore volumetry and acoustic emission, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr.*, Vol. 34, n°024, pp. 3-4.
- Bauer C. (1996), Mesures de la perméabilité in situ et application à l'endommagement dans les ouvrages, Thèse de doctorant, Institut National Polytechnique de Lorraine, Nancy.

- Bennison S.J. and Lawn B.R. (1989), Role of interfacial grain-bridging sliding friction in the crack-resistance and strength properties of nontransforming ceramic, *Acta metal*, Vol. 37, n° 10, pp. 2659-2671
- Bernabé Y. (1991), Pore geometry and pressure dependence of the transports properties in sandstones, *Geophysics*, Vol. 56, n°4 (April 1994), pp. 436-446.
- Bieniawski Z.T. (1967), Mechanism of brittle fracture of rock, Parts I, II and III, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr.*, Vol. 4, pp. 395–430.
- Birch F. (1960), The velocity of compressional waves in rocks to 10 kilobars, *J. Geophys. Res.*, Vol. 65, pp. 1083–1102.
- Birch F. (1961), The velocity of compressional waves in rocks to 10 kilobars, 2. *J. Geophys. Res.*, Vol. 66, pp. 2199–2224.
- Bishop A.W. (1959), The principle of effective stress, *Teknisk Ukeblad*, Vol 39, pp. 859–863.
- Bishop A.W. and Donald I.B. (1961), The experimental study of partly saturated soil in the triaxial apparatus, *Proc. 5th Int. Conf. on Soil Mechanics and Found. Eng., Paris*, Vol. 1, pp. 13-21.
- Bourbié T. et Zinszner B. (1985), Hydraulic and acoustic properties as a function of porosity in Fontainebleau sandstone, *J. Geophys. Res.*, 90, 11524-11532.
- Bourbié T., Coussy Q. et Zinszner B. (1986), Acoustique des milieux poreux, publications de l'institut français du pétrole, collection «science et technique du pétrole » n°27.
- Brace W.F., Paulding B.W. and Scholz C. (1966), Dilatancy in the fracture of crystalline rocks, *J. Geophys. Res.*, Vol. 71, pp. 3939–53.
- Brich F. (1960), The velocity of compressional waves in rocks to 10 kilobars. *J. Geophys. Res.*, Vol. 65, pp. 1038–1102.
- Budiansky B. and O'Connell R.J. (1976 a), Elastic moduli of cracked solid, *Int. J. Solids Structures*, Pergamon Press, Vol. 12, pp. 81-97.
- Budiansky B. and O'Connell R.J. (1976 b), Seismic velocities in dry and saturated crackes solids, *J. Geophys. Res.*, Vol. 79, n°35, pp. 5412-5426.
- Burland, J.B. (1965), Some aspects of the mechanical behaviour of partly saturated soils, *Proceedings of the Symposium on Moisture Equilibria and Moisture Changes in the Soils, Beneath Covered Areas, Butterworths, Sydney, Australia*, pp. 270–278.
- Carter N.L., Anderson D.A., Hansen F.D. and Kranz R.L. (1981), Creep and creep rupture of granitic rocks, in Mechanical behavior of crustal rocks, *Geophysical Monograph*, Vol. 24, pp. 61-82.
- Carvalho F.C.S., Chen C.N. and Labuz J.F. (1997), Measurements of effective elastic modulus and microcrack density, *Int. J. Rock Mech. & Min. Sci.*, Vol. 34, n°3-4, paper 043.
- Charlez P.A. (1991), Theoretical Fundamentals, Ed. Technip, *Rock Mechanics, Paris*, Vol. 1.
- Chateau, X., Dormieux, L. (1998), A micromechanical approach to the behaviour of a non saturated porous medium, *C. R. Acad. Sci. Paris t.326 (Ser. II b)*, pp. 533–538.

- Christaras B., Auger F. and Mosse E. (1994), Determination of the moduli of elasticity of rocks. Comparison of the ultrasonic velocity and mechanical resonance frequency methods with direct static methods, *Materials and Structures*, Vol 27, pp. 222-228.
- Clark G.B. (1966), Deformation moduli of rocks, *ASTM STP402*, pp. 133-174.
- Coussy O. (1995), *Mechanics of Porous Continua (2nd edn)*, Wiley: Chichester.
- Cristescu N. and Siliciu I. (1982), *Viscoplasticity*, Ed. Martinus Nijhoff, The Hague.
- Croney D., Coleman J.D. and Black W.P.M. (1958), The movement and distribution of water in soil in relation to highway design and performance, *Highway research Board, Washington*, Special Report n°40.
- Cuxac P. and Homand F. (1992), Propagation d'ondes ultrasoniques dans les roches anisotropes, *Revue française de Géotechnique*, n°59, pp. 19-55.
- Dahmen K.A., Ben-Zion Y. and Uhl J. T. (2009), Micromechanical model for deformation in solids with universal predictions for stress-strain curves and slip Avalanches, *Physical Review Letters*, PRL 102, 175501.
- Dangla P., Malinsky L. and Coussy O. (1997), Plasticity and imbibition–drainage curve for unsaturated soils: a unified approach, *Pietruszczak, S., Pande, G. (Eds.), Numerical Models in Geomechanics, Balkema*, pp. 141–147.
- Dayre M. (1974), Quelques résultats d'essais de fluage de longue durée effectués en compression monoaxiale sur les roches, *Problème de rhéologie et de mécanique des sols, Symposium Franco-Polonais, Nice*, pp. 121-128.
- Deudé, V. (2002), Non linéarités géométriques et physiques dans les milieux poreux : apport des méthodes de changement d'échelle, *Thèse de doctorat, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées*.
- Deudé V., Dormieux L., Kondo D., Maghous S. (2002), Micromechanical approach to non-linear poroelasticity : application to cracked rocks, *J. Eng. Mech.*, Vol. 128(8), pp. 848-855.
- Dewhurst D.N. and Siggins A.F. (2006), Impact of fabric, microcracks and stress field on shale anisotropy, *Geophys. J. Int.*, Vol. 165, pp. 135–148.
- Dieulesaint E. et Royer D. (1974), Ondes élastiques dans les solides, *Application au traitement du signal, Ed. Masson, Paris*, pp. 407.
- Dodds K.J., Dewhurst D.N., Siggins A.F., Ciz R., Urosevic M., Gurevich B. and Sherlock D.H. (2007), Experimental and theoretical rock physics research with application to reservoirs, seals and fluid processes, *J. Petroleum Science and Engineering*, Vol. 57, pp. 16–36.
- Dormieux L., Kondo J. and Ulm F.J. (2006), Microporomechanics, *J. Wiley edition, Chichester, UK*, p. 324.
- Dragon A., Cormery F., Dbsoyer T., Halm D. (1994), Localized failure analysis using damage models, in *Localization and Bifurcation Theory for Soils and Rocks*, ed. R. Chambon et al., *Balkema, Rotterdam*, pp. 127-140.

Du Bernard X. and Labaume P. (2002), Bandes de déformation dans les grès : typologie en fonction de la composition minéralogique et du mode de déformation, *Milieux Granulaires et Sciences de la Terre - GdR Milieux Divisés, Paris*.

Dusseault M.B. and Fordham C.J. (1993), Time-dependant behavior of rocks, *Comprehensive Rock Engineering, Pergamon Press, Vol. 3*, pp. 119-149.

Dyskin, A.V., Germanovich, L.N., Ustinov, K.B., 1999. A 3-D model of wing crack growth and interaction. *Eng. Fract. Mech.* 63, 81–110.

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

Fjaer E. and Holt R.M. (1994), Rock acoustics and rock mechanics: Their link in petroleum engineering, *The Leading Edge*, pp. 255-258.

Fortin J., Schubnel A. and Y. Guéguen (2005), Elastic wave velocities and permeability evolution during compaction of Bleurswiller sandstone, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, Vol. 42, pp. 873–889.

Friedman M.H., Nath P. and Srivastava Y.N. (1970), Amplitudes with Mandelstam Analyticity and Dual Structure, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 24, pp. 1317-1320.

Gavrilenko P. and Gueguen Y. (1989), Pressure dependence of permeability: a model for cracked rocks, *Geoph. J. Int.*, Vol. 98, pp. 159-172.

Gatelier N. (2001), Étude expérimentale et théorique de l'endommagement des roches anisotropes, *Thèse de doctorat, Grenoble*.

Golshani A., Oda M., Okui Y., Takemura T. and Munkhtogoo E. (2007), Numerical simulation of the excavation damaged zone around an opening in brittle rock, *Int. J. of Rock Mechanics and Mining Sciences*, Vol. 44, pp. 835-845.

Gonze P. (1988), Techniques de calcul utilisées en congélation des terrains, *La thermomécanique des roches, Manuels et Méthodes, BRGM*, Vol.16.

Gratier J.P. (1983), Estimation of volume changes by comparative chemical analyses in heterogeneously deformed rocks (folds with mass transfer), *J. Struct. Geol.*, Vol. 5, pp. 329-339.

Gregory A. R. (1976), Fluid saturation effects on dynamic elastic properties of sedimentary rocks, *J. Geophys*, Vol. 41, pp. 895-921.

Grgic D. (2001), Comportement à court et long terme des mines de fer abandonnées en Lorraine, *Thèse de doctorat INPL*.

Grgic D., Giot R., Homand F., and Giraud A. (2005), Effect of suction on the mechanical behavior of iron ore rock, *Int. J. Num. Anal. Methods in Geomechanics*, Vol. 29 (8), pp. 789-827.

Grgic D., Homand F., and Giraud A. (2006), Modelling of the drying and flooding of underground iron mines in Lorraine (France), *Int. J. Rock. Mech. Mining Sci.*, Vol. 43, pp. 388-407.

- Grgic D. and D. Amitrano (2009), Creep of a porous rock and associated acoustic emission under different hydrous conditions, *J. Geophys. Res.*, 114, B10201.
- Griffith A. (1924), The theory of rupture, *C. B. Biezeno et J. M. Burgers éd., 1st International Congress of Applied Mechanics, Delft*, pp. 55-63.
- Griggs (1967), Hydrolytic weakening of quartz and other silicates, *Geophys. J. R. Astr. Soc.* 14.
- Guéguen Y., Schubnel A. (2003), Elastic wave velocities and permeability of cracked rocks, *Tectonophysics*, Vol. 370, pp. 163-176.
- Gutenberg B. and Richter C.R. (1954), Seismicity of the Earth and associated phenomena, Princeton University.
- Hadley K. (1976), Comparison of calculated and observed crack densities and seismic velocities in Westerley granite, *J. Geophys. Res.*, Vol. 81, pp. 3484-3487.
- Hallbauer D.K., Wagner H. and Cook N.G.W. (1973), Some observations concerning the microscopic and mechanical behaviour of quartzite specimens in stiff, triaxial compression tests, *Int J Rock Mech Min Sci Geomech Abstr.*, Vol. 10, pp. 713–26.
- Halm D., Dragon A. (1996), A model of anisotropic damage by mesocrack growth: unilateral effect, *International Journal of Damage Mechanics*, Vol. 5, pp. 384–402.
- Halm D., Dragon A. (1998), An anisotropic model of damage and frictional sliding for brittle materials, *European Journal of Mechanics A/Solids*, Vol. 17 (3), pp. 439–460.
- Hashiguchi K. (1993), Mechanical requirements and structures of cyclic plasticity models, *Int. J. Plasticity* 9, pp. 721–748.
- Hashiguchi K., Saitoh K., Okayasu T., Tsutsumi S. (2002), Evaluation of typical conventional and unconventional plasticity models for prediction of softening behavior of soils, *Geotechnique*, Vol. 52, pp. 157–171.
- Hashiguchi H. (2005), Generalized plastic flow rule, *Int. J. Plasticity*, Vol. 21, pp. 321–351.
- Heap M.J. and D.R. Faulkner (2008), Quantifying the evolution of static elastic properties as crystalline rock approaches failure, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, Vol. 45, pp. 564–573.
- Heap M.J., Vinciguerra S. and Meredith P.G. (2009), The evolution of elastic moduli with increasing crack damage during cyclic stressing of a basalt from Mt. Etna volcano, *Tectonophysics*, Vol. 471 (1-2), pp. 153-160.
- Hitcher P. Y., Shao J.F. (2002), Lois incrémentales viscoplasticité endommagement : Modèles de comportement des sols et des roches, *Ed. P-Y. Hicher, J-F. Shao, Hermes*
- Holcomb D. J. and Teufel L. W. (1981), Acoustic emission during deformation of jointed rock. IIIrd Conf. AE/MS Geol. Str. & Mat., 37-44, Trans Tech Publication, Clausthal, Germany.
- Holt R.M., Furre A.K., Horsrud P. (1997), Stress dependent wave velocities in sedimentary rock cores : why and why not?, *Int. J. Rock Mech. & Min. Sci.*, Vol. 34, n°128, pp. 3-4.
- Homand-Etienne F. (1986), Comportement mécanique des roches en fonction de la température, *Mémoire Sciences de la Terre*, n°46, 261 p, ISBN 2-85555-030-0.

- Homand et Sebaibi (1993), Etude de la microfissuration autour d'un ouvrage souterrain. Exemple de la galerie su Smooth Blasting Test URL (Canada), *Rapport final ANDRA*, Remplacé par Homand et Sebaibi (Turin).
- Homand F., Hoxha D., Belem T. and Pons M.N. (2000), Geometric analysis of damaged microcracking granites, *Mech. Mater.*, Vol. 32, pp. 361–376.
- Horii H., Nemat-Nasser S. (1986), Brittle failure in compression: splitting, faulting and brittle±ductile transition, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* 319, pp. 337-374.
- Hornby, B.E. (1998), Experimental laboratory determination of the dynamic elastic properties of wet, drained shales, *J. Geophys. Res.*, Vol. 103 (B12), pp. 29945—29964.
- Hoxha D. (1998), Modélisation de l'endommagement des massifs rocheux, *Thèse de doctorant, Institut National Polytechnique de Lorraine, Nancy*.
- Hoxha D., Giraud A, and Homand F. (2005), Modelling long-term behaviour of a natural gypsum rock, *Mechanics of materials*, Vol. 37 (12), pp. 1223-1241.
- Hoxha D., Homand F. (2000), Microstructural approach in damage modelling, *Mechanics of Materials*, Vol. 32, pp. 377– 387.
- Hu D. (2009), Contribution à l'étude du comportement mécanique et hydromécanique d'une roche endommagée, *Thèse de doctorat, Université de Lille I, France*.
- Jennings J.E.B. (1961), A revised effective stress law for use in the prediction of the behaviour of unsaturated soils, *Pore Pressure and Suction in Soils, Butterworths, , Londres*, pp. 26-30.
- Jennings J.E.B. and Burland J.B. (1962), Limitations to the use of effective stresses in partly saturated soils. *Géotechnique*, Vol. 12, n°2, pp. 125- 144.
- Jeong H.S., Kang S.S. and Obara Y. (2007), Influence of surrounding environments and strain rates on the strength of rocks subjected to uniaxial compression, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, Vol. 44, pp. 321-331.
- Jouniaux L. and Pozzi J.P. (1995), Streaming potentiel and permeability of sturated sandstones under triaxial stress : consequence for electrotrlluric anomalies prior to earthquakes. *Journal Geophysical Research*, Vol. 14, pp. 209-215.
- Jouniaux L., Masuda K., Lei X., Nishizawa O., Kusunose K., Liu L. and Ma W. (2001), Comparaison of the microfracture localization in granite between fracturation and slip of preexisting macroscopic healed joint by acoustic emission measurements, *J. Geophys. Res.*, Vol. 106(B5), pp. 8687-8698.
- Kachanov L. M. (1958), Time rupture process under creep conditions. *Izv. Akad. Nanc. SSR Otd. Teck. Nauka*. N°8, pp. 26-31.
- Kachanov L. M. (1994 b), On the concept of damage in creep and in brittle-elastic rang, *International Journal of Damage Mechanics*, Vol. 3, pp. 329-337.
- Kachanov M. (1982), A microcrack model of rock inelasticity - Part I: frictional sliding on microcracks; Part II: propagation of microcraks, *Mechanics of Materials*, Vol. 1, pp. 19-41.

- Kachanov M. (1993), Elastic solids with many cracks and related problems, Hutchinson and Wu (eds.), NY, *Advances in applied mechanics*, Vol. 30, pp.259-445.
- Kemeny J.M., Cook N.G.W. (1991), Micromechanics of deformation in rocks. *Shah editor, Toughening mechanisms in quasi-brittle materials, Dordrecht: Kluwer Academic Publishers*, pp. 155–88.
- Kern H., Gao S., Jin Z., Popp T., and Jin S. (1999), Petrophysical studies on rocks from the Dabie ultrahigh-pressure (UHP) metamorphic belt, Central China: implications for the composition and delamination of the lower crust, *Tectonophysics*, Vol. 301, pp. 191-215.
- King M. S. and al (1995), Experimental ultrasonic velocities and permeability for sandstones with aligned cracks, *Int. J. Rock. Mech. & Geomech. Abstr.*, Vol. 32, pp. 155-163.
- Krajcinovic D. (1989), Damage mechanics, *Mechanics of materials*, Vol. 8, n°2, pp. 117-197.
- Krajcinovic D., Rinaldi A. (2005), Thermodynamics and statistical physics of damage processes in quasi-ductile solids, *Mechanics of Materials*, Vol. 37, pp. 299-315.
- Kranz R.L. (1979), Crack Growth and Development During Creep of Barre Granite, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr.*, Vol. 16, pp. 23–35.
- Kranz R.L. (1980), The effect of confining pressure and stress difference on static fatigue of granite, *J. Geophys. Res.* Vol. 85 (B4), pp. 1854–1866.
- Kranz R. L. (1983), Microcracks in rocks : a review, *Tectonophysics*, Vol. 100, pp. 449-480.
- Künzel H.M. and Kiessl K. (1997), Calculation of heat and moisture transfer in exposed building components, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 40, n°1, pp. 159-167.
- Lajtai E.Z., Schmidtke R.H. and Bielus L.P. (1987), The effect of water on the time-dependent deformation and fracture of a granite, *Int. J. Rock. Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, Vol. 24, pp. 247-255.
- Lau J.S.O. and Chandler N.A. (2004), Innovative laboratory testing, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, Vol. 41, pp. 1427–1445.
- Lauterbach B. and Gross D. (2002), The role of nucleation and growth of microcracks in brittle solids under compression: a numerical study, *Acta Mechanica*, Vol. 159, pp. 199-211;
- Le Guen Y., Renard F., Hellmann R., Brosse E., Collombet M., Tisserand D. and Gratier J.P. (2007), Enhanced deformation of limestone and sandstone in the presence of high PCO₂ fluids, *J. Geophys. Res.*, 112, B05421.
- Lehner F.K. (1990), Thermodynamics of rock deformation by pressure solution, *Deformation Process in Minerals, Ceramics and Rocks (Chapter 11)*, Barber DJ, Meredith PG (eds). Unwin-Hyman, London.
- Lei X., Kusunose K., Rao M.V.M.S., Nishizawa O. and Satoh T. (2000 a), Quasi-static fault growth and cracking in homogenous brittle rock under triaxial compression using acoustic emission monitoring, *J. Geophys. Res.*, Vol. 105(B3), pp. 6127-6139.
- Lemaitre J., Chaboche J.L. (1996), Mécanique des matériaux solides, *Chap. 1 : Éléments sur les mécanismes physiques de déformation et de rupture*, Dunod, pp. 5-26.

- Liao J.J., Hu T.B. and Chang C.W. (1997), Determination of dynamic elastic constants of transversely isotropic rocks using a single cylindrical sample, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, Vol. 34(7), pp. 1045–1054.
- Lo T.W., Coyner K.B. and Toksöz M.N. (1986), Experimental determination of elastic anisotropy of Berea sandstone, Chicopee shale, and Chelmsford granite, *Geophysics*, Vol. 51 (1), pp. 164-171.
- Lockner D.A. (1993), The role of acoustic emission in the study of rock fracture, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, Vol. 30, n°7, pp. 883-899.
- Loret B., Khalili N. (2002), An effective stress elastic–plastic model for unsaturated porous media, *Mech. Mater*, Vol. 34, pp. 97–116.
- Martin C.D. and Chandler N.A. (1994), The progressive fracture of Lac du Bonnet granite, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr.*, Vol. 31, pp. 643–659.
- Meredith P.G. and Atkinson B.K. (1983), Stress corrosion and acoustic emission during tensile crack propagation in Whin Sill dolerite and other basic rocks, *Geophys. J. Astr. Soc.*, Vol. 75, pp. 1-21.
- Meredith P.G. and B.K. Atkinson (1985), Fracture toughness and subcritical crack growth during high-temperature tensile deformation of Westerly granite and Black gabbro, *Phys. Earth Planet Int.*, Vol. 39, pp. 33-51.
- Miura K., Okui Y. and Horii H. (2003), Micromechanics-based prediction of creep failure of hard rock for long-term safety of high-level radioactive waste disposal system, *Mech Mater*, Vol. 35, pp.587–601.
- Mogi K. (1962), The influence of the dimensions of specimens on the rock fracture strength of rocks, *Bull Earthq Res. Inst. Tokyo Univ.*, Vol. 40, pp. 175–185.
- Mori, T., Tanaka, K. (1973), Averages stress in matrix and average elastic energy of materials with misfitting inclusions, *acta metall.*, Vol. 21, pp. 571-574.
- Morlier P. (1966), Le fluage des roches, *Annales de l'Institut Technique du Bâtiment et des Travaux Publics*, Vol. 217, pp.90-112.
- Murphy W.F. III (1982), Effects of partial water saturation on attenuation in sandstone, *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 71, pp. 1458-1468.
- Nielsen A. (1977), Acoustic emission source based on pencil load breaking, EWGAE meeting Rome.
- O'Connell R.J. and Budiansky B. (1974), Seismic velocities in dry and saturated cracked solids., *J. Geophys. Res.*, Vol. 79, pp. 5412–5426.
- Ohnaka M. and Mogi K. (1982), Frequency characteristics of acoustic emission in rocks under triaxial compression and its relation to the fracturing process to failure, *J. Geophys. Res.*, Vol. 87(B5), pp. 3873-3884.
- Paterson S. (1978), Experimental Deformation of Rocks: The Brittle Field, *Springer, Berlin*.
- Peng S. S. and Johnson A. M. (1972), Crack growth and faulting in cylindrical specimens of Chelmsford granite, *Int. J. Rock. Mech. Min. Sci.*, Vol. 9, pp. 37-86.

- Penseé V., Kondo D., Dormieux L. (2002), Micromechanical analysis of anisotropic damage in brittle materials, *Journal of Engineering Mechanics ASCE*, Vol. 128 (8), pp. 889–897.
- Pickering G., Bull J. M. and Sanderson D. J. (1995), Sampling power-law distributions. *Tectonophysics*, Vol. 248, pp. 1-20.
- Pietruszczak S., Lydzba D. and Shao J.F. (2006), Modelling of deformation response and chemo-mechanical coupling in chalk, *Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech.*, Vol. 30, pp. 997-1018.
- Plesha M.E. (1987), Constitutive models for rock discontinuities with dilatancy and surface degradation, *Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech*, 11(4), pp. 345–362.
- Podio A.L., Gregory A.R. and Gray K.E. (1968), Dynamic properties of dry and water saturated Green River shale under stress, *Soc. Pet. Eng. J.*, (SPE 1825).
- Ponte-Castaneda P., Willis J.R. (1995), The effect of spatial distribution on the behavior of composite materials and cracked media, *J. Mech. Phys. Solids*, Vol. 43, pp. 1919-1951.
- Popp T. et Kern H. (1999), Monitoring the state of microfracturing in rock salt during deformation by combined measurements of permeability and P- and S. wave velocities, *Phys. Chem. Earth (A)*, Vol. 25, n°2, pp. 149-154.
- Raj R. (1982), Creep in polycrystalline aggregates by matter transport through a liquid phase, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 87, pp.4731–4739.
- Rehbinder P.A. and Lichtman V. (1957), Effect of surface active media on strain and rupture in solids, *Proc. Int. Congr. Surface Activity*, 2nd, III: 563-580.
- Renard F., Gundersen E., Hellmann R., Collombet M. and Le Guen Y. (2005), Numerical Modeling of the Effect of Carbon Dioxide Sequestration on the Rate of Pressure Solution Creep in Limestone: Preliminary Results, *Oil & Gas Science and Technology – Rev. IFP*, Vol. 60 (2), pp. 381-399.
- Renaud V. (1998), Contributions à l'étude d'un modèle de mésofissuration : application au comportement d'un grès, *Thèse de doctorat, Université de Lille 1*.
- Reuschlé T., Gbaguidi Haore S., Darot M. (2003). Microstructural control on the elastic properties of thermally cracked granite. *Tectonophysics*, Vol. 370, pp. 95–104.
- Rutter E.H. (1972), The influence of interstitial water on the rheological behaviour of calcite rocks, *Tectonophysics*, Vol. 14, pp. 13-33.
- Rutter E.H. (1974), The influence of temperature, strain rate and interstitial water in the experimental deformation of calcite rocks, *Tectonophysics*, Vol. 22, pp. 311-334.
- Rutter E.H. (1976), The kinetics of rock deformation by pressure solution, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, Vol. 283, pp. 203– 219.
- Sammonds P.R., Ayling M.R., Meredith P.G., Murrell S.A, Jones C. (1989), A laboratory investigation of acoustic emission anelastic wave velocity changes during rock failure under triaxial stresses, In *Rock at great depth*, Maury et Fourmaintraux éditeurs, pp. 233-240.
- Sammonds P.R., Meredith P.G., Gomez J.B. and Main I.G. (1995), The interaction between pore fluid pressure and crack damage evolution in rocks and rock structures from acoustic emission data, *J. Acoustic Emission*, Vol. 13, pp. S21-S28.

- Sarout J. (2006), Propriétés Physiques et Anisotropie des Roches Argileuses: Modélisation Micromécanique et Expériences Triaxiales, *Ph.D. Thesis, Ecole Normale Supérieure - Département Terre-Atmosphère-Océan CNRS - Laboratoire de Géologie - UMR 8538, France.*
- Sayers C.M. (1988), Inversion of ultrasonic wave velocity measurements to obtain the microcrack orientation distribution function in rocks, *Ultrasonics*, n°26, pp. 73-77.
- Sayers C.M., Van Munster J.G. and King M.S. (1990), Stress induced ultrasonic anisotropy in Berea sandstone, *Int. J. Rock Mech.*, Vol. 27, pp. 429-436.
- Sayers C.M. (1994), The elastic anisotropy of shales, *J. Geophys. Res.*, Vol. 99, pp. 767-774.
- Sayers C. M. (1995), Technical note: Stress-dependent elastic wave velocities in shales. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, Vol. 32, n°3, pp. 263-267.
- Sayers C.M. and Kachanov M. (1995), Microcrack induced elastic wave anisotropy in brittle rocks, *J. Geophys. Res.*, Vol. 100, pp. 4149–4156.
- Scholz C.H. (1968 a), Experimental study of the fracturing process in brittle rock, *J. Geophys. Res.*, Vol. 73(4), pp. 1447-1454.
- Scholz C.H. (1968 b), Microfracturing and inelastic deformation of rock in compression, *J. Geophys. Res.*, Vol. 73(4), pp.1417-1432.
- Scott T.E., Ma Q. and Roegiers J.C. (1993), Acoustic velocity changes during shear enhanced compaction of sandstone, *Int. J. Rock Mech.*, Vol. 30, pp.763–769.
- Sebaibi A. (1996), - Endommagement thermique et mécanique des granites, *thèse de doctorant de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, Nancy.*
- Shao J.F., Khazraei R. (1996), A continuum damage mechanics approach for time independent and dependent behaviour of brittle rock, *Mechanics Research Communications*, Vol. 23, n°3, pp. 257-265.
- Shao J.F., Jia Y., Kondo D. and Chiarelli A.S. (2006), A coupled elastoplastic damage model for semi-brittle materials and extension to unsaturated conditions, *Mechanics of Mechanics* Vol. 38, pp. 218-232.
- Shao J.F., Zhou H. and Chau K.T. (2005), Coupling between anisotropic damage and permeability variation in brittle rocks, *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, Vol. 29, pp. 1231-1247.
- Shakoor A. and Barefield E.H. (2009), Relationship between unconfined compressive strength and degree of saturation for selected sandstones, *Environmental and Engineering Geoscience*, Vol. 15, n°1, pp. 29-40.
- Sih G.C. (1970), Introduction chapter: a special theory of crack propagation, In *Fracture mechanics*, Sih. G. C. (ed.).
- Skoczylas F. et Henry J. P. (1995), Variation de la perméabilité du granite sous sollicitation triaxiale, *Actes du 12^{em} Congrès Français de Mécanique*, Vol. 4, pp. 249-252.

- Soga N., Mizutani H., Spetzlet H. and Martin R.J.I. (1978), The effect of dilatancy on velocity anisotropy in Westerly granite, *J. Geophys. Res.*, Vol. 83, pp. 4451–4458.
- Souley M., Homand F., Pepa S. and Hoxha D. (2001), Damage-induced permeability changes in granite: a case example at the URL in Canada, *Int J Rock Mech Min Sci*, Vol. 38, pp. 297–310.
- Spiers C.J. and Schutjens P.M. (1990), Densification of crystalline aggregates by fluid-phase diffusional creep, *Deformation Process in Minerals, Ceramics and Rocks (Chapter 12)*, Barber DJ, Meredith PG (eds). Unwin-Hyman: London.
- Spiers C.J., Schutjens P.M., Brzesowky R.H., Peach C.J., Liezenberg J.L. and Zwart H.J. (1990), Experimental determination of constitutive parameters governing creep of rock salt by pressure solution, *Deformation Mechanisms, Rheology and Tectonics*, Knipe RJ, Rutter EH (eds), Vol. 54. Geological Society of London, Special Publication, pp. 215–227.
- Swanson S. R., et Brown W.S. (1971), The mechanical response of pre-facturated rock in compression, *Rock Mechanics*, n°3, pp. 208-216.
- Swanson P.L. (1984), Subcritical crack growth and other time and environment-dependent behavior in crustal rocks, *J. Geophys. Res.* Vol. 89, pp. 4137–4152.
- Tada R., Maliva R. and Siever R. (1987), A new mechanism for pressure solution in porous quartzose sandstone, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, Vol. 51, pp.2295–2301.
- Takemura T., Oda M.(2005). Changes in crack density and wave velocity in association with crack growth in triaxial tests of Inada granite, *J. Geophys. Res.*, 110, B05401. doi:10.1029/2004JB003395.
- Tapponier P., Brace W.F. (1976), Development of stress induced microcracks in Westerly granite, *Int. J. Rock. Mech. Min. Sci.*, Vol. 13, pp. 103-112.
- Ulm F.J., Le Maou F., Boulay C. (1999), Creep and shrinkage couplings: New review of some evidence, *Rev. Fr. Genie Civ.*, Vol. 3 (3– 4), pp. 21– 37.
- Ulm F.J., Le Maou F., Boulay C. (2000), Creep and shrinkage of concrete - kinetics approach, Creep and Shrinkage - Structural Design Effects, Proceedings of the Adam Neville Symposium, *ACI-SP*, Vol. 194, pp. 135–153.
- Walsh J.B. (1965), The effect of cracks on the compressibility of rock. *J. Geophys. Res.*, Vol. 70, pp. 381–389.
- Wardlaw N.C. and Mc Kellar M. (1981). Mercury porosimetry and the interpretation of pore geometry in sedimentary rocks and artificial models. *Powder Technology*, Vol. 29, pp. 127-143.
- Wasserman J. (2006), Etude expérimentale de l'endommagement des roches par des méthodes acoustiques, *Thèse de doctorant, Institut National Polytechnique de Lorraine, Nancy*.
- Wawersik WR and Fairhurst C. (1970), A study of brittle rock fracture in laboratory compression experiments. *Int J Rock Mech Min Sci Geomech Abstr.*, Vol. 7, pp. 561–75.
- Waza T., Kurita K. and Mizutani H. (1980), The effect of water on the subcritical crack growth in silicate rocks, *Tectonophysics*, Vol. 67, pp. 25-34.

- West G. (1994), Effect of suction on the strength of rock, *Quarterly Journal of Engineering Geology*, Vol. 27, pp. 51–56.
- Wilkins B.J.S. and Reich A.R. (1984), Wallace W.R., Slow microcracking in plutonic rocks, TR-264, *Atomic Energy of Canada Limited*.
- Wong T.F. (1985), Geometric probability approach to the characterization and analysis of microcracking in rocks, *Mech. Mater.*, Vol. 4, pp. 261-276.
- Zang A., Wagner F.C., Stanchits S., Dresen G., Anderson R. and Haidekker M.A. (1998). Source analysis of acoustic emissions in Aue granite cores under symmetric and asymmetric compressive loads, *Earth Phys. J. Int.*, Vol. 135, pp. 113-1130.
- Zang A., Wagner F.C., Stanchits S., Janssen C. and Dresen G. (2000), Fracture process zone in granite, *J. Geophys. Res.*, 105(B10) : 23, 651-623,661.
- Zhao Y. (1998), Crack pattern evolution and a fractal damage constitutive model for rock, *Int. J. Rock. Mech. Min. Sci.*, Vol. 35 (3), pp. 349-366.
- Zhou H., Jia Y. and Shao J.F. (2008), A unified elastic-plastic and viscoplastic damage model for quasi-brittle rocks, *Int. J. of Rock Mechanics & Mining Sciences*, Vol. 45, pp. 1237-1251.
- Zhu Q.Z. (2006), Applications des approches d'homogénéisation à la modélisation tridimensionnelle de l'endommagement des matériaux quasi fragiles: Formulation, validation et implémentation numérique, *Thèse de doctorat, Université de Lille I, France*.

Annexe A

Estimation des modules élastiques dynamiques par mesure des vitesses ultrasonores, milieu isotrope transverse

Estimation des Cinq Modules Élastiques

Bien que isotrope initialement, a cause de la fissuration qui se développe au cours de chargement, notre matériau est susceptibles de devenir anisotrope. Compte tenu de la forme cylindrique des échantillons et du chargement au cours d'un essai triaxial respectant la symétrie d'échantillon on peut raisonnablement faire l'hypothèse que la fissuration induite respecte également cette symétrie, et donc que le matériau sous le chargement aura au moins un axe de symétrie coïncidant avec celui de l'échantillon. Pour un matériau isotrope transverse, avec l'axe de symétrie coïncidant avec la direction 3 d'un système de coordonnées, la relation élastique s'écrit sous la forme de l'équation (1), ou on fait usage de l'écriture simplifiée du tenseur de la rigidité grâce à la notation du Voigt.

$$\begin{pmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \\ \sigma_{23} \\ \sigma_{13} \\ \sigma_{12} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{22} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{66} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} \\ \varepsilon_{22} \\ \varepsilon_{33} \\ 2\varepsilon_{23} \\ 2\varepsilon_{13} \\ 2\varepsilon_{12} \end{pmatrix} \quad (1)$$

Dans cette relation on note que $C_{12} = C_{11} - 2C_{66}$, si bien que seulement cinq constants élastiques indépendants sont suffisants pour la description complète de ce milieu élastique transverse isotrope. L'objectif maintenant est la détermination de l'évolution de ces modules à partir des mesures de vitesse effectuées sur l'échantillon de roche.

Les relations entre les vitesses de différents types et orientations et les coefficients qui interviennent dans l'expression du tenseur de rigidité élastique selon Voigt, sont expliquées dans le paragraphe suivante (Liao et al., 1997; Lo et al., 1986; Hornby, 1998).

Propagation des ondes en milieu élastique quelconque : détermination des modules élastique

Considérons de petites déformations ; on peut définir un tenseur de déformation comme

$$\varepsilon_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) \quad (2)$$

Pour étudier la propagation d'ondes, dans ce milieu, écrivons l'équation de l'équilibre dynamique, en l'absence de forces de volume :

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \quad (3)$$

Nous allons écrire la loi de Hooke dans un milieu élastique quelconque :

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad (4)$$

En combinant les équations (2), (3) et (4) on peut écrire l'équation du mouvement sous la forme :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = C_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} \quad (5)$$

Une solution de cette équation peut s'écrire sous la forme :

$$u_i = \Delta_i F \left(t - \frac{n_j x_j}{V} \right) \quad (6)$$

Reportant (6) dans (5) :

$$C_{ijkl} n_k n_j \Delta_j - \rho V^2 \Delta_i = 0 \quad (7)$$

Posons $\Gamma_{ij} = C_{ijkl} n_k n_j$, il vient alors : $\Gamma_{ij} \Delta_j - \rho V^2 \Delta_i = 0$ équation de Christoffel.

Γ_{ij} est appelé tenseur de Christoffel ou tenseur acoustique, celui-ci est symétrique ;

$n_k n_j$ sont les composantes d'un vecteur unitaire n définissant la direction de propagation de l'onde ;

Δ_i représente la polarisation de l'onde.

On montre que Δ_i est vecteur propre du tenseur Γ_{ij} et que celui-ci admet trois valeurs propres ρV_i^2 vérifiant : $\det(\Gamma_{ij} - \rho V_i^2 \delta_{ij}) = 0$. Donc, en un point d'un front d'onde existent trois directions de polarisation orthogonales, chacune étant associée à une vitesse V_i . Les composants de tenseur de Christoffel sont définis comme suit :

$$\begin{aligned}
 \Gamma_{11} &= C_{11}n_1^2 + C_{66}n_2^2 + C_{55}n_3^2 + 2C_{16}n_1n_2 + 2C_{15}n_1n_3 + 2C_{56}n_2n_3 \\
 \Gamma_{12} &= C_{16}n_1^2 + C_{26}n_2^2 + C_{45}n_3^2 + (C_{12} + C_{66})n_1n_2 + (C_{14} + C_{56})n_1n_3 + (C_{46} + C_{25})n_2n_3 \\
 \Gamma_{13} &= C_{15}n_1^2 + C_{46}n_2^2 + C_{35}n_3^2 + (C_{14} + C_{56})n_1n_2 + (C_{13} + C_{55})n_1n_3 + (C_{36} + C_{45})n_2n_3 \\
 \Gamma_{22} &= C_{66}n_1^2 + C_{22}n_2^2 + C_{44}n_3^2 + 2C_{26}n_1n_2 + 2C_{45}n_1n_3 + 2C_{24}n_2n_3 \\
 \Gamma_{23} &= C_{56}n_1^2 + C_{24}n_2^2 + C_{34}n_3^2 + (C_{46} + C_{25})n_1n_2 + (C_{36} + C_{45})n_1n_3 + (C_{23} + C_{44})n_2n_3 \\
 \Gamma_{33} &= C_{55}n_1^2 + C_{44}n_2^2 + C_{33}n_3^2 + 2C_{45}n_1n_2 + 2C_{35}n_1n_3 + 2C_{34}n_2n_3
 \end{aligned} \tag{8}$$

Dans un matériau du système hexagonal (isotrope transverse) tous les plans passant par l'axe sénaire (plans méridiens) sont équivalents du point de vue des propriétés élastique. Les surfaces caractéristiques sont des surfaces de révolution autour de cet axe de rotation. Pour la même raison, dans un plan perpendiculaire à l'axe, les vitesses sont indépendantes de la direction de propagation. Pour les calculer explicitons le tenseur Γ_{ij} d'un matériau du système hexagonal :

$$\begin{aligned}
 \Gamma_{11} &= C_{11}n_1^2 + C_{66}n_2^2 + C_{44}n_3^2 \\
 \Gamma_{12} &= (C_{12} + C_{66})n_1n_2 \\
 \Gamma_{13} &= (C_{13} + C_{44})n_1n_3 \\
 \Gamma_{22} &= C_{66}n_1^2 + C_{22}n_2^2 + C_{44}n_3^2 \\
 \Gamma_{23} &= (C_{13} + C_{44})n_2n_3 \\
 \Gamma_{33} &= C_{44}(n_1^2 + n_2^2) + C_{33}n_3^2
 \end{aligned} \tag{9}$$

Dans un plan méridien, les vitesses dépendent de l'angle θ entre l'axe sénaire et la direction de propagation \vec{n} . Si nous choisissons le plan Ox_2x_3 :

$$n_1 = 0, \quad n_2 = \sin \theta, \quad n_3 = \cos \theta, \quad \Gamma_{12} = \Gamma_{13} = 0$$

Le tenseur de propagation s'écrit :

$$\begin{bmatrix} \Gamma_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \Gamma_{22} & \Gamma_{23} \\ 0 & \Gamma_{23} & \Gamma_{33} \end{bmatrix} \quad (10)$$

Avec :

$$\Gamma_{11} = C_{66} \sin^2 \theta + C_{44} \cos^2 \theta \quad \Gamma_{22} = C_{11} \sin^2 \theta + C_{44} \cos^2 \theta$$

$$\Gamma_{23} = (C_{13} + C_{44}) \sin \theta \cos \theta \quad \Gamma_{33} = C_{44} \sin^2 \theta + C_{33} \cos^2 \theta$$

Une onde transversale dont la polarisation est perpendiculaire au plan méridien se propage à la vitesse :

$$V_3 = \sqrt{\frac{\Gamma_{11}}{\rho}} = \sqrt{\frac{C_{66} \sin^2 \theta + C_{44} \cos^2 \theta}{\rho}} \quad \text{avec} \quad C_{66} = \frac{C_{11} - C_{12}}{2} \quad (11)$$

Les vitesses des deux autres modes, polarisés dans le plan méridien, sont données par :

$$2\rho V_{1ou2}^2 = \Gamma_{22} + \Gamma_{33} \pm \sqrt{(\Gamma_{22} - \Gamma_{33})^2 + 4\Gamma_{23}^2}$$

Pour l'onde quasi longitudinale :

$$2\rho V_1^2 = C_{44} + C_{11} \sin^2 \theta + C_{33} \cos^2 \theta + \sqrt{[(C_{11} - C_{44}) \sin^2 \theta + (C_{44} - C_{33}) \cos^2 \theta]^2 + (C_{13} + C_{44})^2 \sin^2 2\theta} \quad (12)$$

Et pour l'onde quasi transversale :

$$2\rho V_1^2 = C_{44} + C_{11} \sin^2 \theta + C_{33} \cos^2 \theta - \sqrt{[(C_{11} - C_{44}) \sin^2 \theta + (C_{44} - C_{33}) \cos^2 \theta]^2 + (C_{13} + C_{44})^2 \sin^2 2\theta} \quad (13)$$

Dans notre cas en considérant un plan méridien, quelconque (par exemple Ox_2x_3) :

A) pour la direction transversale donc $\theta = 90^\circ$

Pour onde S avec la direction de polarisation perpendiculaire au plan méridien (c'est à dire en direction horizontale) à partir l'équation (11)

$$C_{66} = \rho V_{SH0}^2$$

Pour onde S avec la direction de polarisation dans le plan méridien (c'est à dire en direction axiale) à partir l'équation (13)

$$C_{44} = \rho V_{SV0}^2$$

Pour onde P à partir l'équation (12)

$$C_{11} = \rho V_{P0}^2$$

B) pour la direction axiale donc $\theta = 0^\circ$

Pour onde S avec la direction de polarisation perpendiculaire au plan méridien à partir l'équation (11)

$$C_{44} = \rho V_{S90}^2$$

Pour onde S avec la direction de polarisation dans le plan méridien à partir l'équation (13)

$$C_{44} = \rho V_{S90}^2$$

Pour onde P à partir l'équation (12)

$$C_{33} = \rho V_{P0}^2$$

C) pour la direction or d'axe : θ°

Pour onde P à partir l'équation (11)

$$C_{13} = -C_{44} + \left[\frac{1}{\sin^2 2\theta} (2\rho V_{\theta'}^2 - 2C_{11} \sin^2 \theta + C_{44} (\sin^2 \theta - \cos^2 \theta - 1)) \right]^*$$

$$\left(2\rho V_{\theta'}^2 - 2C_{33} \cos^2 \theta + C_{44} (\cos^2 \theta - \sin^2 \theta - 1) \right)^{\frac{1}{2}}$$

De plus, ces cinq modules élastiques indépendants sont reliés de manière biunivoque à cinq paramètres élastiques d'ingénieur, par exemple à deux modules de Young E_1 et E_3 , et trois coefficients de Poisson ν_{12} , ν_{13} et ν_{31} . Leur lien formel est donné par Podio et al., 1968, i.e.,

$$E_1 = \frac{D}{C_{11}C_{33} - C_{13}^2}$$

$$E_3 = \frac{D}{C_{11} - C_{12}^2}$$

$$\nu_{12} = \frac{C_{12}C_{33} - C_{13}^2}{C_{11}C_{33} - C_{13}^2}$$

$$\nu_{13} = \frac{C_{13}(C_{11} - C_{12})}{C_{11}C_{33} - C_{13}^2}$$

$$\nu_{31} = \frac{C_{13}}{C_{11} + C_{12}}$$

où D est le déterminant suivant :

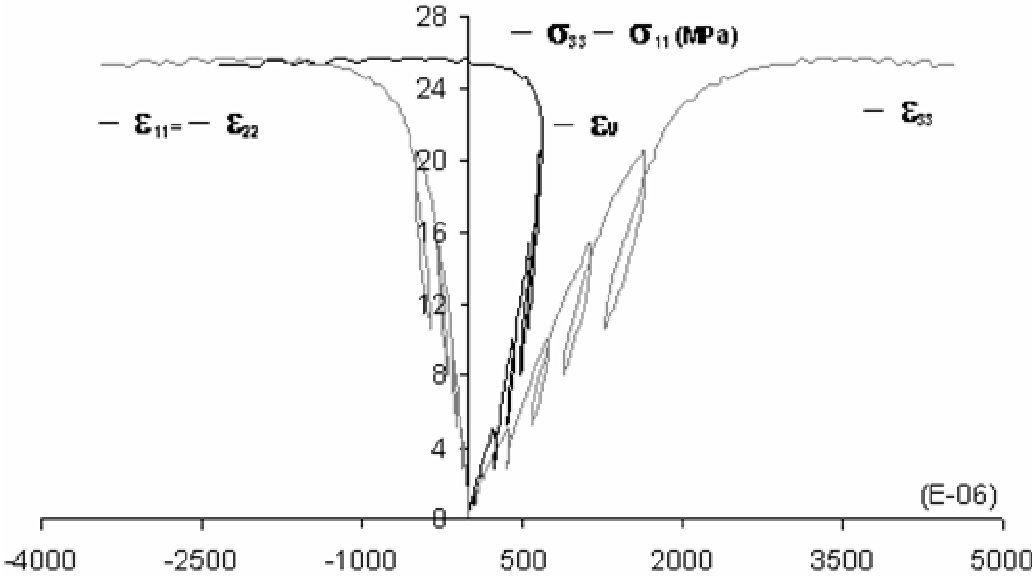
$$D = \begin{vmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} \\ C_{12} & C_{22} & C_{13} \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} \end{vmatrix}$$

Annexe B

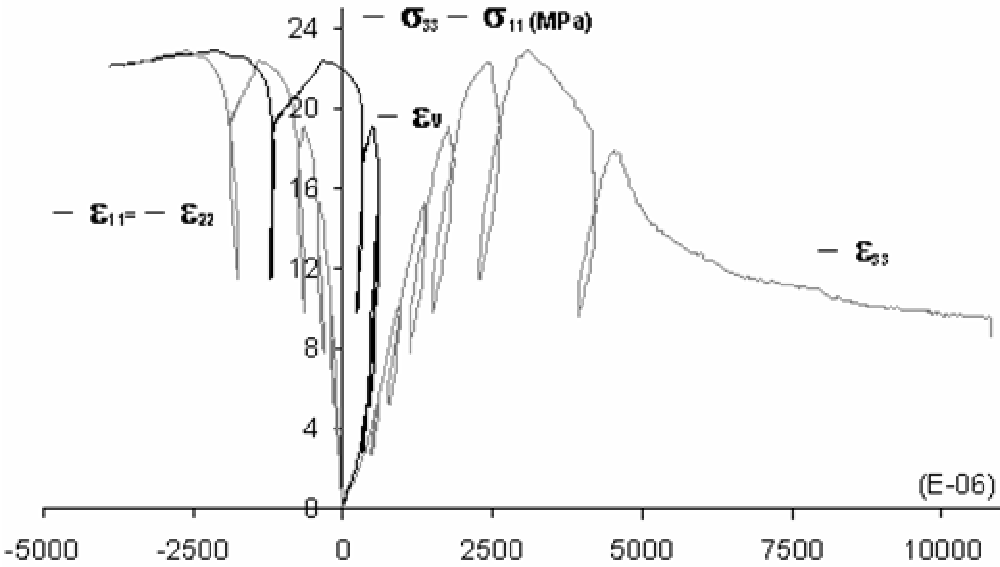
Résultats des essais triaxiaux, des essais uniaxiaux avec des mesures des vitesses et des essais de fluage avec mesure des vitesses

Résultats des essais triaxiaux

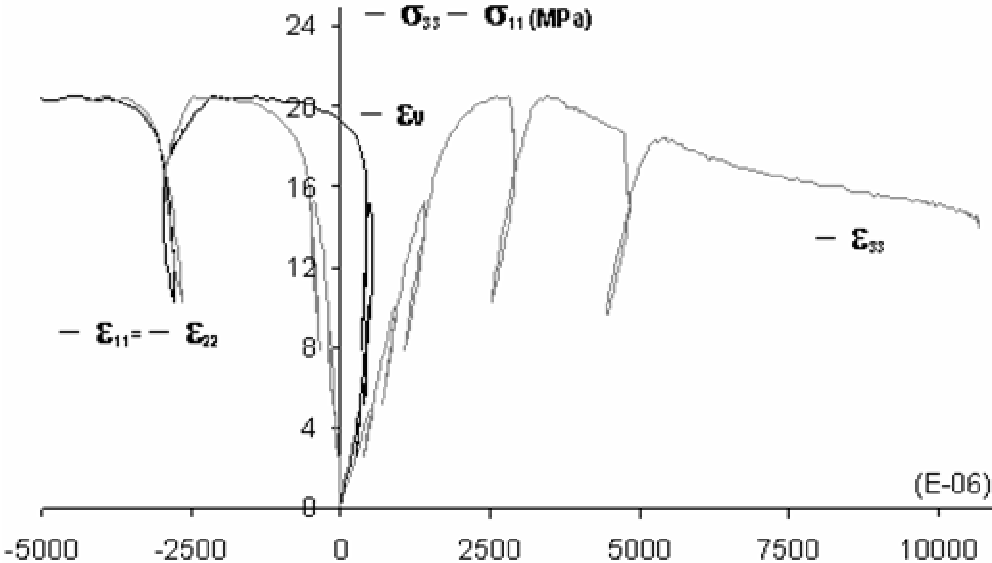
Calcaire d'Euville (PC= 0 MPa, saturé)



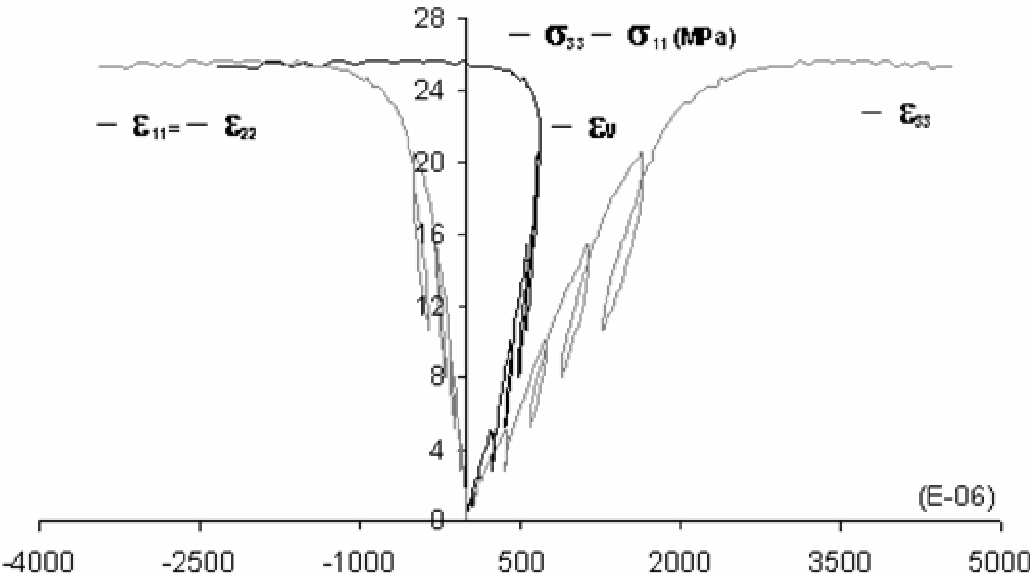
Calcaire d'Euville (PC= 1 MPa, saturé)



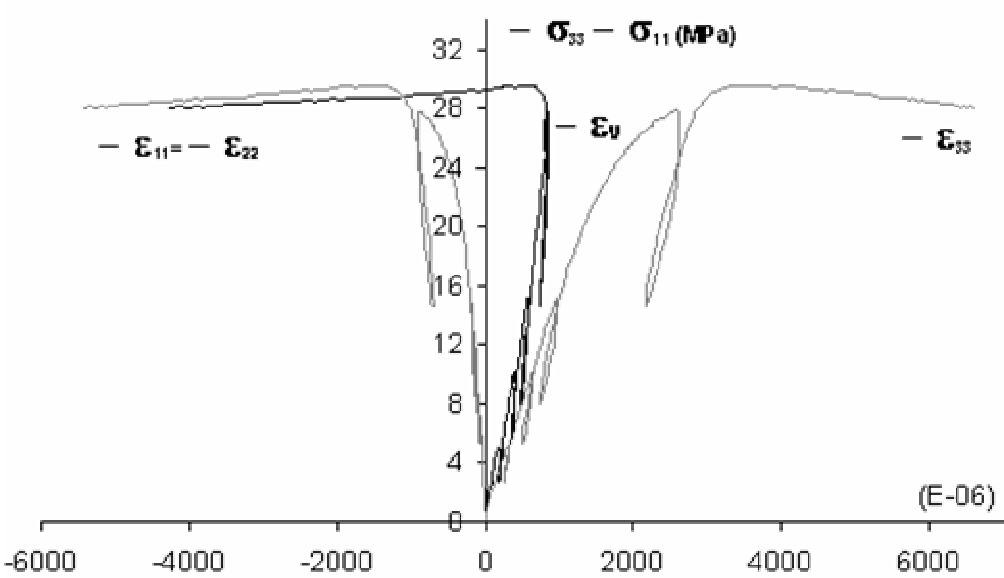
Calcaire d'Euville (PC= 2 MPa, saturé)



Calcaire d'Euville (PC= 4 MPa, saturé)

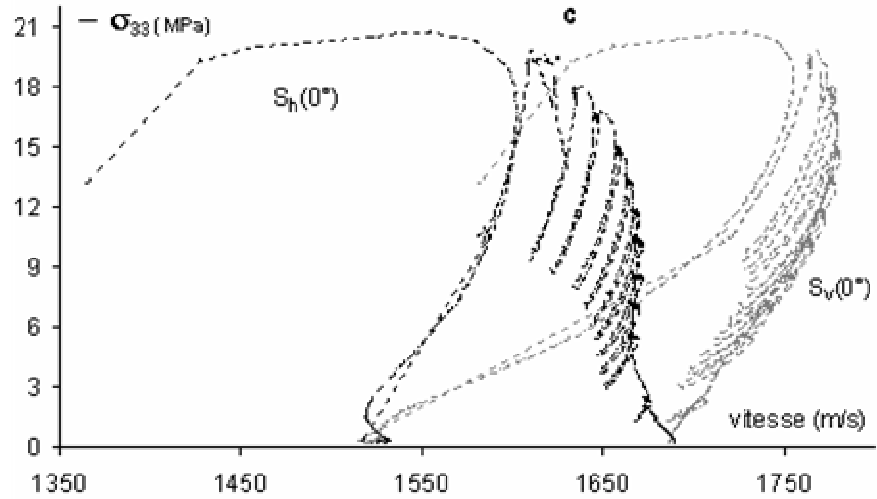
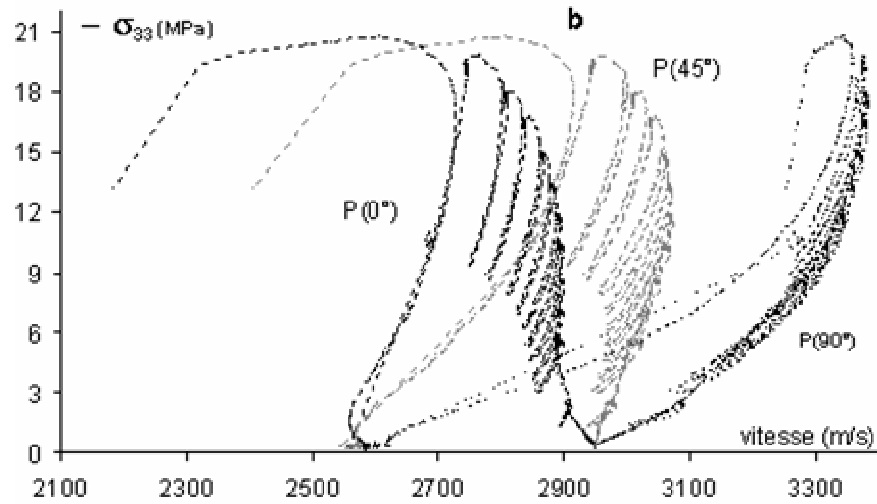
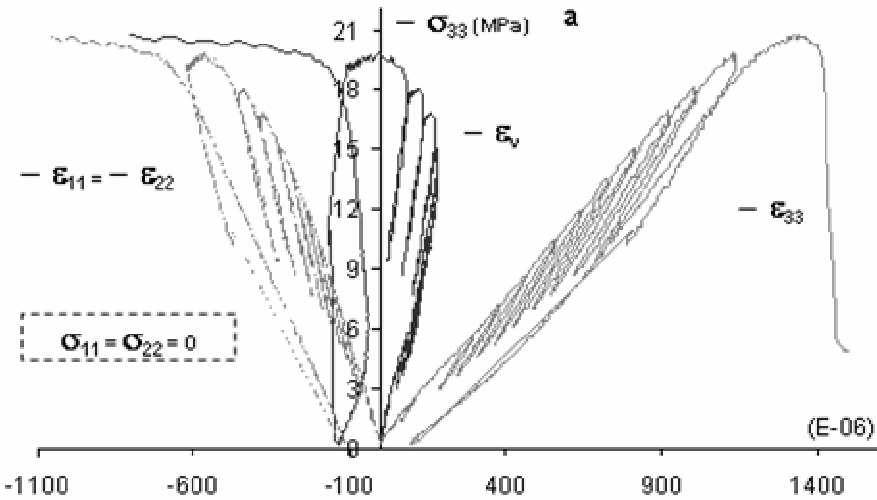


Calcaire d'Euville (PC= 6 MPa, saturé)

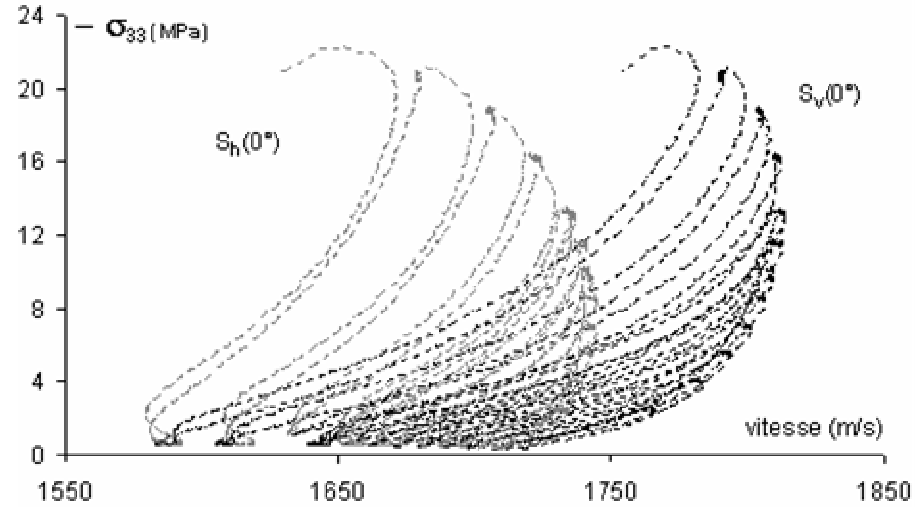
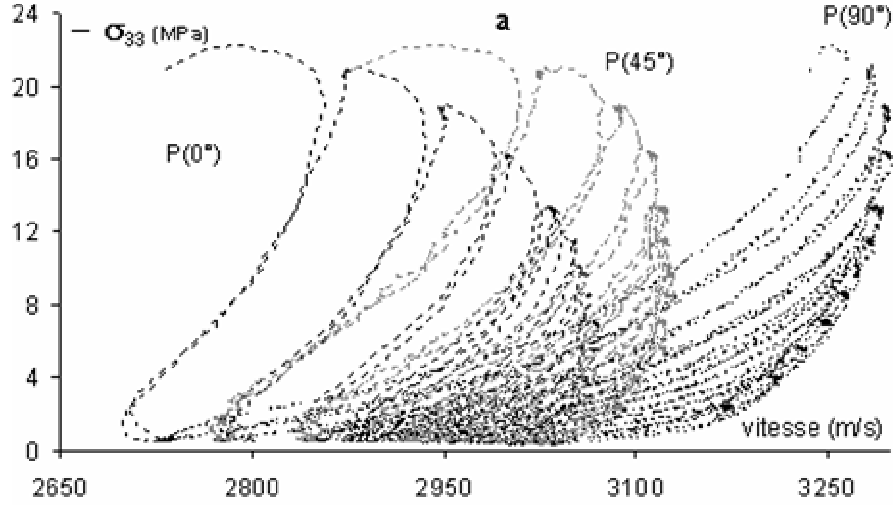
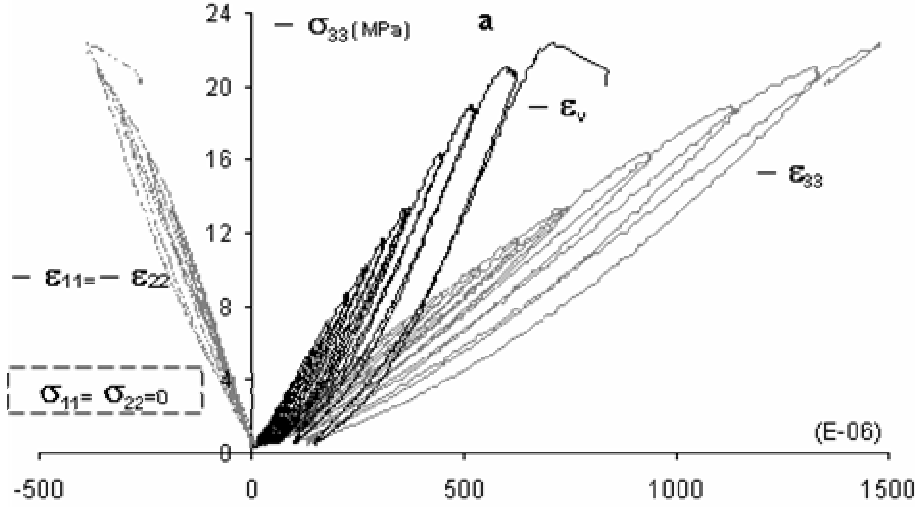


Résultats des essais de compression uniaxiale avec mesure des vitesses

Calcaire d'Euville, essai III ($\sigma_{11} = 0$ MPa, $h_r = 66\%$)

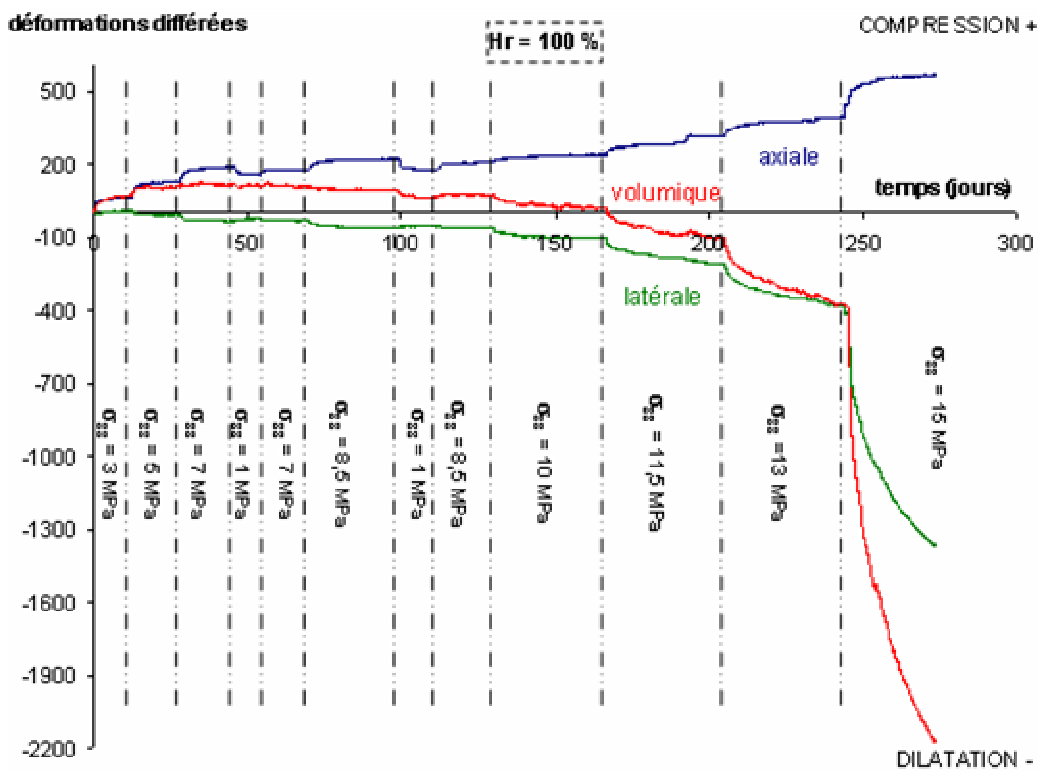
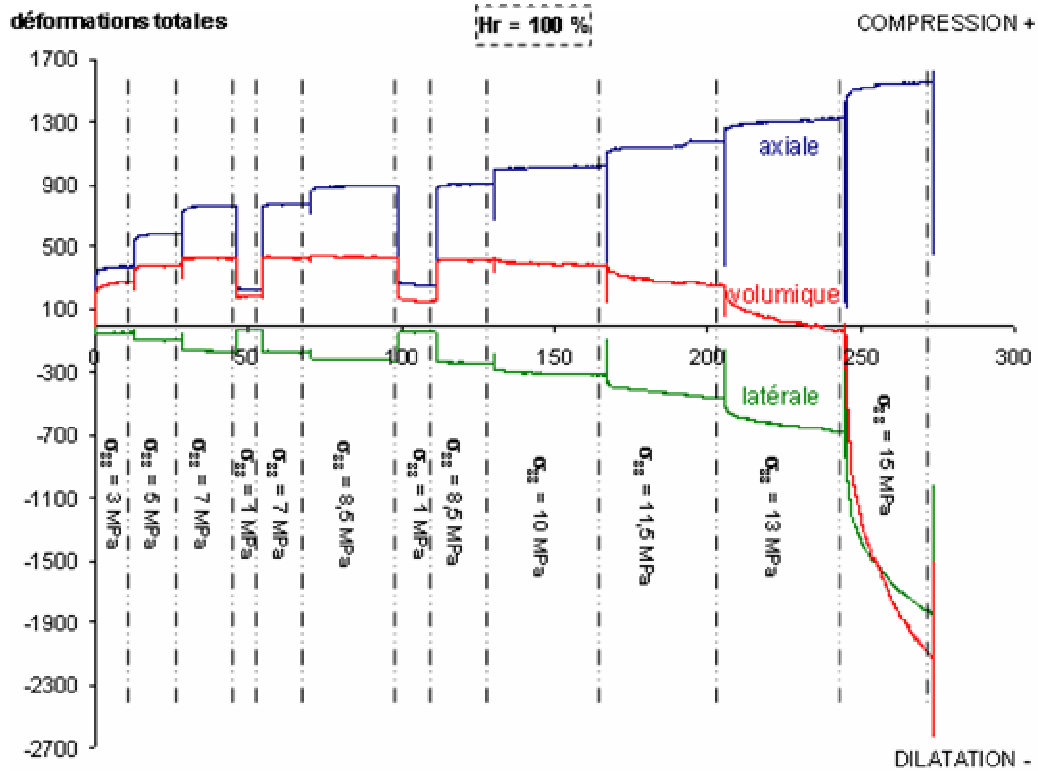


Calcaire d'Euville, essai VI ($\sigma_{11}=0$ MPa, $h_r=0$ %)



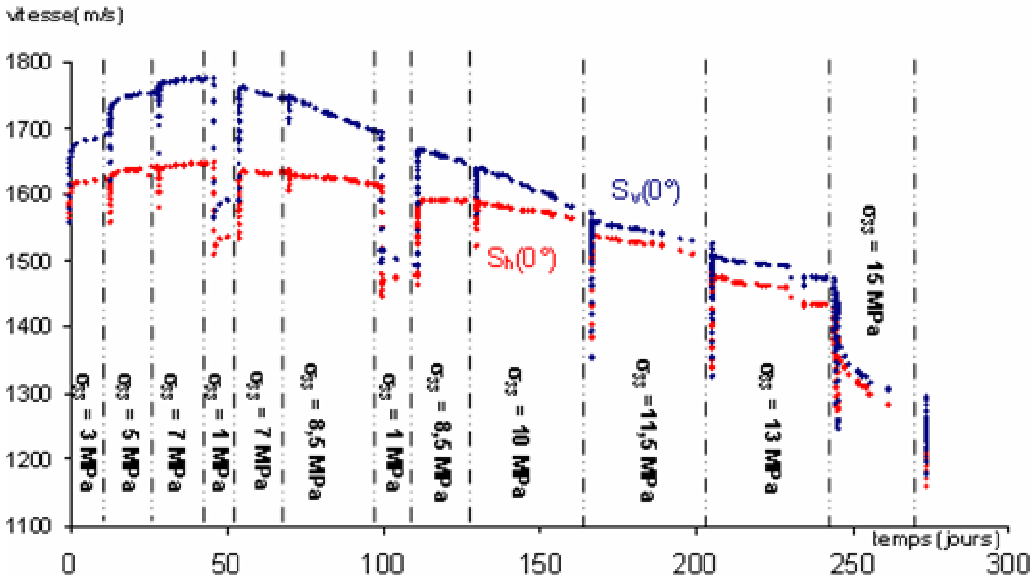
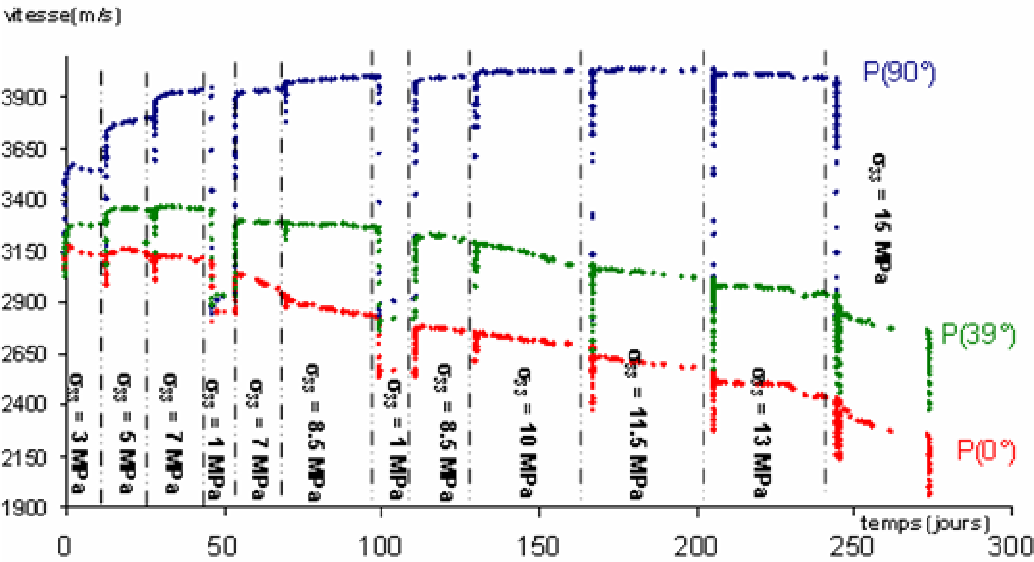
Résultats des essais de fluage uniaxial

Calcaire d'Euville, essai FII ($\sigma_{11} = 0$ MPa, $h_r = 100\%$)



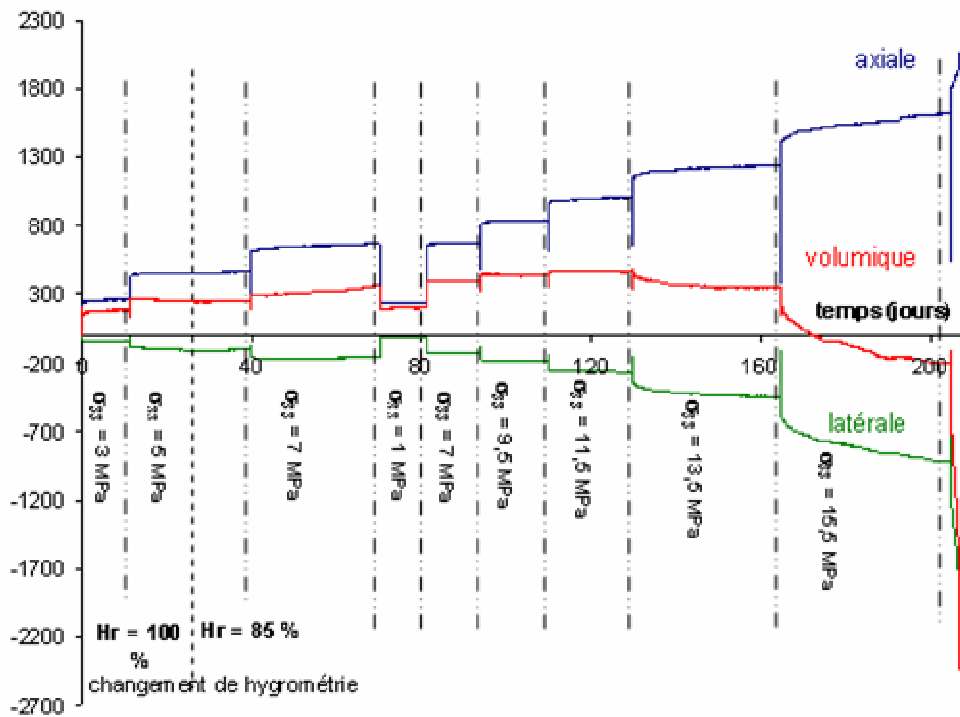
Résultats des essais de fluage uniaxial

Calcaire d'Euville, essai FII ($\sigma_{11} = 0$ MPa, $h_r = 100\%$)

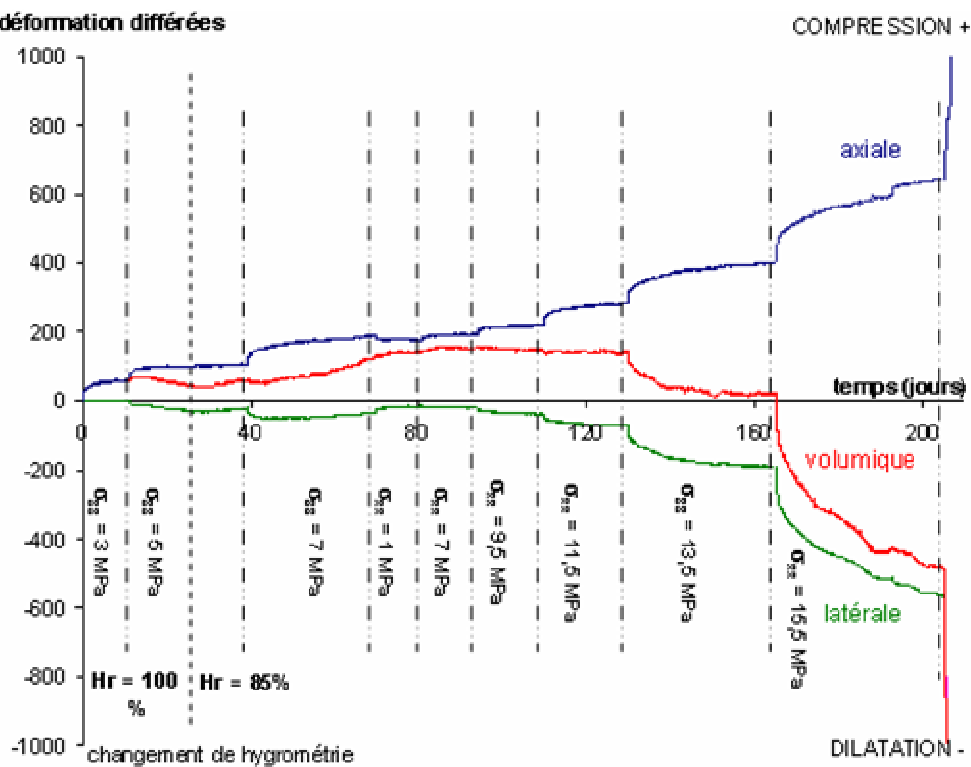


Calcaire d'Euville, essai FIV ($\sigma_{11} = 0$ MPa, $h_r = 85\%$)

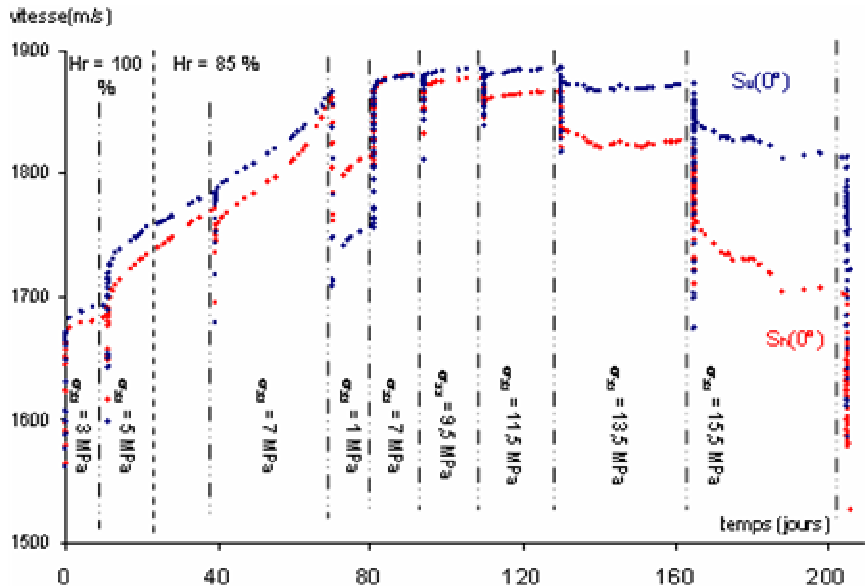
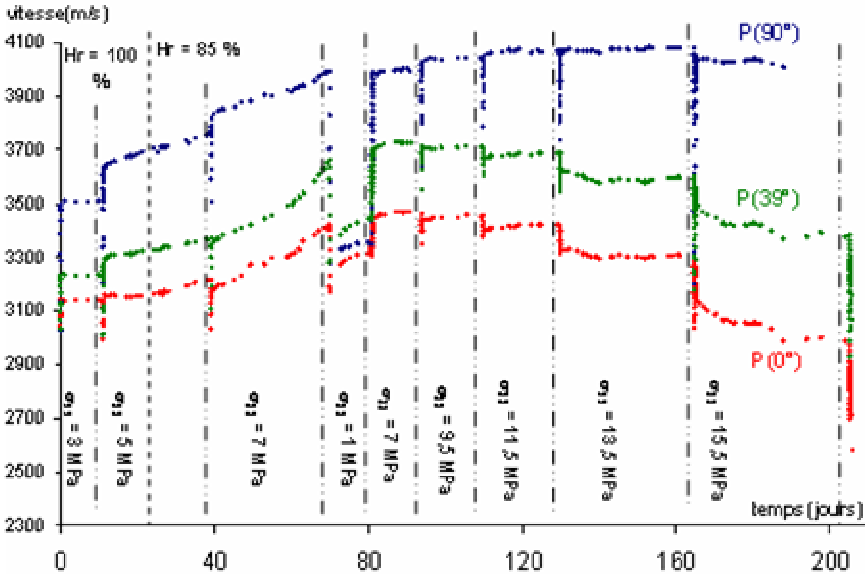
déformation totales



déformation différées



Calcaire d'Euville, essai FIV ($\sigma_{11} = 0$ MPa, $h_r = 85\%$)



AUTORISATION DE SOUTENANCE DE THESE
DU DOCTORAT DE L'INSTITUT NATIONAL
POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

o0o

VU LES RAPPORTS ETABLIS PAR :

Monsieur Jian-Fu SHAO, Professeur, Polytech'Lille, Villeneuve d'Ascq

Monsieur Nicolas SCHMITT, Professeur, L.M.T., Cachan

Le Président de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, autorise :

Monsieur ESLAMI Javad

à soutenir devant un jury de l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE,
une thèse intitulée :

« Etude de l'endommagement à court et long terme d'une roche poreuse par méthodes
acoustiques »

en vue de l'obtention du titre de :

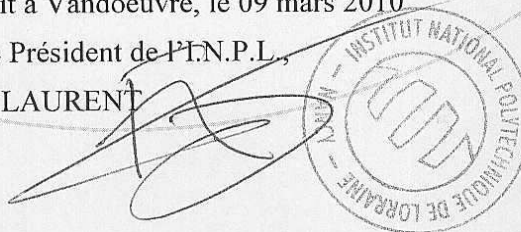
DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

Spécialité : « Mécanique – Génie Civil »

Fait à Vandoeuvre, le 09 mars 2010

Le Président de l'I.N.P.L.,

F. LAURENT



NANCY BRABOIS
2, AVENUE DE LA
FORET-DE-HAYE
BOITE POSTALE 3
F - 54501
VANDŒUVRE CEDEX

Etude de l'endommagement à court et long terme d'une roche poreuse

Résumé

Parmi les différents phénomènes responsables de la déformation à court et long terme des roches poreuses, on s'intéresse dans ce travail à l'endommagement d'un calcaire oolitique en régime semi-fragile et sous différentes conditions hydriques. Dans ce but, nous avons élaboré un dispositif expérimental permettant de mesurer les vitesses des ondes ultrasonores et les déformations ainsi que d'écouter les émissions acoustiques sur le même échantillon, sous chargement mécanique et sous différentes conditions hydriques. En particulier, le dispositif expérimental permet de mesurer simultanément, les vitesses des ondes ultrasonores selon 3 directions de propagation (axiale, latérale et hors axe) et 3 polarisations différentes (P et 2 S perpendiculaires), ceci quasi-instantanément, ce qui *in fine* permet d'enregistrer les évolutions des vitesses des ondes ultrasonores en continu pendant le chargement. Ces mesures de vitesses permettent d'évaluer le tenseur acoustique à tout moment et donc de suivre en continu l'évolution de l'état d'endommagement de la roche. Le comportement endommageable à court et long terme du calcaire est modélisé à l'aide d'un modèle phénoménologique qui est basé sur une généralisation macroscopique des mécanismes microscopiques mis en évidence par les études expérimentaux (glissement-ouverture des fissures existantes, nucléation de nouvelles fissures, propagation et coalescence de fissures). Le modèle à court terme reproduit assez bien le comportement expérimental instantané de la roche (courbes contrainte-déformations et évolution des modules élastiques). Le modèle de comportement à long terme, découplé dans sa formulation du modèle à court terme, permet de reproduire qualitativement les courbes de fluage expérimentales.

Mots-clés: endommagement, fissuration, onde élastique, modélisation.

Study of short and long term damage of a porous rock

Abstract

Among the different phenomena responsible for the short and long term deformation of porous rocks, we have studied in this work the damage of an oolitic limestone in the semi-brittle regime and under different hydrous conditions. For this purpose, we have developed an experimental device allowing the simultaneous and continuous measurement of strains and elastic wave velocities, as well as acoustic emissions, on the same sample under mechanical loading and under different hydrous conditions. Particularly, the experimental setup allows simultaneous and continuous measurement of the five elastic wave velocities in 3 different directions of propagation (axial, lateral and off-axis) and 3 different directions of polarization (P and 2 perpendicular S), this almost instantaneously. These velocity measurements allow to assess the acoustic tensor at any time and thus to continuously monitor the evolution of the damage of the rock. The short and long term damage behavior of the limestone is modelled thanks to a phenomenological model which is based on a macroscopic generalization of the microscopic mechanisms highlighted by the experimental study (sliding-opening of existing cracks, nucleation of new cracks, propagation and coalescence of cracks). The short-term model reproduces very well the instantaneous behavior (stress-strain curves and evolution of elastic moduli). The long-term model, whose formulation is uncoupled from the short-term model, allows reproducing qualitatively the experimental creep curves.

Key-words: damage, cracking, elastic wave, modelling.