

Université des Sciences et Technologies de Lille
Laboratoire de Mécanique de Lille (UMR CNRS 8107)

Année 2006

N° d'ordre 3790

THESE

Pour l'obtention du titre de

DOCTEUR

De

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

Discipline: Génie Civil

Présentée par

Jianjun ZHOU

Contribution à la modélisation de l'endommagement
anisotrope et de la variation de la perméabilité des roches
fragiles

soutenue le 22 mars 2006 devant le jury composé de

M. SKOCZYLAS Frédéric	Ecole centrale de Lille	Président
M. PELLET Frédéric	Université de Joseph Fourier	Rapporteur
M. LYDZBA Dariusz	Wroclaw university of Technology, Poland	Rapporteur
M. SU Kun	ANDRA	Examineur
M. KONDO Djimédo	USTL	Examineur
M. SHAO Jianfu	USTL	Directeur de Thèse

A ma famille,

A mes amis.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier monsieur le professeur Jian-Fu SHAO, mon directeur de thèse, pour m'avoir fait confiance dans ce travail, pour ses conseils, pour le temps qu'il m'a consacré et pour la simplicité de son contact.

Monsieur SKOCZYLAS Frédéric m'a fait l'honneur de présider mon jury. Qu'il trouve ici l'expression de toute ma gratitude. Messieurs PELLET Frédéric et LYDZBA Dariusz ont accepté la tâche ardue d'être rapporteurs de ce travail. Je les en remercie sincèrement. Je remercie tout autant Messieurs KONDO Djimédo et SU Kun pour avoir pris part au jury en tant qu'examineurs.

J'adresse également tous mes remerciements à l'ensemble du personnel de l'Ecole Polytechnique Universitaire de Lille et du Laboratoire de Mécanique de Lille pour son soutien moral et matériel qui m'a permis de mener à bien ce travail.

Enfin, j'exprime toute ma gratitude à mes collègues et amis pour leurs encouragements et leurs attentions lors de la réalisation de ce travail.

Sommaire

Introduction générale	7
Chapitre 1 Etude de la perméabilité des matériaux poreux	9
1.1 Introduction	9
1.2 Notion de perméabilité	10
1.2.1 L'expérience de Darcy	11
1.2.2 Phénomènes de glissement – effet Klinkenberg	12
1.2.3 Etude bibliographique sur les mesures expérimentales de la perméabilité	14
1.3 Méthode de mesures	15
1.3.1 Méthode en régime permanent	15
1.3.1.1 Mesure à l'eau	16
1.3.1.2 Mesure au gaz	16
1.3.2 Méthode en régime transitoire	17
1.4 Perméabilités des roches	19
1.4.1 Relation entre la perméabilité et la porosité	20
1.4.2 Relation entre la perméabilité et l'indice de vides	20
1.4.3 Influence de contrainte sur la perméabilité	20
1.4.4 Influence de température sur la perméabilité	25
1.5 Couplage entre l'endommagement et la perméabilité	27
1.5.1 Phénomène physique et sa modélisation	27
1.5.2 Modèles de couplage entre l'endommagement et la perméabilité	30
1.5.3 Méthode adoptée pour le couplage	34
Chapitre 2 Modèle d'endommagement anisotrope	35
2.1 Introduction	35

2.2	Modèle d'endommagement anisotrope par l'approche micromécanique directe	37
2.2.1	Représentation de la microstructure	37
2.2.2	Enthalpie libre du matériau microfissuré	38
2.2.3	Loi de comportement du matériau endommagé	42
2.2.4	Critère de propagation de microfissures et évolution de l'endommagement	43
2.2.5	Intégration numérique du modèle	46
2.2.6	Identification des paramètres du modèle	49
2.2.7	Simulations des essais	55
2.2.7.1	Modélisation du comportement d'un granite	55
2.2.7.2	Modélisation du comportement d'un grès	58
2.3	Approximation par un tenseur d'endommagement d'ordre 2	61
2.3.1	Variable d'endommagement	61
2.3.2	Détermination de l'enthalpie libre macroscopique	63
2.3.3	Loi de comportement macroscopique	64
2.3.4	Evolution d'endommagement et détermination des déformations anélastiques	67
2.3.5	Identification des paramètres du modèle	67
2.3.6	Simulations numériques	68
2.3.7	Influences des paramètres	70
2.4	Conclusions	76
Chapitre 3 Modélisation du comportement poromécanique et de la variation de la perméabilité des roches saturées		77
3.1	Introduction	77
3.2	Comportement poromécanique des milieux poreux endommagés	77
3.2.1	Rappels de la poroélasticité linéaire anisotrope	78
3.2.2	Potentiel thermodynamique en milieux poreux saturés et équations d'état	79
3.2.3	Critère de propagation de microfissures	83
3.2.4	Applications du modèle poromécanique aux divers chemins de sollicitations	85
3.2.4.1	Compression triaxiale conventionnelle drainée	85
3.2.4.2	Compression triaxiale conventionnelle non drainée	86

3.2.5 Détermination des paramètres du modèle poromécanique	87
3.2.6 Comparaisons et discussions	89
3.2.6.1 Essai de compression triaxiale drainée (CTM)	90
3.2.6.2 Essai de compression triaxiale drainée avec cycles de déchargement -rechargement latéral (CTCDL)	91
3.2.6.3 Essai de compression triaxiale avec montée en pression interstitielle sous différents niveaux du déviateur (ECMP)	93
3.2.6.4 Essai de compression triaxiale non drainée monotone (END)	95
3.3 Evaluation de la variation de la perméabilité	96
3.3.1 Méthode de calcul de la perméabilité	97
3.3.2 Représentation de la distribution de microfissures	97
3.3.3 Tenseur de perméabilité de microfissuration	99
3.3.4 Identification des paramètres	102
3.3.5 Procédure d'intégration numérique	103
3.3.6 Évolution de la perméabilité pour le granite du Lac du Bonnet	104
3.3.7 Variation de la perméabilité dans un grès des Vosges	107
3.4 Conclusion	110
Conclusions générales et perspectives	111
Bibliographie	113

Introduction générale

L'endommagement induit par microfissuration est considéré comme un des mécanismes essentiels des déformations anélastiques et de la rupture des roches fragiles. Les conséquences de l'endommagement sont nombreuses, affectant non seulement les propriétés mécaniques mais également les propriétés de transport, notamment la perméabilité. Les données expérimentales au laboratoire et des observations in situ ont montré que la perméabilité des roches peut augmenter de plusieurs ordres de grandeur suite la microfissuration. Le couplage entre l'endommagement et la perméabilité des roches suscite un intérêt grandissant pour des applications liées à différents problèmes industriels. On peut citer la fissuration des roches autour des galeries de stockage de déchets radioactifs et de séquestration des gaz acides, pouvant augmenter considérablement leur perméabilité et constituant, de ce fait, un risque sérieux pour l'étanchéité et la sûreté de ces ouvrages. On peut également citer la fissuration des roches réservoirs pétrolières suite à l'extraction du pétrole et l'augmentation de la contrainte effective de la roche.

Un grand nombre de travaux ont été menés sur la caractérisation expérimentale et la modélisation numérique de l'endommagement des roches. Cependant, la plupart de ces travaux ont concerné essentiellement le comportement mécanique des roches sans pression interstitielle. Le couplage entre l'endommagement et le comportement hydromécanique des roches saturées ou partiellement saturées est encore peu abordé, notamment le couplage entre l'endommagement et la variation de la perméabilité. Les travaux existants étudient essentiellement l'estimation de la perméabilité des roches fracturées sans prendre en compte le couplage avec le comportement mécanique. Certains travaux étudient des corrélations empiriques entre la perméabilité et les contraintes, sans prendre en compte le mécanisme physique lié à l'évolution microstructurale des matériaux.

Le présent travail a pour objectif le développement, dans le cadre d'une approche micromécanique, d'une modélisation hydromécanique couplée de l'endommagement anisotrope induit, du comportement poromécanique des roches saturées ainsi que la variation de la perméabilité.

Le contexte général du travail exposé dans cette thèse ayant été présenté, le présent

mémoire sera composé de trois chapitres suivants:

Dans le premier chapitre, nous présenterons une synthèse des définitions de la perméabilité, de certaines méthodes de mesure de perméabilité, et son évolution en fonction de certains paramètres. Ensuite, nous rappelons quelques modèles de couplage perméabilité – endommagement, et donnons la démarche de modélisation adoptée pour notre travail.

Le deuxième chapitre a pour objectif de proposer un modèle d'endommagement anisotrope avec une approche micromécanique. La formulation du modèle et la procédure d'identification des paramètres seront présentés. La comparaison entre les simulations numériques et expérimentales sera également illustrée.

Le troisième chapitre est composé de deux parties. Dans la première partie, une extension du modèle d'endommagement anisotrope à la modélisation du comportement poromécanique des roches saturées sera proposée. Les réponses poromécaniques des matériaux en conditions drainées et non drainées seront étudiées. Dans la deuxième partie, nous allons présenter la méthode de détermination du tenseur de la perméabilité en fonction de l'état de microfissuration, qui est elle-même déterminée par le modèle d'endommagement anisotrope. La variation de la perméabilité au cours de chargement sera étudiée et comparée avec des données expérimentales.

Enfin, nous allons donner une conclusion générale et quelques perspectives à cette étude.

Chapitre 1 : Etude de la perméabilité des matériaux poreux

1.1 Introduction

La production d'électricité origine nucléaire est à la majeure partie des déchets radioactifs, mais elle n'est pas la seule origine des déchets, 15% du volume total provenant des activités de recherche, de la médecine et de l'industrie. A cela s'ajoutent les déchets liés aux activités militaires.

De part la spécificité de l'industrie nucléaire, une réglementation très stricte, impose aux producteurs et aux acteurs de la gestion des déchets d'origine nucléaire, de se préoccuper de la sûreté des installations de stockage provisoire et définitif.

Les déchets de haute activité résultent du retraitement des combustibles usés, et les déchets alpha proviennent principalement des boues de retraitement et des gaines de combustibles. Ces déchets ne représentent que 10% environ du volume total des déchets, mais ils concentrent 90% de la radioactivité. De plus, certains d'entre eux resteront radioactifs pendant plusieurs centaines de milliers d'années.

Les déchets de haute activité sont les moins volumineux, mais ils représentent l'essentiel de la radioactivité engendrée par la production de l'électricité par les centrales nucléaires. Ils contiennent une proportion importante de radioéléments de courtes et de longues périodes se chiffrant en millions d'années.

L'objectif fondamental de la gestion des déchets radioactifs est de protéger les générations actuelles et futures contre les risques provoquées par les radioéléments.

La stratégie actuelle en matière de gestion des déchets radioactifs revient à concentrer les produits dangereux, et à les confiner à l'abri des activités humaines par diverses barrières de protection. La qualité de ce confinement dépend de la capacité de ces barrières à retenir les radionucléides. Une séquence type de la gestion des déchets est faite des étapes suivantes.

La solution admise de longue date est d'isoler les déchets de haute activité dans les couches

géologiques profondes. Le concept multi-barrières adopté consiste à interposer entre la biosphère et les déchets radioactifs une section d'ouvrages de confinement. La dernière barrière est constituée de la formation géologique.

Toutes les formations géologiques ne sont pas appropriées pour devenir des roches hôtes de déchets nucléaires de haute activité. Les formations retenues répondent à un certain nombre de critères précis, favorables à la sûreté ou à la faisabilité technique. Un de ces critères est la faible perméabilité du milieu géologique : la montée des radionucléides à la surface est en partie liée au mouvement des eaux souterraines.

Une spécificité du stockage de déchets radioactifs à haute activité réside dans les processus couplés (mécaniques, hydrauliques, thermiques, ...) mis en jeu. Tous ces phénomènes sont fortement couplés, en grande partie, du fait de la présence de l'eau dans la roche. On ne peut négliger aucun effet susceptible de compromettre la sûreté à long terme du stockage. C'est le cas par exemple de l'endommagement. Ce phénomène ne se traduit pas nécessairement par une incidence majeure sur la tenue mécanique des ouvrages. Toutefois, comme ce phénomène est lié à la fissuration du matériau, il peut induire une modification de la perméabilité de la roche et plus généralement de ses propriétés de confinement des déchets radioactifs. Ces aspects sont très importants pour la conception des ouvrages souterrains. Il faut donc pouvoir identifier dans quelles conditions cet endommagement apparaît, quelle est son extension autour des ouvrages et quelle est son incidence sur la perméabilité de la roche et son évolution en fonction de temps.

L'eau est le facteur principal de contamination de l'environnement. Il s'agit, par ce concept de barrières interposées, de réduire la probabilité de mise en contact avec la biosphère des déchets par l'intermédiaire de fluides. Dans une logique de concept de sécurité redondante, chacune des barrières fait l'objet d'une étude propre indépendamment du rôle des autres barrières.

L'effet de la fissuration des roches sur leur perméabilité suscite un intérêt croissant en raison de ses conséquences sur la sûreté des stockages des déchets radioactifs, ainsi que ses applications à certains problèmes liés à l'exploitation pétrolière.

1.2 Notion de perméabilité

La perméabilité caractérise l'aptitude d'un milieu poreux à se laisser traverser par un fluide sous l'effet d'un gradient de pression. Dans ce qui suit, nous traiterons uniquement le cas des écoulements monophasiques, c'est-à-dire que les milieux poreux considérés sont saturés par une seule phase fluide. La perméabilité est indépendante des propriétés du fluide saturant contrairement à la conductivité hydraulique. En effet, la conductivité hydraulique traduit une vitesse de percolation qui dépend de la nature du fluide. La perméabilité, qui a l'unité d'une surface, est quant à elle une propriété intrinsèque des matériaux. La perméabilité peut être ainsi analysée en fonction de la microstructure des milieux poreux et ce sont essentiellement les caractéristiques morphologiques de l'espace poreux (tortuosité, connectivité, surface spécifique, taille des pores, ...) qui sont les facteurs influant sur sa valeur [Dana 1999, Dullien 1992].

1.2.1 L'expérience de Darcy

Bien que le processus d'écoulement de fluides dans les milieux poreux ait intéressé les physiciens depuis fort longtemps, la notion de perméabilité doit son origine à Henri Darcy qui en 1856 définit pour la première fois cette grandeur dans un article intitulé « Les fontaines publiques de la ville de Dijon ». Dans une expérience restée célèbre, Darcy mesurait le débit de fluide recueilli après percolation d'eau à travers une colonne de sable (cf. Figure 1-1).

En faisant varier les paramètres de l'expérience, il déduisit la loi phénoménologique suivante :

$$Q = -k_m A \frac{\Delta h}{L} \quad (1-1)$$

Q : le débit volumique hydraulique.

Δh : la perte de charge de l'eau entre le sommet et la base du massif sableux.

k_m : une constante dépendant du milieu poreux, baptisée coefficient de perméabilité par les hydrogéologues.

A et L respectivement la section et l'épaisseur du massif sableux.

Cette relation s'appuie sur les hypothèses suivantes [Dullien 1992] :

- ① les forces d'écoulement sont dues à la viscosité (les forces d'inertie sont négligées),
- ② le milieu poreux est totalement saturé par une seule phase fluide,
- ③ les écoulements du fluide sont supposés laminaires (régime permanent),
- ④ le fluide n'a pas d'interaction physico-chimique avec le matériau.

Soit la vitesse fictive de fluide à la sortie du massif : $V = \frac{Q}{A}$, elle est appelée vitesse de filtration. De plus si on note $\nabla p = \frac{\Delta h}{L}$: la perte de charge par unité de longueur du milieu poreux traversé, dénommée encore gradient hydraulique, on obtient l'expression la plus simple de la loi de Darcy $\mathbf{V} = -\mathbf{K}_m \nabla \mathbf{p}$.

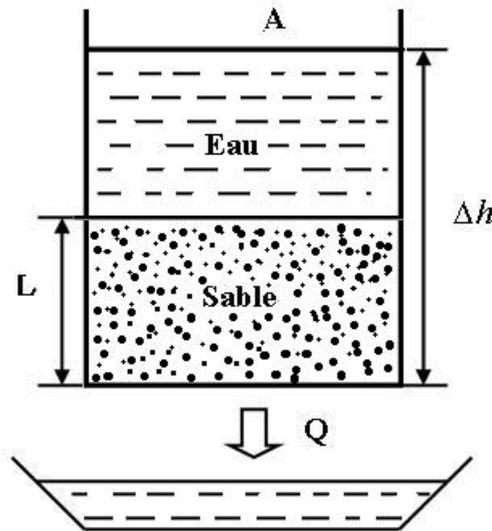


Figure 1-1 : Schéma de l'expérience de Darcy réalisée en 1856

La constante de perméabilité K_m dépend des porosités des milieux poreux et de celles du fluide. Pour cette étude, on utilise la notion de perméabilité intrinsèque k indépendante des caractéristiques des fluides et telle que $K_m = \frac{k}{m}$ avec m la viscosité dynamique du fluide. La perméabilité k est une propriété intrinsèque du milieu poreux dont la dimension est homogène à une surface.

1.2.2 Phénomènes de glissement - Effet Klinkenberg

Lorsque le fluide de percolation est un gaz, on ne peut plus considérer que l'écoulement est régi uniquement par la viscosité. En effet, le glissement des molécules de gaz aux parois des pores provoque une modification du profil des vitesses. La vitesse aux parois des pores n'est plus nulle et il en résulte que l'écoulement du gaz comprend à la fois un écoulement de glissement et un écoulement visqueux. Ces phénomènes de glissement étant dus aux chocs entre les parois des pores et les molécules de gaz, ils sont d'autant plus accentués que le libre parcours moyen des molécules est grand. On voit donc qu'il y a un rapport entre la taille (ou le diamètre) des pores et l'intensité des phénomènes de glissement.

En effet, plus les pores sont de petites tailles et plus les molécules de gaz ont tendance à subir des chocs aux parois des pores. Ces perturbations font donc intervenir la microstructure des matériaux et le libre parcours moyen des molécules de gaz. Ce dernier paramètre, qui peut être maîtrisé et ajusté, fournit le moyen d'atténuer les phénomènes de glissement. Il dépend de la pression de gaz : quand la pression augmente, le libre parcours moyen des molécules diminue. Afin d'atténuer les phénomènes de glissement, il faut donc que la pression du gaz en percolation soit élevée. Dans l'absolu, on peut même dire que si la pression du gaz tendait vers l'infini alors l'écoulement par glissement serait totalement éliminé et il ne subsisterait que l'écoulement visqueux.

Le fait que l'écoulement des gaz combine l'écoulement par glissement et l'écoulement visqueux implique une modification de la terminologie employée pour nommer la perméabilité au gaz. On appellera perméabilité apparente la perméabilité d'un matériau pour lequel le fluide de percolation est un gaz. Ce terme est utilisé afin de la différencier de la notion de perméabilité intrinsèque qui est indépendante de la nature du fluide percolant. En 1941, Klinkenberg a développé une théorie qui consiste à formuler une relation linéaire entre la perméabilité apparente et la perméabilité intrinsèque [Klinkenberg 1941] :

$$k_a = k \left(1 + \frac{b}{p_m} \right) \quad (1-2)$$

k_a est la perméabilité apparente, b le coefficient de Klinkenberg et p_m la pression moyenne du gaz.

Cette relation fait intervenir la pression moyenne du gaz et le coefficient de Klinkenberg.

Ce dernier est une caractéristique intrinsèque qui traduit l'influence de la morphologie de l'espace poreux sur l'intensité des phénomènes de glissement. La théorie de Klinkenberg considère que la perméabilité apparente évolue de manière linéaire en fonction de l'inverse de la pression moyenne de gaz.

La perméabilité intrinsèque peut alors être déterminée. Elle correspond à la valeur de la perméabilité apparente lorsque l'inverse de la pression moyenne de gaz tend vers 0, c'est-à-dire lorsque la pression tend vers l'infini. Le coefficient de Klinkenberg peut alors être calculé à partir de la pente de la droite. Le coefficient de Klinkenberg, dépendant de la morphologie de l'espace poreux, peut être formulé de la manière suivante [Klinkenberg 1941] :

$$b = \frac{4c\bar{l}p_m}{r} \quad (1-3)$$

où c est une constante proche de 1, \bar{l} le libre parcours moyen des molécules de gaz et r le rayon moyen des pores.

$\bar{l}p_m$ est toujours constant pour une température donnée, le coefficient de Klinkenberg dépend uniquement de la taille moyenne des pores : b augmente lorsque r diminue.

Dans la littérature, le terme «effet Klinkenberg » est généralement utilisé pour désigner les phénomènes de glissement des molécules aux parois des pores.

1.2.3. Etude bibliographique sur les mesures expérimentales de la perméabilité

La connaissance de la perméabilité des roches aussi bien à l'échelle du laboratoire qu'à l'échelle du terrain de recherche est une donnée importante. De nombreuses études expérimentales et théoriques ont été consacrées à ce sujet. Un article de synthèse [Brace, 1980] permet de se faire une idée de l'énorme variabilité du paramètre perméabilité dans les roches.

Dans cet article, Brace présente une compilation de données de perméabilité mesurées aussi bien en laboratoire qu'in situ. En laboratoire, par exemple, l'intervalle de variation de la perméabilité se situe environ entre $10^{-23} m^2$ et $10^{-10} m^2$. Près de 13 ordres de grandeurs

séparent les roches les plus perméables (les sables et les grès peu consolidés) des roches les moins perméables (les roches métamorphiques ou cristallines non fracturées), ce qui est énorme.

Il souligne que lorsqu'un échantillon testé en laboratoire est représentatif de la formation d'où il a été extrait, l'accord entre les perméabilités mesurées à différentes échelles est acceptable (les perméabilités varient dans un rapport de 1 à 10). Ce n'est pas le cas en général pour les roches cristallines comme par exemple les granites, affectées des systèmes de fractures ouvertes. La représentativité des mesures sur des échantillons de petites dimensions en laboratoire n'est par conséquent pas assurée pour la perméabilité. Il est par exemple constaté que pour certaines roches cristallines, la perméabilité à l'échelle de la formation rocheuse est 1000 fois supérieure à celle mesurée en laboratoire.

1.3 Méthodes de mesure

Dans cette partie, nous donnerons les définitions de base des grandeurs auxquelles nous ferons référence dans la suite de ce travail. Puis nous donnerons des exemples des différentes études expérimentales faites par d'autres auteurs concernant les méthodes de mesure de la perméabilité.

La perméabilité est une caractéristique physique qui représente la facilité qu'a un matériau à permettre le transfert de fluide au travers d'un réseau connecté. La Loi de Darcy permet de relier un débit à un gradient de pression appliqué au fluide grâce à un paramètre caractéristique du milieu traversé

Il y a une grande variabilité dans la perméabilité des roches ; pour les roches dites imperméables, telles que le sel gemme, l'argile ou le granite (à l'échelle matricielle), la perméabilité est de l'ordre de 10^{-21} m^2 , tandis que pour les roches réputées perméables, on peut trouver une perméabilité supérieure à 10^{-14} m^2 . Selon le régime d'écoulement du fluide, on peut distinguer deux catégories de méthodes de mesure de perméabilité.

1.3.1 Méthode en régime permanent

Lorsque la perméabilité est relativement facilement mesurable, par exemple supérieure à

$10^{-19} m^2$, la mesure en régime permanent est généralement utilisée car elle s'avère la plus simple à interpréter. Cette méthode consiste à imposer une pression de fluide (eau ou gaz) constante sur l'une des deux extrémités de l'éprouvette et à le récupérer de l'autre. Cette pression est maintenue constante à travers un réservoir de grand volume contenant du fluide en pression. La quantité (masse ou volume) du fluide sortant de l'éprouvette est mesurée.

La pression d'injection est mesurée à l'aide d'un capteur de pression et la différence de la pression entre les extrémités de l'éprouvette à l'aide d'un capteur différentiel. Or les capteurs différentiels disponibles n'ont pas une résolution suffisante pour permettre de mesurer une très faible différence de pression, par exemple inférieure à $10^{-3} MPa$: c'est pourquoi on préfère utiliser un tube en U rempli à moitié d'eau pour mesurer la différence de pression.

Chaque branche de tube en U est reliée à l'extrémité correspondante du schéma.

1.3.1.1 Mesure à l'eau

Lorsqu'on utilise de l'eau pour mesurer la perméabilité, et en admettant que la compressibilité de l'eau est négligeable, la perméabilité est calculée par la relation suivante :

$$k = \frac{Q \cdot m \cdot L}{\Delta P \cdot A \cdot r} \quad (1-4)$$

avec :

Q : débit traversant l'éprouvette, [kg / s]

r : masse volumique de l'eau, [kg / m^3]

m : viscosité dynamique de l'eau, [$Pa \cdot s$], (à $T = 20^\circ C$, $m = 1,005 \times 10^{-3} Pa \cdot s$)

L : hauteur de l'éprouvette, [m]

A : section de l'éprouvette, [m^2]

ΔP : différence de pression entre les deux extrémités de l'éprouvette, [Pa].

1.3.1.2 Mesure au gaz

La mesure au gaz de la perméabilité est beaucoup plus sensible et différente de celle à l'eau, le gaz étant très compressible.

En supposant que la loi de Darcy soit valable localement et en appliquant l'équation de conservation de la masse dans le cas du régime permanent et unidimensionnel, on peut déduire, après calcul, que la perméabilité s'écrit sous la forme :

$$K = \frac{2P_0 \cdot L \cdot m}{(P_2^2 - P_1^2) \cdot A} Q_v \quad [m^2] \quad (1-5)$$

avec :

P_0 : pression atmosphérique (de référence), [Pa]

P_1 et P_2 : pressions imposées respectivement aux extrémités de l'éprouvette, [Pa]

L : longueur de l'éprouvette, [m]

A : section de l'éprouvette, [m²]

m : viscosité dynamique du gaz, [Pa · s]

Q_v : flux volumique, [m³ / s]

1.3.2 Méthode en régime transitoire

Dans le cas où la perméabilité est très petite, inférieure à $10^{-19} m^2$, les mesures en régime permanent ne seront plus faciles à réaliser, étant donné que le temps nécessaire pour atteindre le régime permanent devient trop long. Une méthode en régime transitoire dite «essai pulse» est généralement utilisée. L'appellation correspond à la traduction du terme anglais « pulse test ». Cette méthode consiste à imposer sur l'une ou les deux extrémités de l'éprouvette une pression provenant d'une masse de gaz ou d'eau contenue dans un réservoir. Au fur et à mesure de la pénétration de la masse fluide dans l'éprouvette, la pression dans le réservoir décroît. En connaissant les caractéristiques du fluide et la compressibilité du réservoir, la courbe de la pression dans le réservoir en fonction du temps permet de caractériser la perméabilité de l'éprouvette, moyennant certaines hypothèses sur l'écoulement.

L'évaluation de la faible perméabilité de certaines formations, pose quelques difficultés avec les méthodes classiques d'injection- relaxation, en effet, il existe plusieurs limitations à ce type d'essai, telles que :

- La nécessité de faire d'autant plus de mesures que la perméabilité est faible;
- L'obligation d'utiliser des appareils de mesure de pression et de débit plus précis et un

enregistrement automatique (durée de l'essai nettement augmentée). D'où un coût de l'opération plus élevé.

C'est pour cette raison qu'une nouvelle méthode, appelée « pulse test » a été introduite par Bredehoeft et al. en 1980.

La méthode du «pulse test» est essentiellement une dérivation du test d'injection conventionnel, la différence majeure étant l'absence de débit pendant la phase d'impulsion (fermeture quasi-instantanée du puits après ouverture) :

Le même dispositif que pour le slug-test est mis en place avec simple ou double obturateur. En chambre isolée, on établit une pression d'eau de 10 bars puis on ouvre la liaison avec la chambre pendant 10 à 15 secondes (en faisant attention de bien maintenir la pression constante pendant l'injection), on isole à nouveau la chambre puis on mesure la chute de pression. Il est indispensable d'utiliser un enregistrement automatique des mesures pendant les différentes phases, aussi bien en tête qu'au niveau de la chambre car il faut pouvoir mesurer la pression effective d'injection (et sa constance) et il faut pouvoir noter la pression dans les premières secondes qui suivent la fermeture des vannes et l'isolement de la chambre.

Les essais en régime transitoire (pulse-test et slug-tests) peuvent être mis en œuvre sans difficultés majeures. Il faut toutefois :

- que le matériel soit bien adapté aux exigences de faible perméabilité;
- que le personnel qui réalise les essais soit compétent;
- que les logiciels d'exploitation soient bien adaptés;
- Tenir compte de l'augmentation du volume des chambres de mesure;
- Tenir compte également de l'augmentation des devis d'essais lorsque l'on mesure des valeurs très faibles perméabilités (temps, matériels et personnels mis en œuvre).

On illustre, sur la figure 1-2, la connexion des différents éléments de mesure. Le volume du réservoir dans lequel on mesure la décroissance de la pression dans le temps est constitué des éléments de tuyauterie hydraulique désignés sur la figure 1-2 par les portions FC, CB, GA et le volume des pores du talon poreux ou du diffuseur poreux. Pendant l'essai pulse, l'évolution de la pression dans le réservoir est mesurée par le capteur de pression H et par l'injecteur de

volume/pression (i.e. GDS) dont la précision est importante (quelques dizaines de mm^3)

Le rôle de l'accumulateur est d'imposer une pression constante. Les robinets B et C étant fermés et en réglant le détendeur D, le fluide dans l'accumulateur est soumis à une pression. Ensuite les robinets A et B sont ouverts, on vérifie si la pression affichée par l'injecteur correspond bien à la pression d'injection désirée et on ferme le robinet E. Enfin, le robinet C est ouvert rapidement, ainsi une pression sur la surface d'injection de l'éprouvette est imposée. Aussitôt après, on ferme le robinet B. Cette configuration est gardée pendant environ 300 secondes. De cette façon, une décroissance de la pression en fonction du temps est enregistrée au niveau de l'injecteur, et c'est cette décroissance qui donne, après analyse, la valeur de la perméabilité. A, B, C, et E sont les robinets du circuit. D est un détendeur. H est un capteur de pression.

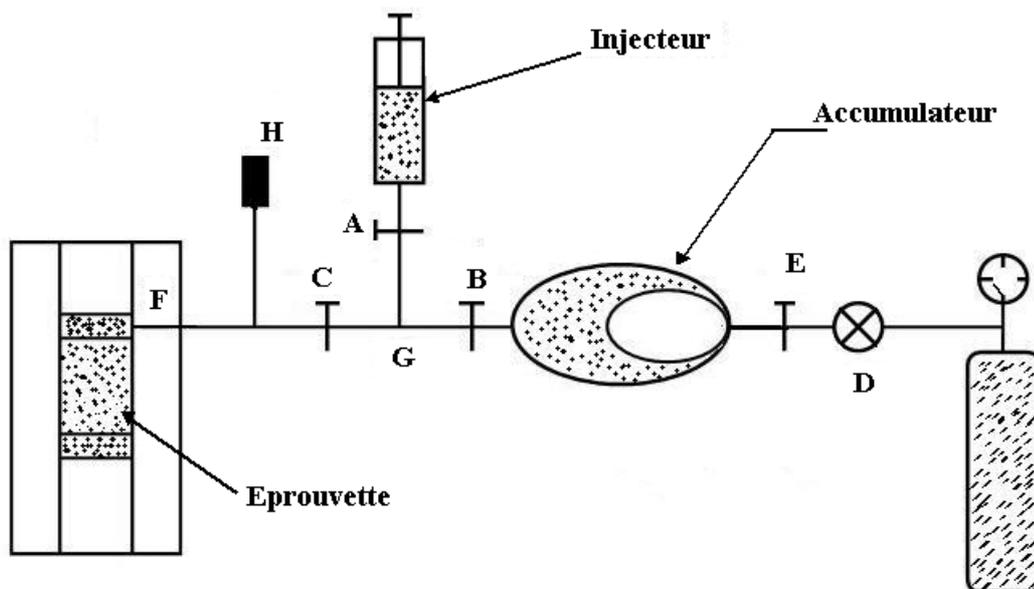


Figure 1-2 : Schéma de principe du dispositif de mesure de perméabilité par « pulse test »

1.4 Perméabilités des roches

La perméabilité est un critère important dans plusieurs domaines de recherche ; elle intéresse les mécaniciens des sols, les hydrogéologues, les géochimistes... Ainsi, on peut rencontrer la notion de perméabilité relative ou intrinsèque, conductivité hydraulique ou coefficient de perméabilité et également plusieurs formules de calcul avec les différentes unités

correspondantes.

Dans ce mémoire, c'est la notion de perméabilité intrinsèque qui est utilisée. La perméabilité se rapporte au milieu poreux indépendamment des caractéristiques du fluide. Elle n'est définie qu'à l'échelle macroscopique, sa formule est déduite de la loi de Darcy et sa dimension est celle d'une surface [L^2], (De Marsily 1994).

Plusieurs expériences ont été réalisées par les chercheurs, sur différents types des roches pour définir et mesurer la perméabilité, elle dépend de plusieurs paramètres.

Les méthodes de détermination des propriétés hydrauliques à grande échelle des milieux fissurés ainsi que des massifs fracturés peuvent se diviser en deux familles de méthodes directes, et indirectes. Les méthodes directes simulent l'écoulement dans un réseau de fissures engendrées suivant certaines lois statistiques, et essaient d'établir des relations entre le gradient de pression et le flux moyen dans ce réseau (Long et al. 1982, Shwartz et Smith, 1988, Cacas et al. 1990), et d'en déduire sa perméabilité. Les méthodes indirectes (Bear, 1972, Oda, 1986) tentent de déterminer, par d'autres procédures prenant en compte des données statistiques des fissures, les propriétés des milieux poreux équivalents. Une analyse des travaux utilisant les méthodes directes révèle une certaine difficulté de définition des valeurs moyennes de flux et de gradient de pression dans un réseau de fissures, et par conséquent, du tenseur de conductivité moyen dans un réseau de fractures. Long et al. (1982), reconnaissent en fait la difficulté d'accéder au flux moyen dans un réseau de fractures, du fait que le flux local est contrôlé par la direction des fractures. Ils proposent, pour pallier cette difficulté, une méthode passant par le calcul de la perméabilité dans la direction du gradient.

1.4.1 Relation entre la perméabilité et la porosité

L'évolution de la perméabilité est très sensible à la porosité. En effet, la perméabilité dépend du nombre, de la géométrie, de la taille et surtout de l'interconnectivité des vides laissés entre les grains. La perméabilité diminue avec la porosité.

La formule empirique la plus connue pour relier perméabilité et porosité est celle de Koseny-Carman.

$$k = \frac{f^3}{5A^2(1-f)^2} \quad (1-6)$$

où A (m^2) est la section exposée au fluide et f est la porosité totale connectée.

1.4.2 Relation entre la perméabilité et l'indice des vides

Nombre de mesures de perméabilité ont été effectuées avec différents gradients de pression de fluide et pour différentes valeurs d'indice des vides. On peut citer en particulier Grunberger (1995), qui a réalisé des essais similaires sur argile. Puis plusieurs chercheurs ont confirmé ces résultats pour chaque degré de compaction qui correspond à une valeur d'indice des vides.

Deux études expérimentales ont été menées par Nagaraj et al. (1994), dans le but de déterminer la valeur de la perméabilité et son évolution en fonction de l'indice des vides. Différents sols à base d'argile sont utilisés. Les échantillons sont soumis à des charges – décharges de pression de consolidation de 200 *KPa*, 400 *KPa*, et 800 *KPa*. A chaque pression, après la réalisation de l'équilibre, des tests de perméabilité axiale sont réalisés.

En effet, la valeur de la perméabilité est influencée par la modification de l'indice des vides. La pression de consolidation influence la magnitude de la perméabilité. La perméabilité décroît avec la décroissance de l'indice des vides.

1.4.3 Influence de la contrainte sur la perméabilité

On peut distinguer deux types d'évolution pour la perméabilité sous sollicitations mécaniques : la variation de la perméabilité sous l'effet de la compaction, et la variation sous l'effet d'endommagement. Ces deux variations correspondent à deux états de consolidation du matériau différents. Il peut conduire à une augmentation de 2 à 4 ordres de grandeur de la perméabilité pour les matériaux présentant un endommagement diffus.

L'effet de la contrainte moyenne sur la perméabilité a été étudié pour plusieurs géomatériaux. Les mesures effectuées révèlent une diminution de la perméabilité lorsque la pression de confinement augmente. Brace et al. [1968] ont fait l'étude sur le granite de Westerly. Ils ont observé une très grande décroissance de la perméabilité avec la pression de confinement.

Deux effets principaux permettent d'expliquer cette décroissance fortement non linéaire : d'une part la fermeture progressive des fissures qui restreint le volume des pores accessibles au fluide, d'autre part la modification de la géométrie du réseau tridimensionnel de fissures qui affecte la connectivité et perturbe les trajets d'écoulement du fluide dans la roche. L'ampleur de la variation de la perméabilité avec la pression externe appliquée à la roche dépend principalement des propriétés structurales et géométriques des réseaux poreux. Mais pour des porosités initiales très faibles, l'effet de la pression de confinement est également très faible.

Il est très intéressant d'étudier à présent l'influence d'une contrainte déviatorique sur les propriétés hydrauliques des roches. Pour cette étude, des essais triaxiaux ont été réalisés. La perméabilité est mesurée pour différents états de contrainte. Lorsque l'échantillon est soumis à une contrainte déviatorique supérieure au seuil de dilatance irréversible correspondant à l'initiation des microfissures, la perméabilité augmente de manière significative, voire de plusieurs ordres de grandeur [Heiland et al. 2001 ; Zhu et al. 1997a, 1997b ; Lai, 1971 ; Le Guen, 1991 ; Peach, 1991 ; Stormont et Deamen, 1992 ; Souley et al. 2001].

De nombreuses études ont été réalisées pour estimer la perméabilité de matériaux initialement microfissurés. Les données expérimentales concernant l'évolution de la perméabilité en fonction de l'endommagement induit sont plutôt rares.

A titre d'exemple, la variation de la perméabilité dans un sel gemme lors de la compression triaxiale a été étudiée par Schulze et al. (2001). Sur la Figure 1-3, on montre la variation de la perméabilité en fonction de la déformation axiale. On peut constater que la perméabilité mesurée croît de 4 ordres de grandeur par rapport à la perméabilité initiale, en même temps que l'augmentation de la porosité accessible au gaz. Par ailleurs, il est intéressant d'observer que la forte augmentation de la perméabilité a lieu lors d'une première phase de déformation jusqu'à 4%. La perméabilité devient relativement stationnaire au-delà de cette valeur de déformation. Des résultats similaires, obtenus par Peach et al. (1996) sur un autre sel gemme, sont montrés sur la Figure 1-4.

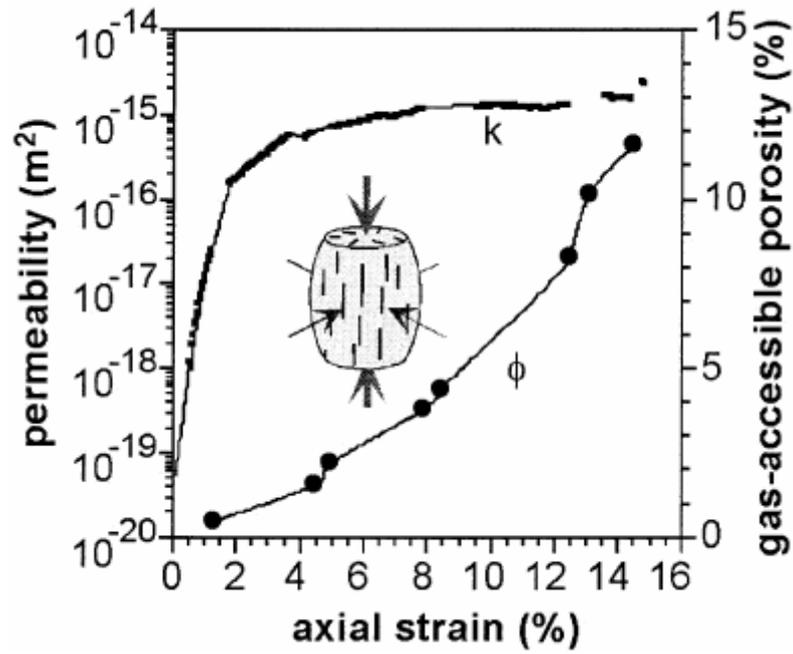


Figure 1-3 : Variation de la perméabilité lors d'un essai de compression triaxiale sur un sel gemme, Schulze et al. (2001)

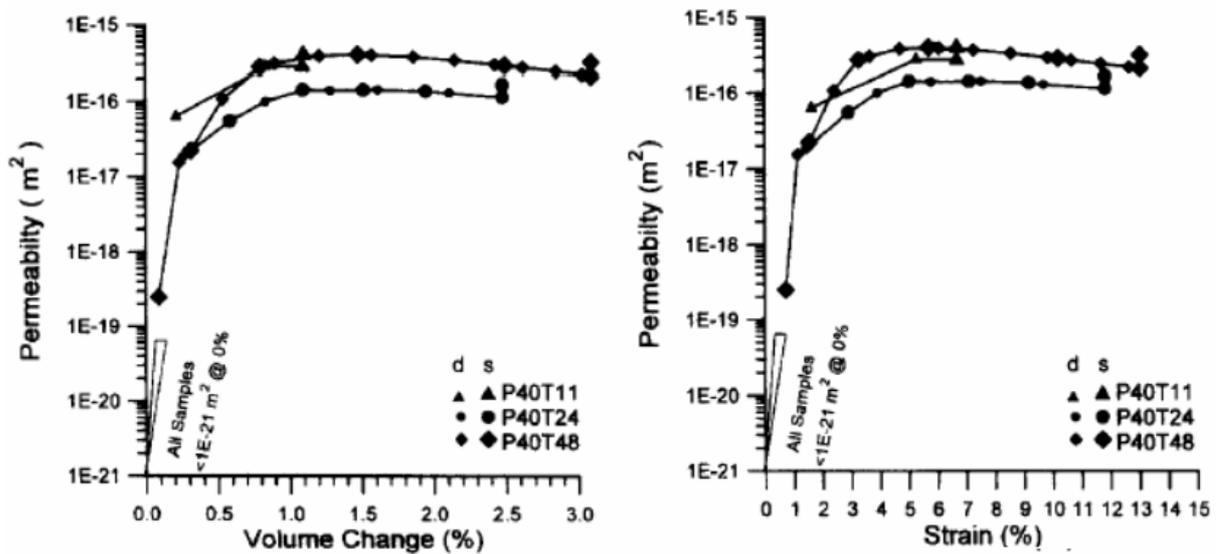


Figure 1-4 : Variation de la perméabilité lors d'un essai de compression triaxiale avec une pression de confinement de 5MPa, sur un sel gemme par Peach et al. (1996)

Souley et al. (2001) ont montré des résultats concernant l'évolution de la perméabilité en fonction de la contrainte déviatorique pour des roches fragiles, deux granites. Des mesures in

situ ont également été effectuées pour étudier l'évolution de perméabilité à l'intérieur d'une zone perturbée par l'excavation autour d'une cavité souterraine, dans le Laboratoire de Recherche souterrain (URL) au Canada. Des essais de type « pulse test » ont été effectués en utilisant le dispositif « SEPMI » (experimental system of permeability measurements by in situ Pulse test).

La perméabilité initiale du granite est de l'ordre de $10^{-19} m^2$ pour le granite de Senones, et de $10^{-21} m^2$ pour le granite du Lac du Bonnet. Les évolutions de la perméabilité en fonction de la contrainte déviatorique sont présentées sur la Figure 1-5. On peut constater deux phases de variation de la perméabilité. La perméabilité diminue lors de la première phase en raison de la fermeture des microfissures initiales des roches. Ensuite celle-ci augmente sensiblement en fonction du déviateur de contrainte, par l'ouverture et la propagation des microfissures induites. La perméabilité varie de $10^{-19} m^2$ à $3 \times 10^{-17} m^2$ pour le granite de Senones, et pour le granite du Lac du Bonnet, la perméabilité augmente de $10^{-21} m^2$ à $10^{-18} m^2$. Ceci représente donc une augmentation de 2 à 3 ordres de grandeur.

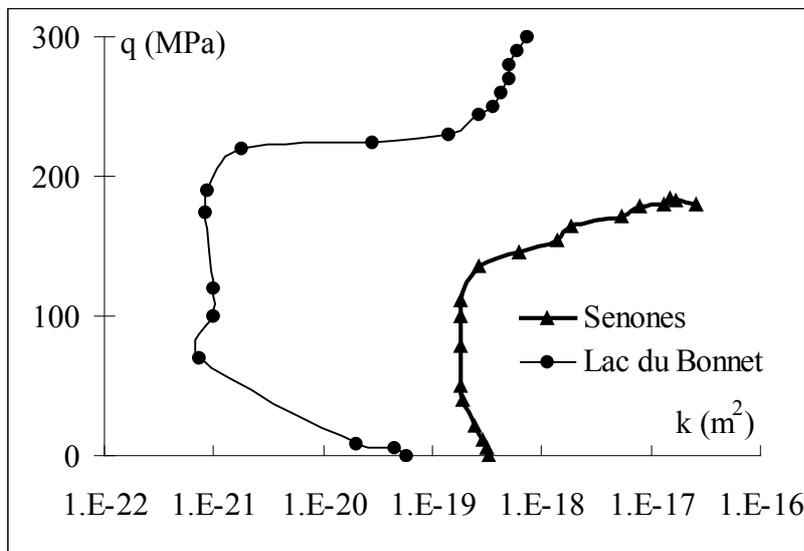


Figure 1-5 : Variation de la perméabilité en fonction du déviateur de contrainte lors des essais de compression triaxiale – pression de confinement de 5MPa pour le granite de Senones et pression de confinement de 10MPa pour le granite du Lac du Bonnet

Par ailleurs, Oda et al. (2002) ont montré que la perméabilité du granite d'Inda à l'état de rupture est environ deux à trois ordres de grandeur plus importants que celle du granite sain à la même pression de confinement dans un essai de compression triaxiale. La perméabilité

maximum est dans la direction axiale (effort de compression principale), cependant l'anisotropie de la perméabilité entre les directions axiale et radiale est petite même si les microfissures sont clairement orientées.

1.4.4 Influence de la température sur la perméabilité

La mesure de la perméabilité sous température nécessite la prise en compte de l'évolution des propriétés physiques du fluide de percolation en fonction de la température.

L'évolution de la perméabilité des roches avec la température peut suivre trois tendances :

- la perméabilité peut diminuer,
- la perméabilité peut tout d'abord diminuer puis augmenter,
- la perméabilité peut augmenter.

Une diminution de la perméabilité lors de l'augmentation de la température est couramment observée sur les roches poreuses comme les grès [Greenberg et *al.* 1968 ; Weibrandt et *al.* 1975] ou sur les roches qui ont une granularité très fine [Shmonov et *al.* 1994 ; Fischer et *al.* 1992]. Ces roches favorisent les phénomènes de dilatation libre des grains dans les vides tout en ne provoquant pas de fissuration thermique

La densification thermique qui cause une réduction de la perméabilité peut être une première étape de l'évolution de la perméabilité des roches soumises à une élévation de température. Elle est alors suivie d'une seconde phase correspondant à la fissuration du matériau, ce qui engendre une augmentation de la perméabilité. Shmonov et *al.* [Shmomov et *al.* 1994] observent ce type de comportement sur un marbre à grains grossiers. Le matériau devient pratiquement imperméable à 300°C puis la création de fissures provoque une brusque augmentation de la perméabilité.

Sur la Figure 1-6, sont montrés les évolutions de la perméabilité d'un granite préfissuré thermiquement, obtenues par Darot et *al.*(1992). On peut observer une phase initiale de fermeture irréversible des fissures exercée durant les cycles thermiques effectués à 120°C. Ensuite, les phénomènes de fissuration thermique sont prépondérants et guident l'évolution de la perméabilité.

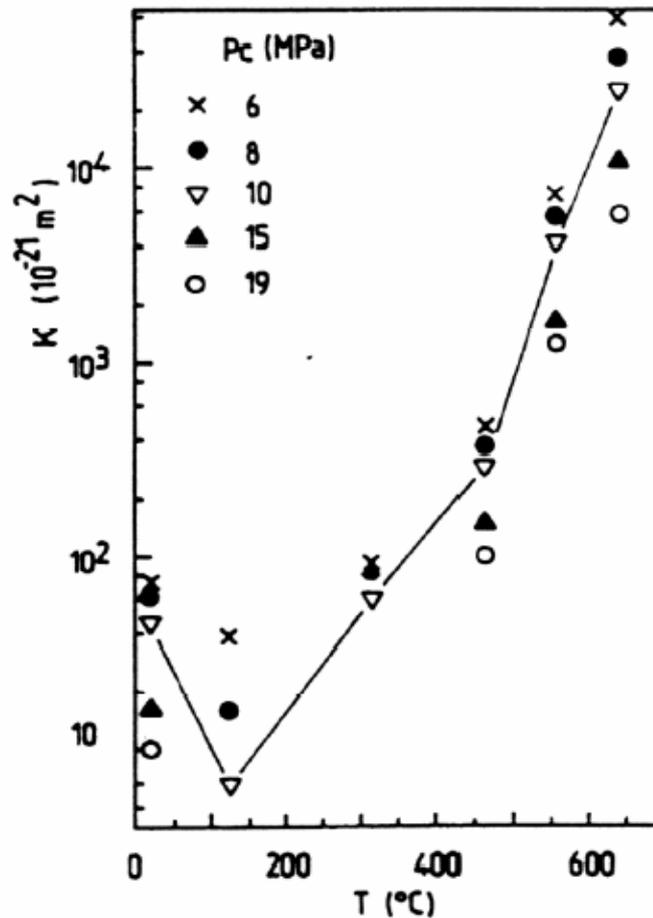


Figure 1-6 : Variation de la perméabilité d'un granite préfissuré thermiquement (Darot et al. 1992)

D'une façon comparable, Voegele et *al.* [Voegele et *al.* 1985] ont montré que la perméabilité du granite de Westerly diminue dans un premier temps consécutivement à la fermeture des fissures, causée par la dilatation des minéraux, puis augmente du fait de la formation de fissures induite thermiquement. Ils montrent également que la perméabilité résiduelle est supérieure à la perméabilité initiale lors du refroidissement, ce qui est la conséquence de la formation irréversible de fissures. Les résultats obtenus sont illustrés sur la Figure 1-7 :

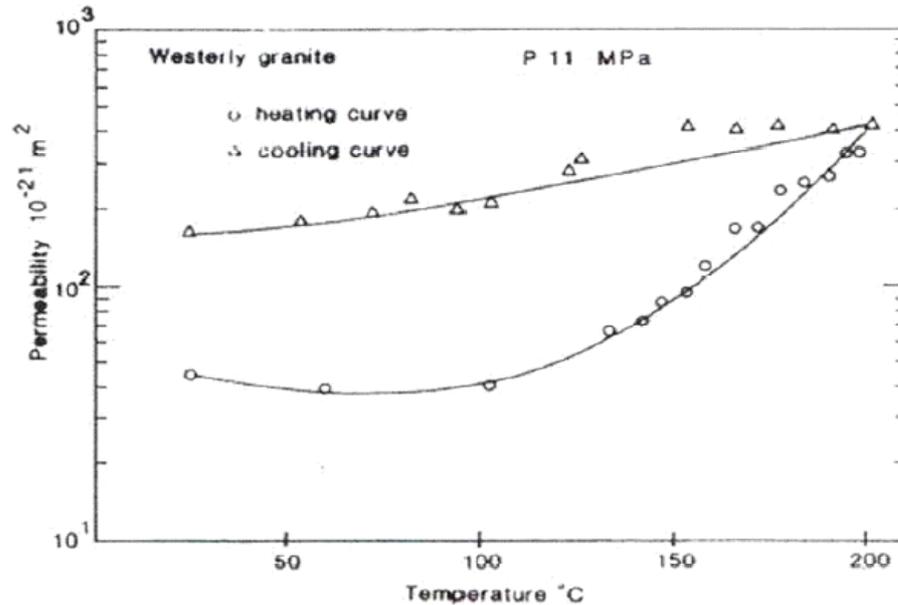


Figure 1-7 : Variation de la perméabilité du granite de Westerly sous température et après refroidissement (Voegele et al. 1985)

Dans le cas de certaines roches, il se peut que seuls les phénomènes de fissuration thermique interviennent [Le Guen 1991 ; Shmonov et al. 1994]. Dans ce cas, la perméabilité subit une augmentation continue en fonction de la température. Cependant, il est généralement observé une augmentation continue de la perméabilité des roches avec la préfissuration thermique [Jones et al. 1997 ; David et al. 1999 ; Homand et al. 1984].

Khemissa [1998] a mené des études qui avaient pour but la détermination de la perméabilité de l'argile sous l'effet de contraintes et de la température. Sa méthode est basée sur la mesure en fonction du temps de la quantité d'eau qui traverse l'éprouvette.

Suzuki et al. [1995] ont mené des essais qui ont pour but la détermination de la perméabilité de granite imbibant dans une eau chaude à 90° pendant 0, 180, 1030, 2000 jours. Une variation considérable de la perméabilité de 10^{-18} à 10^{-15} m^2 est observée.

1.5 Couplage entre l'endommagement et la perméabilité

1.5.1 Phénomène physique et sa modélisation

Physiquement, la sollicitation mécanique conduit à une fissure du matériau qui a pour conséquence, d'une part la modification des propriétés (endommagement) et, d'autre part, la modification de la perméabilité (figure 1-8 ci-dessous). L'état de fissuration du matériau peut être représenté par une (ou plusieurs) famille(s) de fissures réparties dans le matériau, dont on peut donner une description géométrique (longueurs, orientation, etc.).

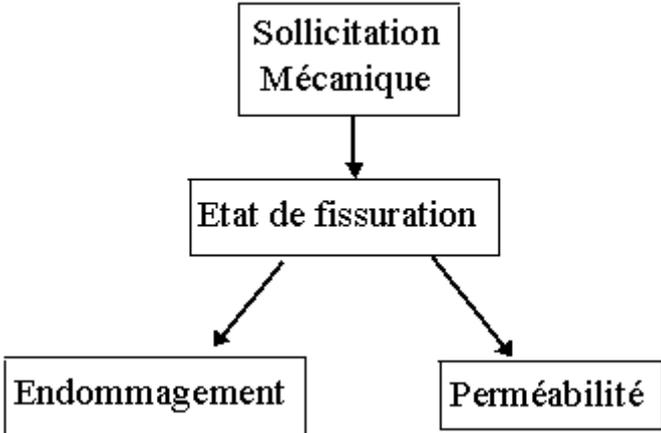
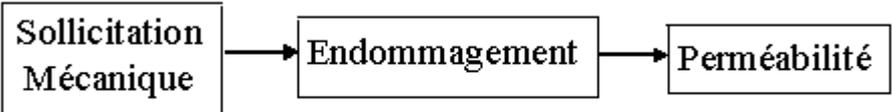
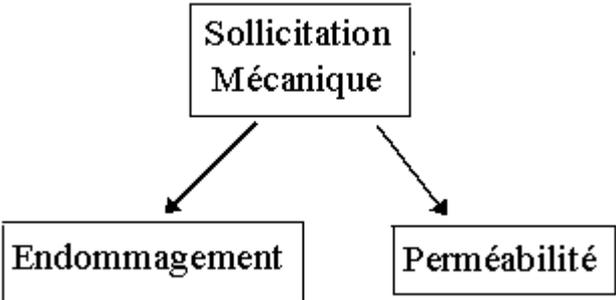


Figure 1-8 : Processus physique (Pouya et al. 2002)



a. perméabilité, fonction de l'endommagement



b. Perméabilité, fonction de directe du chargement mécanique

Figure 1-9 : deux voies possibles de modélisation de l'évolution de la perméabilité sous chargement mécanique (Pouya et al. 2002)

Si on peut décrire comment l'état de fissuration du matériau évolue avec l'histoire des sollicitations mécaniques, on pourrait alors modéliser l'évolution de la perméabilité de manière indépendante, et on peut établir parallèlement avec celle de l'endommagement. Il y a deux voies possibles de modélisation de l'évolution de la perméabilité sous sollicitation mécanique (cf. figure 1-9).

La première voie paraît plus simple pour différentes raisons. D'abord, la description de l'évolution de l'endommagement en fonction du chargement mécanique a fait l'objet de nombreuses investigations dont celles présentées au chapitre précédent, et on peut, pour cette partie de la modélisation, se baser sur des modèles existants. Ces modèles peuvent être issus d'études théoriques ou expérimentales. Par ailleurs, si ce modèle exprime l'endommagement à l'aide d'un tenseur d'ordre 2, la suite de la modélisation qui consiste à relier la variable d'endommagement à la perméabilité, sera grandement facilitée, du fait qu'il s'agira de relier deux tenseurs du même ordre.

Mais cette voie de modélisation implique une hypothèse pouvant s'exprimer de manière plus précise sous la forme suivante :

H1) deux états de fissurations correspondant à une même valeur du tenseur D correspondent également à une même valeur du tenseur k .

Elle peut paraître forte, et est implicite dans tous les modèles existants dans la littérature que nous présenterons plus loin, semble incontournable. Elle est de tenir compte du rôle différent qui joue l'ouverture des fissures parmi les variables décrivant l'état de fissuration. En effet, la variation réversible de l'ouverture de fissures ne change pas l'état de l'endommagement du matériau, mais change la perméabilité. Une méthode pour tenir compte de cet effet est de relier la perméabilité non pas au tenseur d'endommagement D , mais à la déformation d'endommagement. Cette variable englobe en effet aussi bien les longueurs et orientations des fissures, que les épaisseurs. Il faut remarquer que l'hypothèse ne peut être valable que si les fissures se superposent à un réseau de porosité initiale, c'est-à-dire, si le matériau est poreux. Si le matériau est initialement imperméable, tant que les fissures créées par l'endommagement ne forment pas un réseau connecté, la perméabilité ne change pas (elle reste nulle). Mais en présence d'une matrice poreuse, toutes les fissures créées par l'endommagement se superposent au réseau de pores connectés et affectent la perméabilité.

Pour la deuxième voie, elle paraît plus logique et physique. La modélisation consiste à relier la perméabilité aux variables d'endommagement, c'est-à-dire de supposer que toute l'information sur l'état de fissuration pouvant influencer la perméabilité est comprise dans cette variable d'endommagement. On détermine l'évolution de chacune des caractéristiques géométriques des fissures (longueurs, épaisseurs, orientation, etc.) avec le chargement mécanique. Mais cette voie présente de nombreuses difficultés dont celle de déterminer l'évolution de chacune des caractéristiques des fissures (longueurs, épaisseurs, orientation, etc.) avec le chargement mécanique. Dans l'état actuel, des connaissances sur ce sujet, on dispose des modèles donnant des indications sur l'orientation des fissures en fonction de la direction et de la nature de chargement. On dispose des modèles donnant des indications sur l'orientation des fissures en fonction de la direction et de la nature (compression, traction etc.) du chargement (Lubarda, 1993, Bazant, 1991, Pensée 2002, Lu et Shao 2002).

1.5.2 Modèles de couplage entre l'endommagement et la perméabilité

La variation de la perméabilité induite par l'endommagement, qui est l'objet essentiel de notre investigation, a fait l'objet d'un certain nombre d'études sur des géomatériaux.

- Formulation de Bourdarot (1991)

La formulation proposée par cet auteur consiste à évaluer le tenseur de perméabilité en fonction d'un paramètre scalaire d'endommagement. Cette évolution permet de tenir compte du fait qu'un matériau fissuré a une plus grande perméabilité qu'un matériau sain. En se plaçant dans la base propre du tenseur de perméabilité, la forme retenue pour la variation de ce tenseur est la suivante:

$$\mathbf{k}_{ij}(\mathbf{D}) = k_{ij0} \left(\frac{k_{ijU}}{k_{ij0}} \right)^{\mathbf{D}} \quad (1-7)$$

Dans laquelle:

k_{ij0} = Perméabilité du matériau sain, $k_{ij0} = 0$, si $i \neq j$,

k_{ijU} = Perméabilité ultime correspondant au matériau complètement désagrégé.

L'endommagement est donc supposé isotrope dans ce modèle.

- Formulation de M. Souley (2001)

Cette formulation en assimilant les microfissures à des plans circulaires (penny shaped), a présenté un autre modèle qui s'exprime sous la forme suivante:

$$\log\left(\frac{k}{k_0}\right) = C\left(\frac{r^3}{r_0^3} - \mathbf{l}_{rat}\right) \quad \text{pour} \quad \frac{r}{r_0} > \mathbf{l}_{rat} \quad (1-8)$$

et

$$k = k_0 \quad \text{pour} \quad \frac{r}{r_0} \leq \mathbf{l}_{rat} \quad (1-9)$$

La variable d'endommagement est définie :

$$\overline{D} = \sum_{a=1}^N m_a \left(\frac{r_a^3 - r_0^3}{r_0^3} \right) (\mathbf{n}_a \otimes \mathbf{n}_a) \quad (1-10)$$

où r est le rayon moyen de microfissure et r_0 le rayon moyen initial, \mathbf{l}_{rat} est la proportion entre la longueur de microfissures au seuil de flux de percolation.

- Formulation de Fauchet (1991)

Il présente une équation d'évolution de la perméabilité en fonction de la déformation plastique sous la forme suivante:

$$K(\mathbf{e}^{pl}) = K_0 + K_1(\mathbf{e}^{pl}) \quad (1-11)$$

K_0 Le tenseur de perméabilité du matériau sain ($\mathbf{e}^{pl} = 0$).

K_1 La variation de perméabilité due à la fissuration.

L'effet de la dégradation s'exprime donc dans ce modèle à travers \mathbf{e}^{pl} , l'anisotropie de l'endommagement due à la fissuration peut être prise en compte.

La fonction $K_1(\mathbf{e}^{pl})$ est déterminée dans ce modèle en considérant une famille de fissures planes, parallèles et uniformément réparties. Dans cette configuration, la seule composante de la

déformation ayant un effet sur la perméabilité est la composante normale au plan des fissures. Par ailleurs, dans ce cas, le débit total traversant l'échantillon est la somme des débits traversant chacune des fissures, ce qui simplifie le calcul de la conductivité hydraulique.

- Formulation de Bary (1996)

Il a formulé une hypothèse complémentaire consistant à ne faire dépendre la perméabilité que de la densité d'orientation de micro-fissures. Dans son approche, l'endommagement volumique assimilable à une augmentation de la porosité non connectée ne contribue pas à l'écoulement de fluide, et donc ne modifie pas la perméabilité.

La forme du tenseur de perméabilité dans le repère principal d'endommagement est proposée sous la forme suivante:

$$K = \begin{bmatrix} k(F_{+2}, F_{+3}, R_2, R_3) & 0 & 0 \\ 0 & k(F_{+1}, F_{+3}, R_1, R_3) & 0 \\ 0 & 0 & k(F_{+1}, F_{+2}, R_1, R_2) \end{bmatrix} \quad (1-12)$$

Dans cette expression, k est une fonction scalaire, F^- et F^+ sont des tenseurs d'ordre deux respectivement pour les contraintes de compression et de traction sur les fissures, et R_i représente des variables de fermeture des fissures. Les fonctions F^- et F^+ , ainsi que les R_i dépendent de la variable d'endommagement tensorielle D , de e^{el} , ainsi que des contraintes de compression S^- et de traction S^+ sur les fissures.

- Modèle de Lee et al. (1995)

Ils proposent un modèle hydromécanique par une approche continue en se basant sur le modèle de Barton-Bandis. Le tenseur de perméabilité est estimé par le tenseur de fissure, qui est seulement relatif à la géométrie (épaisseur, taille, orientation). L'épaisseur de fissure est définie en fonction de JRC (le coefficient de la rugosité de joint) et de JCS (la résistance compressive de joint), et la contrainte géostatique. Pour estimer le tenseur de perméabilité aussi bien que la relation entre la perméabilité et la profondeur à l'interface de roches naturelles, le traitement de l'orientation de fracture et la distribution des données de longueur emploient l'analyse de groupe

et la projection stéréographique ensemble.

- Formulation de Oda (1985)

Il a proposé le tenseur de perméabilité (un tenseur d'ordre 2) en traitant comme des matières poreuses anisotropes homogènes pour les roches fracturées. Ceci a été obtenu en introduisant un tenseur symétrique (tenseur de fissure) qui ne dépend que de la géométrie des fissures associées (ouverture, grandeur, orientation). Le tenseur des fissures est obtenu par le traitement statistique géométrique des données de l'orientation des fissures présentées par projection stéréographique, accompagné du relevé détaillé des traces de fissures visibles sur les roches exposées. Ce tenseur de perméabilité a été étendu par Oda et al. (2002) pour modéliser le couplage entre l'endommagement et la perméabilité. La variation de perméabilité est formulée en terme d'augmentation de l'endommagement, et l'endommagement induit par la variation des fissures. L'augmentation de l'endommagement pour les essais triaxiaux sur une roche appelé granite Inada a été analysée en terme du tenseur de fissure, et la perméabilité a été formulée en la variation de l'endommagement. Tous les paramètres sont déterminés par l'analyse pétrographique conventionnelle. La technique du pulse test a été retenue pour l'essai de perméabilité.

Le tenseur de perméabilité est obtenu grâce à une méthode de la statistique géométrique, l'expression est la suivante :

$$k_{ij} = \frac{15pl h^3}{48} \frac{\langle l^4 \rangle}{\langle l^2 \rangle} \times s \begin{pmatrix} N_{22} + N_{33} & -N_{12} & -N_{13} \\ & N_{33} + N_{11} & -N_{23} \\ symm & & N_{11} + N_{22} \end{pmatrix} \quad (1-13)$$

h est un scalaire de l'endommagement qui est relatif à la porosité induite par les fissures par rapport la densité de fissure $2pr\langle r^3 \rangle$. N_{ij} est un tenseur symétrique d'ordre 2 qui est relatif à la densité, au rayon, à la direction de l'ouverture des fissure. I , $\langle l^2 \rangle$ et $\langle l^4 \rangle$ sont des paramètres relatifs aux fissures.

L'accord entre la prédiction de perméabilité et l'observation des essais de laboratoire est très bon, la perméabilité varie de 10^{-20} à $10^{-16} m^2$.

1.5.3 Méthode adoptée pour le couplage

Le modèle d'Oda et celui de Souley paraissent très intéressants du fait qu'ils considèrent l'existence d'une perméabilité initiale et d'une variation de la perméabilité, qui est fonction de la variable d'endommagement (ou des paramètres des fissures). Cependant, les calculs de base de ces modèles sont fondés sur l'hypothèse de fissures de forme-disques. Par ailleurs, l'hypothèse de superposition des variations de la perméabilité dues aux fissures paraît une simplification très radicale vue la non linéarité des relations entre les composantes du tenseur de perméabilité et celles de la variation des fissures, mais ce modèle a été découplé de l'évolution de la propriété du matériau.

En se basant sur ces études antérieures, nous allons proposer un modèle de comportement pour le couplage entre l'endommagement anisotrope et la variation de la perméabilité. La formulation du modèle sera basée sur des considérations micromécaniques des microfissures. La distribution de microfissures sera donnée par un critère de propagation en fonction des contraintes appliquées. La variation de la perméabilité sera liée à l'ouverture normale de microfissures. La perméabilité due à la microfissuration est déterminée par une procédure de moyenne volumique.

Chapitre 2. Modèles d'endommagement anisotrope

2.1 Introduction

L'objectif de la présente étude est la modélisation du comportement mécanique et hydromécanique des roches poreuses en condition saturée. Dans ce chapitre, nous allons d'abord aborder la modélisation du comportement mécanique, qui sera étendue ensuite à la modélisation hydromécanique dans le chapitre 2.

De nombreuses études expérimentales ont été menées sur des roches fragiles (nous ne donnons pas ici une liste de références exhaustive des travaux) ; une synthèse assez complète sur des comportements mécaniques des roches et des massifs rocheux est donnée dans Hudson (1993). Les données expérimentales ont montré que l'endommagement par nucléation et propagation de microfissures est un mécanisme essentiel du comportement anélastique et de la rupture des roches fragiles. Différents modes de propagation de fissures peuvent être observés selon la microstructure des matériaux et le chemin de sollicitations. Parmi ces modes de propagation, le mode le plus souvent observé est celui de glissement à partir d'un défaut incliné pré-existant accompagné d'un branchement lors de propagation (appelé sliding wing crack). On peut citer quelques travaux de référence, par exemple, Wawersik et Brace 1971, Nemat-Nasser and Horii 1982, Wong 1982, Horii and Nemat-Nasser 1983, 1985, 1986, 1993, Sammis et Ashby 1986, Steif 1984, Fredrich et Wong 1986, Fredrich et al. 1989. Parmi les conséquences de l'endommagement par microfissuration sur les comportements macroscopiques, on cite notamment la dégradation des propriétés élastiques, l'anisotropie induite, la dilatance volumique, les déformations anélastiques et les déformations différées, les effets unilatéraux et la variation de la perméabilité intrinsèque. Pour un nombre de problèmes d'ingénieurs, il est indispensable de prendre en compte ces différents phénomènes dans la modélisation des comportements des roches fragiles.

Pour mener cette modélisation complexe, un premier volet consiste à l'estimation des propriétés élastiques des matériaux endommagés. Une démarche naturelle est de proposer une modélisation micromécanique. Des contributions des microfissures individuelles à la déformabilité macroscopique et des interactions entre microfissures sont d'abord analysées ; et les propriétés effectives du matériau fissuré sont ensuite déterminées par une procédure de

moyenne. Les deux schémas les plus souvent utilisés sont la méthode dite auto-cohérente et le schéma différentiel (Budiansky and O'Connell 1976, Hashin 1988). Une approche alternative est de déduire les propriétés effectives du matériau fissuré à partir d'une expression générale de l'enthalpie libre fonction des contraintes appliquées et de distribution de densité de microfissures (Sayers and Kachanov 1991, Kachanov 1992, Kachanov 1993). En se basant sur ces méthodes, les approches micromécaniques peuvent être développées pour décrire le comportement mécanique macroscopique et l'évolution de l'endommagement des matériaux fragiles ; citons par exemples les travaux de Nemat-Nasser and Obata (1988), Fanella and Krajcinovic (1988), Prat and Bazant (1997), Ju and Lee (1990), Lee and Ju (1990), Ju and Tseng (1992), Ju and Chen (1994), Renaud (1998), Basista et Gross (1998), Gambarotta et Lagomarsino (1993), Andrieux et Coll (1986), Pensée (2002). Des modèles micromécaniques basés sur une démarche plus systématique en utilisant la théorie d'Eshelby (1957) ont également été proposés (Pensée 2002, Dormieux et al. 2002). Un point clé de ces modèles est de déterminer le critère de nucléation et de propagation de microfissures à l'échelle microscopique (Volume Élémentaire Représentatif). L'avantage majeur de l'approche micromécanique est la possibilité de prendre en compte de façon assez fine les mécanismes physiques mis en jeu dans la nucléation et la propagation de microfissure. L'implémentation numérique peut parfois être assez lourde. Cependant, le progrès très rapide des moyens de calcul permet maintenant d'affranchir cette difficulté.

En parallèle avec des modèles micromécaniques, des modèles phénoménologiques ont également largement développé. De nombreux modèles ont été proposés pour différents matériaux, on cite ici quelques modèles représentatifs (Dragon et Mroz, 1979, Chow and Wang 1987a, 1987b, Ju 1989, Halm and Dragon 1996, 1998, Hayakawa and Kurakami 1997, Murakami and Kamiya 1997, Swoboda and Yang 1999). Dans ces modèles, l'endommagement du matériau est représenté par des variables internes scalaires ou tensorielles. Un potentiel thermodynamique est postulé avec des considérations phénoménologiques ou mathématiques. L'évolution de l'endommagement est déterminée par un potentiel de dissipation. L'avantage principal de cette approche est la relative simplicité mathématique et la facilité d'implémentation numérique. Ces modèles macroscopiques fournissent ainsi un outil de calcul effectif pour l'analyse de l'endommagement des structures. Cependant, certains concepts utilisés, par exemple celui de contraintes effectives (Lemaitre 1992) ; ne sont pas clairement justifiés au point de vue physique. On rencontre également quelques difficultés à décrire certains phénomènes, par exemple des effets unilatéraux, avec les modèles phénoménologiques

(Chaboche 1992).

Dans notre étude, nous allons étudier le comportement mécanique et hydromécanique des roches fragiles avec la variation de la perméabilité. Comme cette dernière est directement liée à l'ouverture de microfissures, nous proposons de privilégier une approche micromécanique. Ainsi dans la première partie de ce chapitre, nous présentons la formulation d'un modèle d'endommagement anisotrope en utilisant une approche micromécanique directe. Ensuite, afin d'établir un lien entre les deux approches et notamment de montrer l'apport de la micromécanique au développement des modèles macroscopiques, nous présenterons dans la deuxième partie une approche macroscopique basée sur des considérations micromécaniques. Les deux approches seront appliquées aux comportements mécaniques de deux roches fragiles, le granite du Lac du Bonnet et le grès des Vosges.

2.2 Modèle d'endommagement anisotrope par l'approche micromécanique directe

Dans cette partie, nous allons présenter un modèle d'endommagement anisotrope basé sur une approche directe de la micromécanique. Le domaine de validité du modèle couvre essentiellement le comportement mécanique des roches fragiles sous sollicitations en compression. Nous allons notamment prendre en compte l'ouverture de microfissures, qui est le facteur essentiel pour la variation de la perméabilité due à la microfissuration.

2.2.1 Représentation de la microstructure

On considère le volume élémentaire représentatif (VER), désigné par Ω , d'un milieu solide constitué d'une matrice isotrope de tenseur d'élasticité \mathbf{C} , comportant de nombreuses microfissures (cf. Figure 2-1). On suppose que la taille caractéristique de ces microfissures est petite par rapport à celle du VER, ceci correspond par exemple au cas de matériaux ayant une faible porosité de microfissures dans leur état initial. Les propriétés élastiques de la matrice solide isotrope sont définies par les coefficients de Lamé λ_s et μ_s (ou le module d'Young \mathbf{E}_s et le coefficient de Poisson ν_s).

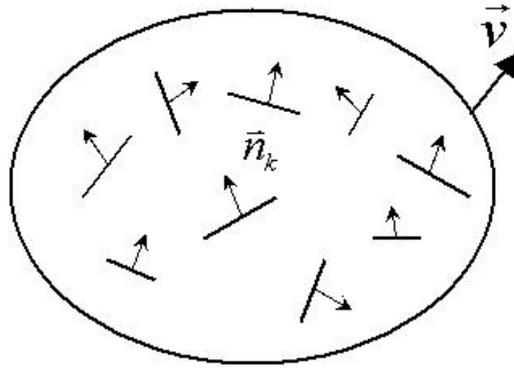


Figure 2-1 : Volume élémentaire représentatif du milieu microfissuré

Le domaine occupé par une famille de microfissures, *i.e.* un ensemble de microfissures ayant toutes le même vecteur normal unitaire $\hat{\mathbf{n}}$, est noté Γ . Γ^+ et Γ^- respectivement désignent la face supérieure et celle inférieure de la microfissure, avec sa normale $\hat{\mathbf{n}}^+$ et $\hat{\mathbf{n}}^-$. Sur Γ , des conditions de type contact unilatéral sont adoptées. En désignant par $\hat{\mathbf{b}}$ ($\hat{\mathbf{b}} = \hat{\mathbf{u}}^{\Gamma^+} - \hat{\mathbf{u}}^{\Gamma^-}$) le vecteur du saut du déplacement $\hat{\mathbf{u}}$ en un point \mathbf{x} de Γ , ces conditions s'écrivent (Leguillon et al., 1982):

$$\mathbf{b}_n \geq 0, \quad \sigma_{nn} \leq 0, \quad \mathbf{b}_n \sigma_{nn} = 0 \quad (2-1)$$

\mathbf{b}_n et σ_{nn} désignent respectivement la composante normale du saut de déplacement et la contrainte normale locale s'appliquant sur les lèvres des microfissures. Ces conditions, qui traduisent le comportement unilatéral des microfissures, s'interprètent de la façon suivant:

- ① si les microfissures sont ouvertes ($\mathbf{b}_n > 0$), les lèvres sont libres d'efforts ($\sigma_{nn} = 0$).
- ② si les microfissures sont fermées ($\mathbf{b}_n = 0$), une contrainte normale de compression s'applique sur les lèvres.

La condition $\mathbf{b}_n \geq 0$ exprime que les lèvres ne peuvent pas s'interpénétrer.

2.2.2 Enthalpie libre du matériau microfissuré

On adopte une hypothèse que les microfissures n'interagissent pas entre elles. Sur l'étude d'un VER (Ω) soumis au contour $\partial\Omega$ à des conditions de type contraintes uniformes, *i.e.*

$\overset{\mathbf{r}}{T} = \overset{\mathbf{r}}{S} \cdot \overset{\mathbf{r}}{v}$ avec $\overset{\mathbf{r}}{\sigma}$ homogène et $\overset{\mathbf{r}}{v}$ le vecteur normal unitaire à $\partial\Omega$, et contenant une microfissure Γ représentant une famille, plongée dans un milieu infini élastique (voir Figure 2-1). En se basant sur les travaux de Kachanov (1993), Andrieux et al. (1986) et de Pensée (2002), la déformation totale macroscopique du matériau endommagé est composée de la déformation de la matrice solide et de celle due à la présence de la discontinuité de déplacement en traversant des microfissures ; soit :

$$\overset{\mathbf{r}}{\varepsilon} = \mathbf{S}^0 : \overset{\mathbf{r}}{\sigma} + \frac{N}{\Omega} \int_{\Gamma^+} \frac{1}{2} (\overset{\mathbf{r}}{b} \otimes \overset{\mathbf{r}}{n} + \overset{\mathbf{r}}{n} \otimes \overset{\mathbf{r}}{b}) dS \quad (2-2)$$

Le tenseur d'ordre 4 \mathbf{S}^0 désigne le tenseur de souplesse élastique de la matrice solide ou du matériau sain. N représente le nombre de microfissures de la famille dont la normale est définie par le vecteur $\overset{\mathbf{r}}{n}$. On suppose que les microfissures ont la forme d'un disque circulaire (Penny shaped cracks). Le vecteur normal $\overset{\mathbf{r}}{n}$ est alors constant le long de la fissure et le vecteur $\overset{\mathbf{r}}{b}$ est considéré comme le saut de déplacement moyen en traversant la microfissure. L'enthalpie libre du matériau endommagé peut être exprimée sous la forme suivante :

$$w_c = \frac{1}{2} \overset{\mathbf{r}}{\sigma} : \mathbf{S}^0 : \overset{\mathbf{r}}{\sigma} + \frac{1}{2} \frac{N}{\Omega} \pi r^2 (\overset{\mathbf{r}}{\sigma} \cdot \overset{\mathbf{r}}{n}) \cdot \overset{\mathbf{r}}{b} \quad (2-3)$$

La variable r est le rayon moyen des microfissures. Selon les travaux de Kachanov (1993), le vecteur du saut de déplacement peut être décomposé en une composante normale et une composante tangentielle à la fissure. Chaque composante est reliée respectivement à la contrainte normale et à la contrainte de cisaillement appliquées à la microfissure, soient:

$$\overset{\mathbf{r}}{b} = \beta (\overset{\mathbf{r}}{n} \cdot \overset{\mathbf{r}}{\sigma} \cdot \overset{\mathbf{r}}{n}) \overset{\mathbf{r}}{n} + \gamma [\overset{\mathbf{r}}{\sigma} \cdot \overset{\mathbf{r}}{n} - (\overset{\mathbf{r}}{n} \cdot \overset{\mathbf{r}}{\sigma} \cdot \overset{\mathbf{r}}{n}) \overset{\mathbf{r}}{n}] \quad (2-4)$$

Les deux coefficients sont définis par :

$$\beta = \frac{16(1 - \nu_s^2)}{3E_s} \frac{r}{\pi}, \quad \gamma = \frac{2}{2 - \nu_s} \beta \quad (2-5)$$

Selon le principe de non interpénétrabilité matériel, le saut de déplacement normal doit être

positif ou nul. Ceci nous impose les conditions de fermeture de microfissure suivante :

$$\begin{cases} (\mathbf{n} \cdot \bar{\bar{\sigma}} \cdot \mathbf{n}) > 0, & \text{fissure ouverte} \\ (\mathbf{n} \cdot \bar{\bar{\sigma}} \cdot \mathbf{n}) \leq 0, & \text{fissure fermée} \end{cases} \quad (2-6)$$

En tenant compte de cette condition de fermeture dans (2-6), le vecteur de saut de déplacement peut alors s'écrire :

$$\mathbf{b}^{\mathbf{r}} = \beta \langle \mathbf{n} \cdot \bar{\bar{\sigma}} \cdot \mathbf{n} \rangle^+ \mathbf{n} + \gamma [\bar{\bar{\sigma}} \cdot \mathbf{n} - (\mathbf{n} \cdot \bar{\bar{\sigma}} \cdot \mathbf{n}) \mathbf{n}] \quad (2-7)$$

Dans cette relation, le symbole $\langle \mathbf{x} \rangle$ désigne $\langle \mathbf{x} \rangle = (\mathbf{x} + |\mathbf{x}|) / 2$. En utilisant (2-6) et (2-4), on obtient l'expression de l'enthalpie libre du matériau endommagé :

$$w_c = \frac{1}{2} \bar{\bar{\sigma}} : \mathbf{S}^0 : \bar{\bar{\sigma}} + \frac{1}{2} \omega \mathbf{h} \left\{ (2 - \nu_0) (\bar{\bar{\sigma}} \cdot \mathbf{n}) \cdot \langle \mathbf{n} \cdot \bar{\bar{\sigma}} \cdot \mathbf{n} \rangle^+ \mathbf{n} + 2 (\bar{\bar{\sigma}} \cdot \bar{\bar{\sigma}}) : (\mathbf{n} \otimes \mathbf{n}) - 2 \bar{\bar{\sigma}} : (\mathbf{n} \otimes \mathbf{n} \otimes \mathbf{n} \otimes \mathbf{n}) : \bar{\bar{\sigma}} \right\} \quad (2-8)$$

La variable ω est la densité de microfissure de la famille d'orientation \mathbf{n} ; et le coefficient \mathbf{h} désigne la compliance élastique de la microfissure, respectivement définis par :

$$\omega = \frac{N r^3}{\Omega}, \quad \mathbf{h} = \frac{16(1 - \nu_0^2)}{3E_0(2 - \nu_0)} \quad (2-9)$$

La fonction de l'enthalpie libre peut également être exprimée sous la forme suivante :

$$w_c = \frac{1}{2} \bar{\bar{\sigma}} : \mathbf{S}^{\text{hom}} : \bar{\bar{\sigma}} \quad (2-10)$$

On introduit ainsi le tenseur d'ordre 4 de compliance élastique du matériau endommagé, qui dépend de la densité et de l'orientation de la famille de microfissures :

$$\mathbf{S}^{\text{hom}} = \mathbf{S}^0 + \omega \mathbf{h} \left\{ (\mathbf{n} \otimes \mathbf{n}) \otimes \bar{\bar{\sigma}} + \bar{\bar{\sigma}} \otimes (\mathbf{n} \otimes \mathbf{n}) + \mathbf{c} (\mathbf{n} \otimes \mathbf{n} \otimes \mathbf{n} \otimes \mathbf{n}) \right\} \quad (2-11)$$

Nous avons le coefficient $\mathbf{c} = -2$ pour les microfissures fermées et $\mathbf{c} = -\nu_s$ pour les microfissures ouvertes.

La fonction de l'enthalpie libre précédente obtenue correspond à une famille de microfissure. Afin de décrire le comportement mécanique du matériau contenant une distribution arbitraire de microfissures. L'expression précédente doit être généralisée. Pour ce faire, nous adoptons l'hypothèse de non-interaction entre les microfissures. L'enthalpie globale du matériau endommagé est ainsi obtenue par addition des contributions de toutes les microfissures. Nous introduisons une fonction de densité de microfissures dépendant de l'orientation dans l'espace, soit $\omega(\mathbf{n})$. L'enthalpie libre macroscopique est obtenue par l'intégration de (2-8) sur l'orientation de l'espace définie sur la surface d'une demi sphère, notée par \mathbf{S}^2 . Cette surface peut être décomposée en deux parties complémentaires (Pensée et al. 2002) ; Une partie correspondant aux orientations de microfissures ouvertes notée par \mathbf{S}^{2+} , et une autre partie correspondant aux orientations de microfissures fermées notée par \mathbf{S}^{2-} ; avec $\mathbf{S}^2 = \mathbf{S}^{2+} \cup \mathbf{S}^{2-}$ et $\mathbf{S}^{2+} \cap \mathbf{S}^{2-} = \emptyset$. Ainsi, on obtient l'enthalpie libre du matériau endommagé :

$$\begin{aligned} \mathbf{W}_c &= \frac{1}{2} \bar{\bar{\sigma}} : \mathbf{S}^0 : \bar{\bar{\sigma}} + \frac{\mathbf{h}}{4\pi} \int_{\mathbf{S}^{2+}} \omega(\mathbf{n}) \left(1 - \frac{\nu_0}{2}\right) (\bar{\bar{\sigma}} \cdot \mathbf{n}) \cdot \langle \mathbf{n} \cdot \bar{\bar{\sigma}} \cdot \mathbf{n} \rangle^+ \mathbf{n} d\mathbf{S} \\ &+ \frac{\mathbf{h}}{4\pi} \int_{\mathbf{S}^2} \omega(\mathbf{n}) \{ (\bar{\bar{\sigma}} \cdot \bar{\bar{\sigma}}) : (\mathbf{n} \otimes \mathbf{n}) - \bar{\bar{\sigma}} : (\mathbf{n} \otimes \mathbf{n} \otimes \mathbf{n} \otimes \mathbf{n}) : \bar{\bar{\sigma}} \} d\mathbf{S} \end{aligned} \quad (2-12)$$

Dans le cas général, l'intégration précédente ne peut pas être déterminée analytiquement du fait que la fonction de densité de microfissures n'est pas précisée sous forme analytique. Par conséquent, une approche discrète est adoptée. L'enthalpie libre est évaluée par une méthode d'intégration numérique. Nous utilisons ici la méthode proposée par Bazant et Oh (1986) portant sur l'intégration numérique des fonctions suivant les orientations d'espace. En utilisant cette méthode, l'enthalpie libre du matériau endommagé est donnée par :

$$\begin{aligned} \mathbf{W}_c &= \frac{1}{2} \bar{\bar{\sigma}} : \mathbf{S}^0 : \bar{\bar{\sigma}} + \mathbf{h} \left(1 - \frac{\nu_0}{2}\right) \sum_{k=1}^{P_1} \lambda_k \omega_k (\bar{\bar{\sigma}} \cdot \mathbf{n}^k) \cdot \langle \mathbf{n}^k \cdot \bar{\bar{\sigma}} \cdot \mathbf{n}^k \rangle^+ \mathbf{n}^k \\ &+ \mathbf{h} \sum_{k=1}^P \lambda_k \omega_k \{ (\bar{\bar{\sigma}} \cdot \bar{\bar{\sigma}}) : (\mathbf{n}^k \otimes \mathbf{n}^k) - \bar{\bar{\sigma}} : (\mathbf{n}^k \otimes \mathbf{n}^k \otimes \mathbf{n}^k \otimes \mathbf{n}^k) : \bar{\bar{\sigma}} \} \end{aligned} \quad (2-13)$$

Le nombre P est le nombre total d'orientations discrètes choisies et P_1 correspond au nombre d'orientations des microfissures ouvertes. En dérivant l'enthalpie libre, le tenseur de compliance élastique du matériau endommagé est obtenu sous la forme discrète :

$$\begin{aligned} \mathbf{S}^{\text{hom}} = & \mathbf{S}^0 + \mathbf{h}(2 - \nu_0) \sum_{k=1}^{P_1} \lambda_k \omega_k (\mathbf{n}^k \otimes \mathbf{n}^k \otimes \mathbf{n}^k \otimes \mathbf{n}^k) \\ & + \mathbf{h} \sum_{k=1}^P \lambda_k \omega_k \left\{ \mathbf{n}^k \otimes \mathbf{n}^k \otimes \underline{\underline{\delta}} + \underline{\underline{\delta}} \otimes \mathbf{n}^k \otimes \mathbf{n}^k - 2(\mathbf{n}^k \otimes \mathbf{n}^k \otimes \mathbf{n}^k \otimes \mathbf{n}^k) \right\} \end{aligned} \quad (2-14)$$

2.2.3 Loi de comportement du matériau endommagé

Dans les relations précédentes, nous avons vu que le comportement mécanique du matériau endommagé est affecté par les discontinuités de déplacement en traversant les microfissures. Quand la microfissure est fermée, la discontinuité de déplacement normal à la microfissure s'annule et le comportement mécanique du matériau est affecté seulement par le glissement le long des lèvres des microfissures. La propagation de microfissures est directement liée au glissement qui devient la force motrice de l'endommagement. Pour les géomatériaux comme des roches, il est assez évident que les surfaces des microfissures ne sont pas parfaitement lisses et contiennent une certaine rugosité. En raison de la présence de cette rugosité, le glissement tangentiel peut provoquer une ouverture normale de microfissure, d'un caractère irréversible après un déchargement de contraintes. Cette ouverture résiduelle serait le facteur essentiel de la dilatance volumique macroscopique et de la variation de la perméabilité du matériau poreux. Afin de prendre en compte de cette ouverture liée au glissement tangentiel, donc à la propagation de microfissure, on introduit une variable $\mathbf{e}(\mathbf{n})$ qui représente l'ouverture cumulée dans l'orientation \mathbf{n} . En s'inspirant des réponses mécaniques des joints rocheux soumis au glissement tangentiel, il est supposé que l'ouverture incrémentale est proportionnelle à la propagation de microfissure, soit $d\mathbf{e}(\mathbf{n}) = \chi(\mathbf{r})d\mathbf{r}(\mathbf{n})$, avec le coefficient dit de dilatance $\chi(\mathbf{r})$, qui peut être fonction de la longueur de microfissures. En tenant compte de la déformation anélastique liée à l'ouverture résiduelle des microfissures, la loi de comportement macroscopique du matériau endommagé s'écrit alors :

$$\underline{\underline{\varepsilon}} - \underline{\underline{\varepsilon}}^r = \mathbf{S}^{\text{hom}} : \underline{\underline{\sigma}} \quad (2-15)$$

Le tenseur de déformation anélastique liée à l'endommagement est déterminé par la relation suivante :

$$\bar{\varepsilon}^r = \frac{1}{4\pi} \int_{S^2} \frac{N}{\Omega} \mathbf{e}(\bar{\mathbf{n}}) (\bar{\mathbf{n}} \otimes \bar{\mathbf{n}}) \pi r^2 dS \quad (2-16)$$

Soit sous la forme discrète en utilisant la méthode d'intégration numérique, nous avons :

$$\bar{\varepsilon}^r = \frac{2}{\Omega} \sum_{k=1}^P \mathbf{H}(-\bar{\mathbf{n}}^k \cdot \bar{\sigma} \cdot \bar{\mathbf{n}}^k) \lambda_k N^k \mathbf{e}(\bar{\mathbf{n}}^k) (\bar{\mathbf{n}}^k \otimes \bar{\mathbf{n}}^k) (\pi r^2)^k \quad (2-17)$$

Dans cette relation, $\mathbf{H}(\mathbf{x})$ est la fonction de Heavisides.

2.2.4 Critère de propagation de microfissures et évolution de l'endommagement

Dans notre approche micromécanique, l'endommagement du matériau est caractérisé par la densité de microfissures suivant chaque orientation $\bar{\mathbf{n}}$. Dans un cadre thermodynamique, en supposant une dissipation non visqueuse, l'évolution de l'endommagement est déterminée par un critère d'endommagement, qui est une fonction à valeur scalaire de la force thermodynamique associée à la variable d'endommagement, soit :

$$\mathbf{f}_d(\mathbf{Y}_d, \omega) = 0 \quad (2-18)$$

La force thermodynamique associée à l'endommagement est dérivée du potentiel thermodynamique :

$$\mathbf{Y}_d = \frac{\partial \mathbf{w}_c}{\partial \omega} = \frac{1}{2} \mathbf{h} \left\{ \begin{array}{l} (2 - \nu_0) (\bar{\sigma} \cdot \bar{\mathbf{n}}) \cdot \langle \bar{\mathbf{n}} \cdot \bar{\sigma} \cdot \bar{\mathbf{n}} \rangle^+ \bar{\mathbf{n}} \\ + 2(\bar{\sigma} \cdot \bar{\sigma}) : (\bar{\mathbf{n}} \otimes \bar{\mathbf{n}}) - 2\bar{\sigma} : (\bar{\mathbf{n}} \otimes \bar{\mathbf{n}} \otimes \bar{\mathbf{n}} \otimes \bar{\mathbf{n}}) : \bar{\sigma} \end{array} \right\} \quad (2-19)$$

Le second principe de la thermodynamique est vérifié par la non négativité de la dissipation intrinsèque dans chaque direction, soit :

$$Y_d \cdot \sigma \geq 0 \quad (2-20)$$

Selon l'expression de la force thermodynamique donnée par (2-19), on constate que dans le cas de microfissures ouvertes, l'évolution de l'endommagement est essentiellement contrôlée par la contrainte normale ; ce qui pourrait correspondre à la propagation de microfissure en mode I. En revanche, quand les microfissures sont fermées, la propagation de microfissures est contrôlée par la contrainte de cisaillement, qui conduit à une propagation en mode II. Cependant, cette propagation n'est pas influencée par la contrainte normale. Si un tel résultat est convenable pour des matériaux dont le comportement mécanique est quasi indépendant de la contrainte hydrostatique (donc de la contrainte normale aux microfissures), celui-là ne permet pas de décrire le mécanisme de propagation de microfissures dans les géomatériaux comme des roches. En effet, il est largement connu que le comportement mécanique de ces matériaux cohésifs à frottement interne dépend fortement de la contrainte moyenne. Par exemple, en compression triaxiale, le comportement des roches est fortement lié à la pression de confinement. Quand la pression de confinement est faible, on constate généralement un comportement très fragile avec un endommagement induit important dû à la propagation de microfissures. Sous une pression de confinement élevée, le comportement devient progressivement ductile ; l'endommagement induit par microfissuration peut devenir secondaire par rapport à la déformation plastique.

D'une manière générale pour les matériaux rocheux, le seuil d'endommagement augmente avec la pression de confinement ; et la contrainte déviatorique est la force motrice responsable de la propagation de microfissures. Dans la présente étude, l'objectif principal est de décrire le comportement mécanique des roches fragiles sous contraintes de compression triaxiale ; c'est-à-dire que les microfissures seront majoritairement fermées. En tenant compte des observations précédentes, la propagation de microfissures dans une orientation donnée sera contrôlée à la fois par la contrainte normale et la contrainte de cisaillement. Le mode de propagation sera alors celui de mode mixte (I et II). Cependant, afin de simplifier l'écriture, la microfissure réelle en propagation mixte sera remplacée par une microfissure fictive soumise à une contrainte de traction équivalente et se propageant en mode I (voir Figure 2-2). Cette contrainte de traction équivalente, notée par σ_t , est une fonction non linéaire de la contrainte normale et celle de cisaillement. Par ailleurs, une approche pragmatique est adoptée ; l'évolution de l'endommagement sera directement liée à la propagation de microfissure. Cela revient à déterminer la longueur moyenne (ou plutôt le rayon moyen des disques de microfissures) dans

chaque orientation $\mathbf{r}(\hat{\mathbf{n}})$, au lieu de déterminer la variable densité de microfissure $\omega(\hat{\mathbf{n}})$.

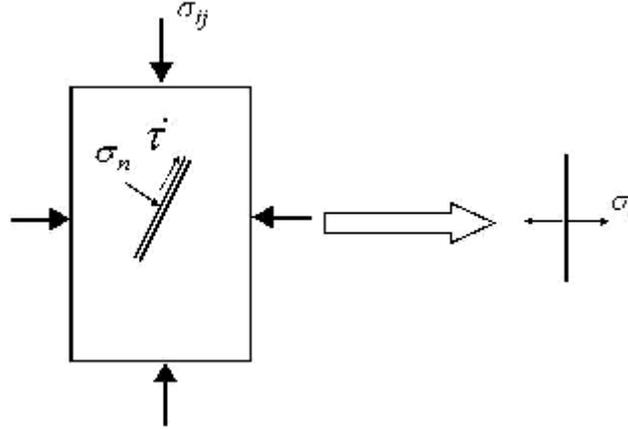


Figure 2-2 : Schématisation de la microfissure fictive soumise à une contrainte de traction équivalente

En s'inspirant du critère de propagation en mécanique linéaire de la rupture, soit $\sqrt{\pi r} \sigma_t - \mathbf{K}_{Ic} = 0$, avec \mathbf{K}_{Ic} étant le facteur d'intensité de contrainte critique ; on propose le critère de propagation suivant :

$$\mathbf{F}(\bar{\sigma}, \hat{\mathbf{n}}, \mathbf{r}) = \sqrt{r} \left[\sigma_n \left(\frac{\mathbf{f}_c}{\mathbf{f}_c + \langle -\sigma_n \rangle^+} \right)^m + \mathbf{f}(\mathbf{r}) |\frac{\mathbf{v}}{\tau}| \right] - \mathbf{c}_r \leq 0 \quad (2-21)$$

$$\sigma_n = \hat{\mathbf{n}} \cdot \bar{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{n}} \quad , \quad \tau = (\bar{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{n}}) \cdot (\delta - \hat{\mathbf{n}} \otimes \hat{\mathbf{n}}) \quad (2-22)$$

Les variables σ_n et τ sont respectivement la contrainte normale et le vecteur de la contrainte tangentielle appliquées sur les lèvres de la microfissure considérée. Le coefficient \mathbf{f}_c désigne la résistance en compression simple. m est un paramètre du modèle qui permet de mieux prendre en compte la dépendance non linéaire du comportement mécanique des roches et de la contrainte de confinement. Le paramètre \mathbf{c}_r est équivalent au facteur d'intensité de contrainte critique, et représente ainsi la ténacité du matériau par rapport à la propagation de microfissures. La fonction à valeur scalaire $\mathbf{f}(\mathbf{r})$ est introduite dans le critère de propagation ; celle-ci joue un rôle similaire à celui d'une fonction d'écrouissage en plasticité. En effet, l'introduction de cette fonction permet de décrire le passage d'une propagation stable en régime d'écrouissage à une propagation instable à l'état de rupture ou en régime radoucissant. En régime d'écrouissage (ou en propagation stable), une propagation incrémentale de microfissure

induite une relaxation de la concentration de contrainte autour de la fissure et la propagation est donc arrêtée sans variation de contrainte appliquée. En s'approchant de l'état de rupture, la coalescence de microfissures devient important et il y aura des interactions entre les microfissures, la propagation devient progressivement instable conduisant la rupture macroscopique du matériau. L'expression de cette fonction d'écrouissage peut être déterminée à partir des données expérimentales ou à partir des résultats numériques sur la propagation de microfissures au sein d'un VER. Cependant, cette fonction doit vérifier quelques propriétés fondamentales selon les analyses précédemment faites. Quand la densité de microfissure est faible (en régime d'écrouissage), elle doit être une fonction décroissante marquant ainsi la relaxation de contraintes. Par contre, quand la densité (ou le rayon) de microfissure dépasse une certaine limite, la fonction $f(\mathbf{r})$ devient alors croissante ou atteinte une valeur asymptotique, permettant de décrire une propagation instable de microfissures. Dans notre étude, en se basant sur des données expérimentales, nous avons proposé la forme simple suivante pour l'expression de $f(\mathbf{r})$:

$$\begin{cases} f(\mathbf{r}) = \eta \left(\frac{r_c}{\mathbf{r}}\right) & , \mathbf{r} < r_c \\ f(\mathbf{r}) = \eta & , \mathbf{r} \geq r_c \end{cases} \quad (2-23)$$

Dans cette relation, le paramètre r_c représente la valeur critique du rayon de microfissure pour le seuil de coalescence de microfissures conduisant à la rupture macroscopique du matériau. Le paramètre η donne la valeur asymptotique de $f(\mathbf{r})$ à la coalescence de microfissures.

2.2.5 Intégration numérique du modèle

Dans l'approche micromécanique directe proposée, nous avons adopté une méthode d'intégration numérique afin de prendre en compte les contributions de microfissures dans les différentes orientations. Il existe différentes méthodes d'intégration numérique dans la littérature. Nous avons choisi celle proposée par Bazant et Oh (1986). En effet, ils ont proposé une méthode numérique efficace permettant d'intégrer une fonction quelconque suivant les orientations de l'espace définies sur la surface d'une demi-sphère. Différentes combinaisons en terme de points d'intégration ont été proposées. Quelques exemples sous forme graphique sont illustrés dans la Figure 2-3. D'après quelques études préliminaires, nous avons adopté la combinaison de 21

points (ou orientations) ; soit $\mathbf{P} = 21$ dans les équations (2-14) et (2-17) pour le calcul du tenseur de compliance élastique et du tenseur des déformations anélastiques. Les composantes des 21 vecteurs d'orientation \mathbf{h}^k sont précisées dans cette référence.

Dans la présente étude, les simulations numériques que nous allons présenter par la suite se limitent aux essais homogènes en laboratoire. Par ailleurs, nous limitons également la présente étude à la modélisation du comportement mécanique des roches fragiles jusqu'à la rupture macroscopique par coalescence de microfissures. Le comportement post-rupture et l'analyse de localisation de déformation ne sont pas abordés ici, et feront l'objet des études en perspectives. Par conséquent, nous présentons ici seulement la méthode d'intégration directe du modèle de comportement proposé pour des chemins en contraintes contrôlées.

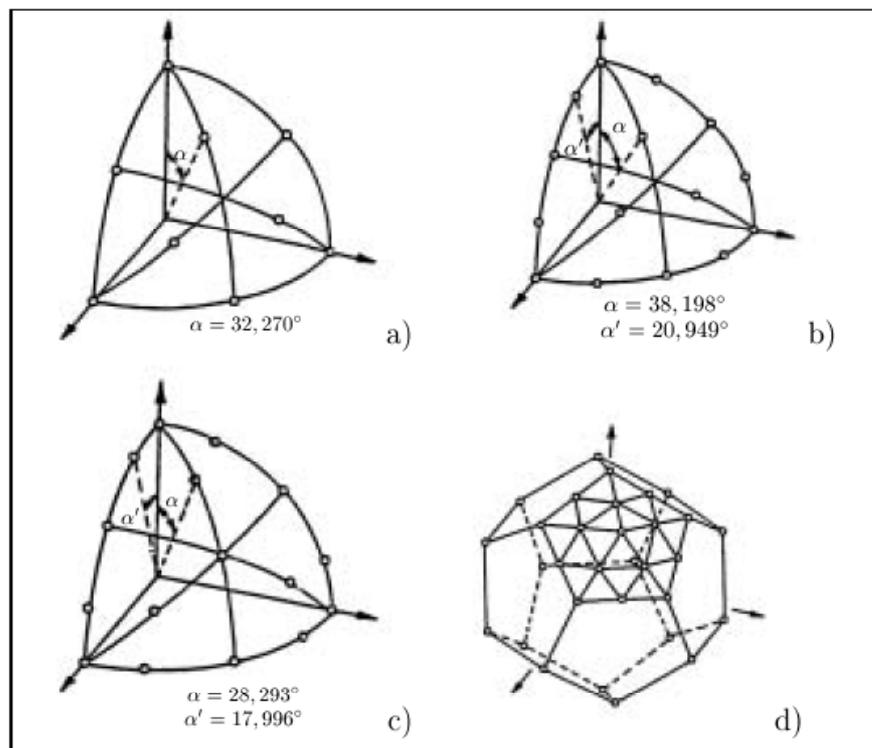


Figure 2-3 : Répartition des points d'intégration pour les schémas à (a) 21 points, (b) 33 points, (c) 37 points et (d) 61 points

En partant d'un état initial correspondant à un état non endommagé du matériau, les chargements sont appliqués par petits incréments jusqu'à ce que le critère de rupture soit atteint. A la fin de l'incrément (α), connaissant les contraintes appliquées $\sigma_{ij}^{(\alpha)}$ et les variables internes

(rayon moyen des microfissures dans chaque orientation) $\mathbf{r}_k^{(\alpha)}$ ($\mathbf{k} = 1, 21$) ; le problème consiste à déterminer, à partir de l'incrément des contraintes appliquées $\Delta\sigma_{ij}^{(\alpha+1)}$, les valeurs des déformations $\varepsilon_{ij}^{(\alpha+1)}$ et des variables internes $\mathbf{r}_k^{(\alpha+1)}$ ($\mathbf{k} = 1, 21$) à la fin de l'incrément $(\alpha + 1)$; soit :

$$\begin{cases} \bar{\sigma}^{(\alpha+1)} = \bar{\sigma}^{(\alpha)} + \Delta\bar{\sigma}^{(\alpha+1)} \\ \mathbf{r}_k^{(\alpha+1)} = \mathbf{r}_k^{(\alpha)} + \Delta\mathbf{r}_k^{(\alpha+1)}, (\mathbf{k} = 1, 21) \\ \bar{\varepsilon}^{(\alpha+1)} = \bar{\varepsilon}^{(\alpha+1)}(\bar{\sigma}^{(\alpha+1)}, \mathbf{r}_k^{(\alpha+1)}) \end{cases} \quad (2-24)$$

Nous supposons dans un premier temps que le nouvel état mécanique est situé à l'intérieur du convexe de réversibilité pour chacun des points de Gauss, i.e. que l'évolution entre les pas (α) et $(\alpha + 1)$ est purement élastique. On vérifie alors si l'état mécanique $(\bar{\sigma}^{(\alpha+1)}, \mathbf{r}_k^{(\alpha)})$ satisfait la condition suivante suivant chaque orientation ($\mathbf{k} = 1, 21$):

$$\mathbf{F}(\bar{\sigma}^{(\alpha+1)}, \mathbf{n}_k, \mathbf{r}_k^{(\alpha)}) = \sqrt{\mathbf{r}_k^{(\alpha)}} \left[\sigma_{n,k} \left(\frac{\mathbf{f}_c}{\mathbf{f}_c + \langle -\sigma_n \rangle^+} \right)^m + \mathbf{f}(\mathbf{r}_k^{(\alpha)}) \left| \frac{\mathbf{r}_k}{\tau_k} \right| \right] - \mathbf{C}_r \leq \mathbf{0} \quad (2.25)$$

Si tel est le cas, il n'y a pas de propagation de microfissure dans l'orientation \mathbf{n}_k et nous avons :

$$\begin{cases} \mathbf{r}_k^{(\alpha+1)} = \mathbf{r}_k^{(\alpha)} \\ \Delta\mathbf{e}_k = \mathbf{0} \end{cases} \quad (2.26)$$

Dans le cas contraire, les microfissures se propagent dans cette orientation, et on détermine la nouvelle valeur du rayon de microfissure, $\mathbf{r}_k^{(\alpha+1)}$, par la condition de cohérence suivante:

$$\mathbf{F}(\bar{\sigma}^{(\alpha+1)}, \mathbf{n}_k, \mathbf{r}_k^{(\alpha+1)}) = \sqrt{\mathbf{r}_k^{(\alpha+1)}} \left[\sigma_{n,k} \left(\frac{\mathbf{f}_c}{\mathbf{f}_c + \langle -\sigma_n \rangle^+} \right)^m + \mathbf{f}(\mathbf{r}_k^{(\alpha+1)}) \left| \frac{\mathbf{r}_k}{\tau_k} \right| \right] - \mathbf{C}_r = \mathbf{0} \quad (2.27)$$

Et on en déduit l'incrément d'ouverture de microfissure si celle-ci se trouve en état fermé :

$$\begin{cases} \Delta \mathbf{r}_k^{(\alpha+1)} = \mathbf{r}_k^{(\alpha+1)} - \mathbf{r}_k^{(\alpha)} \\ \Delta \mathbf{e}_k^{(\alpha+1)} = \chi \Delta \mathbf{r}_k^{(\alpha+1)}, \quad \mathbf{e}_k^{(\alpha+1)} = \mathbf{e}_k^{(\alpha)} + \Delta \mathbf{e}_k^{(\alpha+1)} \end{cases} \quad (2-28)$$

Après avoir déterminé les valeurs actuelles du rayon moyen de microfissures suivant l'ensemble des orientations, on peut calculer le tenseur de compliance élastique du matériau endommagé :

$$\begin{aligned} \mathbf{S}^{\text{hom}(\alpha+1)} &= \mathbf{S}^0 + \mathbf{h}(2 - \nu_0) \sum_{k=1}^{21} \mathbf{H}(\mathbf{n}_k, \bar{\sigma}^{(\alpha+1)}, \mathbf{n}_k) \lambda_k \omega_k^{(\alpha+1)} (\mathbf{n}_k \otimes \mathbf{n}_k \otimes \mathbf{n}_k \otimes \mathbf{n}_k) \\ &+ \mathbf{h} \sum_{k=1}^{21} \lambda_k \omega_k^{(\alpha+1)} \left\{ (\mathbf{n}_k \otimes \mathbf{n}_k) \bar{\otimes} \bar{\delta} + \bar{\delta} \bar{\otimes} (\mathbf{n}_k \otimes \mathbf{n}_k) - 2(\mathbf{n}_k \otimes \mathbf{n}_k \otimes \mathbf{n}_k \otimes \mathbf{n}_k) \right\} \end{aligned} \quad (2-29)$$

Le tenseur de déformations anélastique peut être déterminé par la relation suivante :

$$\bar{\varepsilon}^{\mathbf{r}(\alpha+1)} = \frac{2}{\Omega} \sum_{k=1}^{21} \left[\mathbf{H}(-\mathbf{n}_k, \bar{\sigma}^{(\alpha+1)}, \mathbf{n}_k) \lambda_k \mathbf{N}^k \mathbf{e}_k^{(\alpha+1)} (\pi \mathbf{r}_k^{(\alpha+1)2}) (\mathbf{n}_k \otimes \mathbf{n}_k) \right] \quad (2-30)$$

Enfin, le tenseur de déformations totales est donné par la loi de comportement, soit :

$$\bar{\varepsilon}^{(\alpha+1)} = \mathbf{S}^{\text{hom}(\alpha+1)} : \bar{\sigma}^{(\alpha+1)} + \bar{\varepsilon}^{\mathbf{r}(\alpha+1)} \quad (2-31)$$

2.2.6 Identification des paramètres du modèle

Dans ce paragraphe, nous allons aborder la détermination des paramètres du modèle. Le modèle proposé contient en total 10 paramètres ; à savoir 2 paramètres élastiques du matériau non endommagé (\mathbf{E}_s, ν_s), 5 paramètres introduits pour le critère de propagation de microfissures ($\mathbf{C}_r, \eta, \mathbf{r}_0, \mathbf{r}_c, \mathbf{m}$), la densité (le nombre) de microfissure volumique (\mathbf{N}/Ω), le coefficient de dilataance (χ) et la résistance en compression uniaxiale (\mathbf{f}_c).

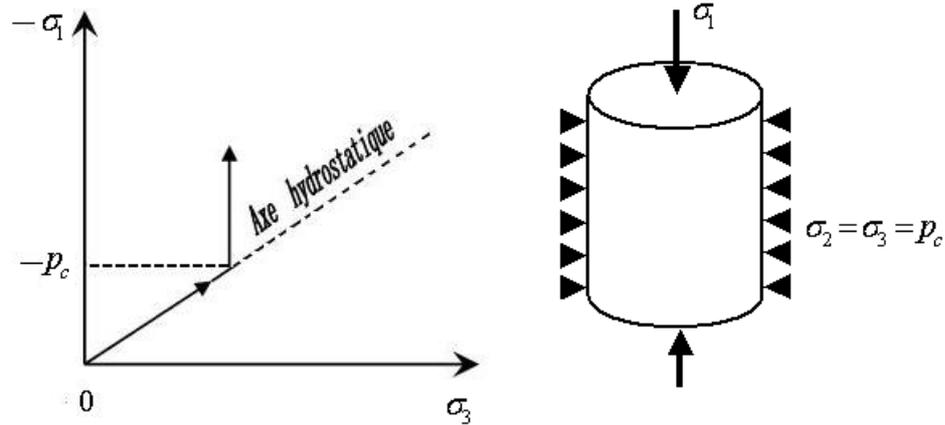


Figure 2-4 : Illustration du chemin de contrainte lors d'un essai de compression triaxiale conventionnelle

En mécanique des roches, les essais de base généralement pratiqués en laboratoire sont des essais de compression triaxiale avec différentes valeurs de la pression de confinement, sur des échantillons cylindriques. Il s'agit alors d'un chemin homogène axisymétrique (Voir Figure 2-4). En désignant l'axe du cylindre comme \vec{e}_1 , les états de contraintes et de déformations dans le cylindre sont exprimés par les tenseurs suivants :

$$\bar{\sigma} = \sigma_1(\vec{e}_1 \otimes \vec{e}_1) + 2\sigma_3(\vec{e}_3 \otimes \vec{e}_3), \quad \bar{\varepsilon} = \varepsilon_1(\vec{e}_1 \otimes \vec{e}_1) + 2\varepsilon_3(\vec{e}_3 \otimes \vec{e}_3) \quad (2-32)$$

Sur la Figure 2-5, on montre un exemple de réponse en courbes de contraintes-déformations obtenues lors d'un essai de compression triaxiale avec un cycle de déchargement de la contrainte déviatorique. D'une manière générale, on obtient une phase de réponse élastique quasi linéaire, suivie de réponses non linéaires et anélastiques dues à des déformations plastiques et l'évolution de l'endommagement induit. Comme l'endommagement induit par microfissuration affecte les propriétés élastiques du matériau, les raideurs élastiques lors d'un cycle de déchargement pendant la phase anélastique sont souvent affaiblies par rapport aux valeurs initiales. D'un point de vue macroscopique, la rupture du matériau se manifeste par la présence d'un pic de contrainte déviatorique suivi d'un comportement radoucissant. La rupture macroscopique et le comportement post-pic sont généralement accompagnés de la localisation de déformations et de la coalescence de microfissures. Il faut noter que pour la plupart des roches, l'identification de la phase élastique n'est toujours pas aisée, en raison de la présence de défauts initiaux. Cet aspect ne sera pas considéré dans la suite de la présente étude.

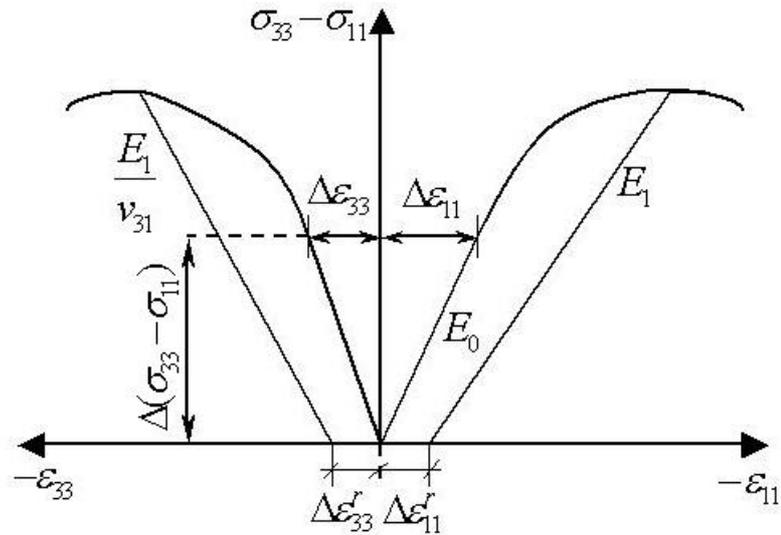


Figure 2-5 : Schématisation du comportement mécanique d'une roche lors d'un essai de compression triaxiale

Le paramètre représentant la densité (nombre) volumique de microfissure (N/Ω) intervient dans la détermination des propriétés élastiques du matériau endommagé \mathbf{S}^{hom} et également dans l'estimation des déformations anélastiques $\bar{\varepsilon}^r$. Le coefficient de dilatance χ contrôle la déformation volumique macroscopique. Ainsi, à partir de données expérimentales obtenues sur la variation du module élastique lors des cycles de déchargement et de la déformation volumique, il sera possible d'estimer les valeurs des deux paramètres ($N/\Omega, \chi$).

Détermination des paramètres élastiques :

Dans l'approche micromécanique adoptée ici, il faut identifier les propriétés élastiques de la matrice solide ; soit pour le cas isotrope le module de Young \mathbf{E}_s et le coefficient de Poisson ν_s . Cependant, pour la présente étude, notre objectif est d'étudier le comportement mécanique des roches en tenant compte de l'endommagement induit par la propagation de microfissures. En négligeant l'effet des microdéfauts initiaux, on suppose l'existence d'un état de référence appelé matériau sain ou non endommagé. Dans ce cas, on confond les propriétés élastiques de la matrice solide (\mathbf{E}_s, ν_s) avec celles du matériau sain ; soit le module et le coefficient de Poisson initiaux (\mathbf{E}_0, ν_0). On s'intéresse par la suite à la dégradation des propriétés élastiques par rapport à cet état de référence. Selon la schématisation faite sur la Figure 2-4, les valeurs des propriétés élastiques initiales peuvent être déterminées dans la phase

élastique des courbes de contraintes – déformations, soit :

$$\mathbf{E}_0 = \frac{\Delta(\sigma_{33} - \sigma_{11})}{-\Delta\varepsilon_{11}}, \quad \nu_0 = \frac{-\Delta\varepsilon_{33}}{\Delta\varepsilon_{11}} \quad (2-33)$$

Il est à noter que pour certaines roches, les paramètres élastiques initiaux dépendent généralement de la pression de confinement. Par exemple, le module initial augmente avec la pression de confinement à cause du serrage des microfissures initiales. Cet aspect n'est pas pris en compte ici et des valeurs moyennes issues des différents essais seront utilisées.

Paramètres du critère de propagation

L'obtention des paramètres ($\mathbf{C}_r, \eta, \mathbf{r}_0, \mathbf{r}_c, \mathbf{m}, \mathbf{f}_c$) du critère de propagation de microfissures peut se faire à partir du seuil d'endommagement et de la contrainte au pic d'un essai de compression triaxiale sous confinements différents. Nous allons préciser ici la procédure d'identification.

La résistance en compression simple \mathbf{f}_c est introduite dans le critère de propagation comme un paramètre de dimensionnement afin de prendre en compte la dépendance non linéaire de comportement des roches de la pression de confinement. La valeur de \mathbf{f}_c est directement obtenue de la contrainte au pic d'un essai de compression simple.

Le rayon moyen initial de microfissures, \mathbf{r}_0 , est généralement choisi à priori à partir d'une caractérisation de la microstructure du matériau. Pour la plupart des roches, il est admis que la valeur de \mathbf{r}_0 est proche de la taille moyenne des grains.

La contrainte au pic est conventionnellement identifiée comme contrainte à la rupture. Pour les roches fragiles, nous supposons que la rupture macroscopique du matériau est la conséquence d'une coalescence des microfissures. Et à la rupture, le rayon moyen des microfissures dans la direction la plus sollicitée atteint la valeur critique de coalescence, soit \mathbf{r}_c . La valeur du paramètre \mathbf{r}_c est donc liée aux contraintes à la rupture du matériau. En identifiant la direction la plus sollicitée par la méthode d'intégration numérique utilisée notée par $\frac{\mathbf{I}}{\mathbf{n}_r}$ et en reportant $\mathbf{r} = \mathbf{r}_c$ dans le critère de propagation, on tient l'expression du critère de rupture

macroscopique du matériau :

$$\begin{cases} \sqrt{r_c} \left[\sigma_n^{(r)} \left(\frac{f_c}{f_c + \langle -\sigma_n^{(r)} \rangle^+} \right)^m + f(r_c) \left| \frac{\mathbf{r}^{(r)}}{\tau} \right| \right] - C_r = 0 \\ f(r_c) = \eta \end{cases} \quad (2-34)$$

$\sigma_n^{(r)}$ et $\frac{\mathbf{r}^{(r)}}{\tau}$ sont respectivement la contrainte normale et le vecteur de contrainte tangentielle dans la direction \mathbf{n}_r à la rupture (au pic). Parallèlement, le seuil d'endommagement est identifié comme le point de perte de linéarité de la courbe de déformation axiale ou radiale. A ce seuil, le rayon de microfissures est égale à la valeur initiale, soit $r = r_0$. En utilisant cette condition dans le critère de propagation, on obtient le fonction de charge donnant le seuil d'endommagement :

$$\begin{cases} \sqrt{r_0} \left[\sigma_n^{(s)} \left(\frac{f_c}{f_c + \langle -\sigma_n^{(s)} \rangle^+} \right)^m + f(r_0) \left| \frac{\mathbf{r}^{(s)}}{\tau} \right| \right] - C_r = 0 \\ f(r_0) = \eta \frac{r_c}{r_0} \end{cases} \quad (2-35)$$

$\sigma_n^{(s)}$ et $\frac{\mathbf{r}^{(s)}}{\tau}$ correspondent respectivement à la contrainte normale et au vecteur de la contrainte tangentielle dans la direction \mathbf{n}_r au seuil de l'endommagement. En appliquant les critères (2-34) et (2-35) respectivement aux valeurs expérimentales des contraintes à la rupture et au seuil d'endommagement, il est possible de déterminer les valeurs des quatre paramètres (C_r, η, r_c, m) par le principe de meilleure approximation. Sur la Figure 2-6, on montre les courbes de rupture et du seuil d'endommagement pour le grès des Vosges en utilisant les données expérimentales obtenues par Khazraei (1995).

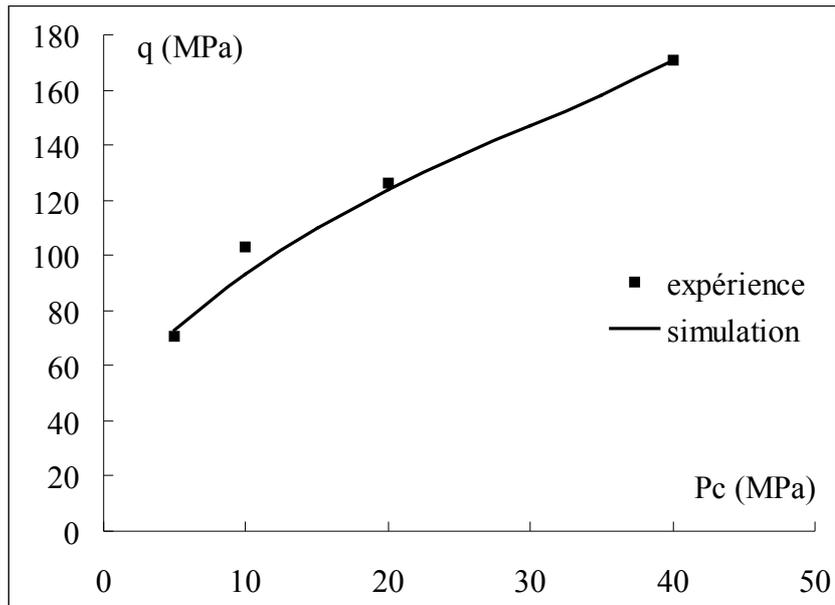


Figure 2-6 : Illustration des surfaces de rupture et du seuil d'endommagement dans le plan triaxial pour le grès des Vosges

Dans le Tableau 2-1 sont rassemblées les valeurs représentatives des paramètres obtenues pour le grès des Vosges; et dans le Tableau 2-2 celles pour le granite du Lac du Bonnet.

Tableau 2-1 : Valeurs représentatives des paramètres pour le grès des Vosges

Paramètres élastiques	E_0	20300MPa
	ν_0	0,26
Paramètre des déformations anélastiques	N / Ω	4500000/m ³
	χ	0,0009
Paramètres du critère de propagation de microfissures	f_c	26MPa
	m	0,0
	C_r	1,28 MPa \sqrt{m}
	η	0,1
	r_c	9 $\times 10^{-3}$ m
	r_0	3 $\times 10^{-3}$ m

2.2.7 Simulations des essais

Après la détermination des paramètres, le modèle proposé est utilisé pour décrire le comportement mécanique des deux roches représentatives avant l'extension de celui-ci à la description du comportement poromécanique des matériaux saturés. Les comparaisons entre les simulations numériques et les données expérimentales sont présentées par la suite.

2.2.7.1 Modélisation du comportement d'un granite

Nous proposons ici de vérifier les performances du modèle par une confrontation de ses prédictions avec quelques résultats expérimentaux concernant le granite du Lac du Bonnet. Ce matériau a été largement étudié dans le cadre des études de faisabilité du stockage des déchets radioactifs dans le laboratoire de recherche souterrain (URL) au Canada (Martin et Chandler 1994, Shao et al. 1999, Souley et al. 2001). La comparaison entre les données expérimentales et les simulations à l'aide du modèle est réalisée pour des cas de sollicitations correspondant à des essais de compression triaxiale monotone avec différentes pressions de confinement. Sur la Figure 2-7, nous montrons d'abord la courbe de rupture théorique et les contraintes à la rupture expérimentales pour de différents confinements. On constate que la surface de rupture ne varie pas linéairement avec la pression de confinement et que le critère de rupture proposé décrit bien le comportement à la rupture du matériau étudié.

Des essais de compression triaxiale sont ensuite simulés à l'aide du modèle. Dans les Figures 2-8 et 2-9, on a montré les comparaisons entre les simulations numériques et les données expérimentales pour deux pressions de confinement (une très faible soit $P_c = 2\text{MPa}$, une autre assez élevée $P_c = 40\text{MPa}$). D'une manière générale, nous avons obtenu une bonne concordance pour les deux pressions de confinement. Il faut souligner que les simulations ont été menées seulement jusqu'à la rupture et que le comportement post-pic n'a pas été abordé. Cet aspect sera étudié dans les perspectives en considérant le phénomène de localisation des déformations. Par ailleurs, comme les essais de compression triaxiale ont été utilisés dans la détermination des paramètres, les simulations présentées ici ne représentent une phase de vérification directe de la cohérence de la formulation et de la détermination des paramètres. Enfin, les essais utilisés ici servent de données de base pour l'étude de la variation de la perméabilité qui sera abordée dans le chapitre suivant.

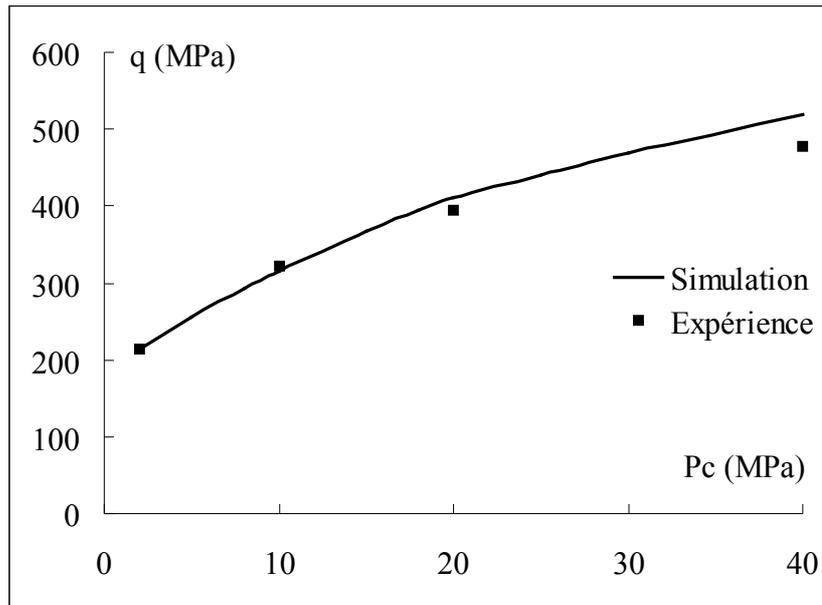


Figure 2-7 : Comparaisons entre la courbe de rupture théorique et les valeurs expérimentales de la contrainte à la rupture pour le granite du Lac du Bonnet

Tableau 2-2 : Valeurs représentatives des paramètres pour le granite du Lac du Bonnet

Paramètres élastiques	E_0	68000 MPa
	ν_0	0.21
Paramètres du critère de propagation de microfissures	f_c	179 MPa
	m	0,475
	η	0,001
	C_r	0,75 MPa \sqrt{m}
	r_0	3×10^{-3} m
	r_c	8×10^{-3} m
Paramètre de déformations anélastiques	N/Ω	3800000/ m^3
	χ	9×10^{-3}

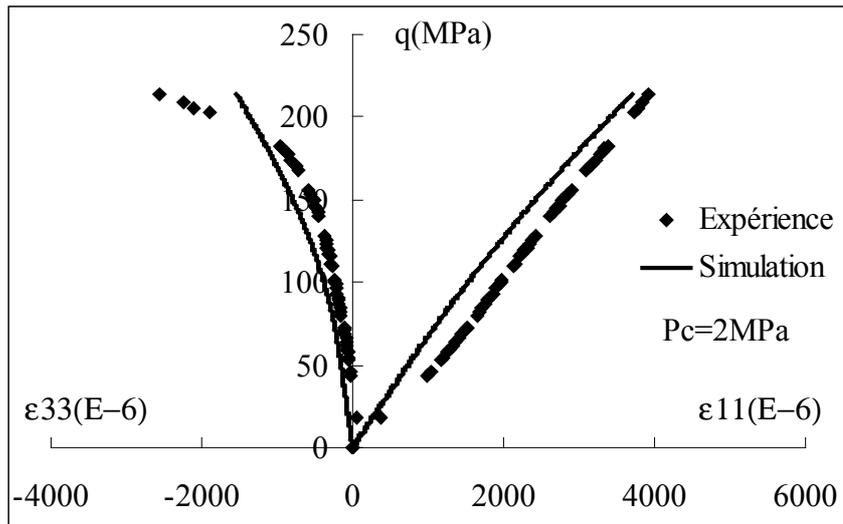


Figure 2-8 : Simulation (courbe continue) d'un essai de compression triaxiale monotone de confinement $P_c = 2\text{MPa}$ pour le granite du Lac du Bonnet

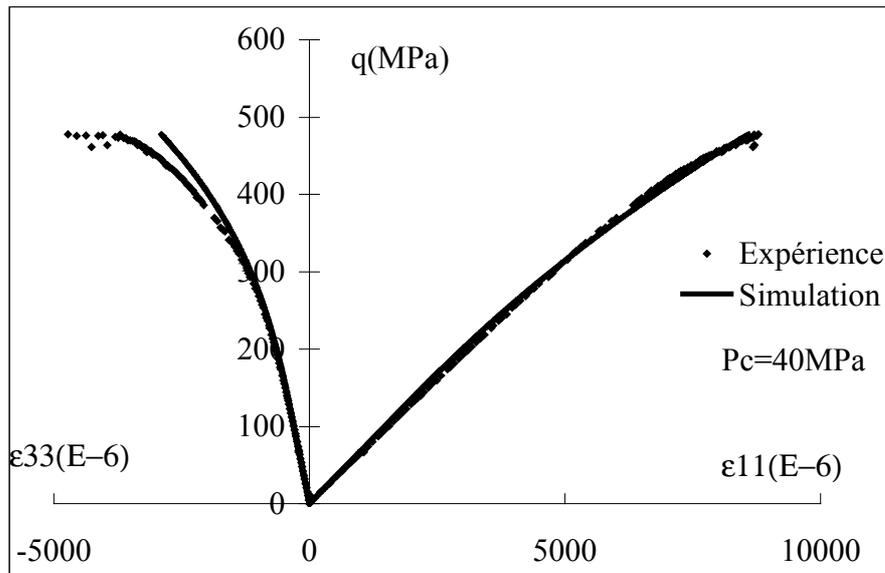


Figure 2-9 : Simulation (courbe continue) d'un essai de compression triaxiale monotone de confinement $P_c = 40\text{MPa}$ pour le granite du Lac du Bonnet

Comme ce qui a été indiquée dans la formulation du modèle, la distribution orientée de microfissures induit une anisotropie du comportement mécanique du matériau. Cette anisotropie induite se traduit d'abord dans le tenseur de compliance élastique du matériau endommagé. A l'aide du modèle, les variations relatives de quelques composantes du tenseur de compliance

élastique en fonction de la déformation axiale ont été évaluées sont présentées sur la Figure 2-10, dans le cas d'une compression triaxiale avec la pression de confinement de $P_c = 20\text{MPa}$. On voit que l'anisotropie induite est clairement décrite par le modèle ; la diminution de la raideur élastique dans la direction latérale est plus forte que celle dans la direction axiale.

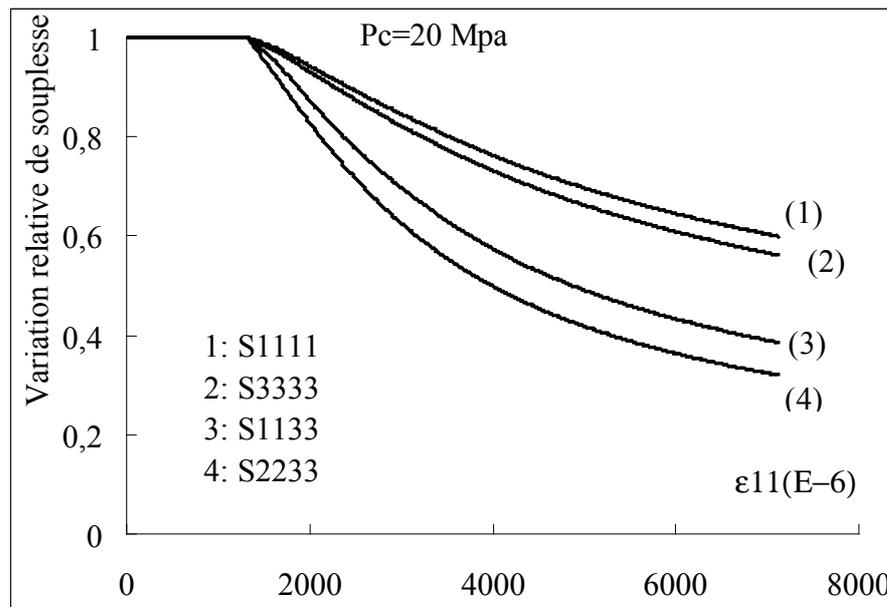


Figure 2-10 : Variations relatives des souplesses élastiques (valeurs actuelles par rapport aux valeurs initiales) en fonction de la déformation axiale lors d'un essai de compression triaxiale avec la pression de confinement de $P_c = 20\text{MPa}$ pour le granite du Lac du Bonnet

2.2.7.2 Modélisation du comportement d'un grès

Le matériau étudié ici un grès dit des Vosges. Cette roche est assez représentative d'un milieu poreux en raison de la microstructure assez simple et de la composition minéralogique. Ce matériau a été étudié par différents chercheurs (par exemple, Sibai 1990, Khazraei 1995 ; Karami 1998; Lu et Shao 2002). Des essais de compression triaxiale sous différentes conditions (drainée, non drainée, montée en pression interstitielle) ont été effectués. Dans ce paragraphe, seules les simulations des essais drainés (sans pression interstitielle) sont abordées afin de décrire le comportement mécanique de base. L'étude du comportement poromécanique de ce matériau sera abordée dans le chapitre suivant.

Sur les Figures 2-11 et 2-12, nous avons montré les comparaisons entre les simulations

numériques et les données expérimentales pour deux essais de compression triaxiale avec les pressions de confinement de $P_c = 5\text{MPa}$ et $P_c = 20\text{MPa}$. Comme pour le granite, nous obtenons également une bonne concordance entre les simulations et l'expérience.

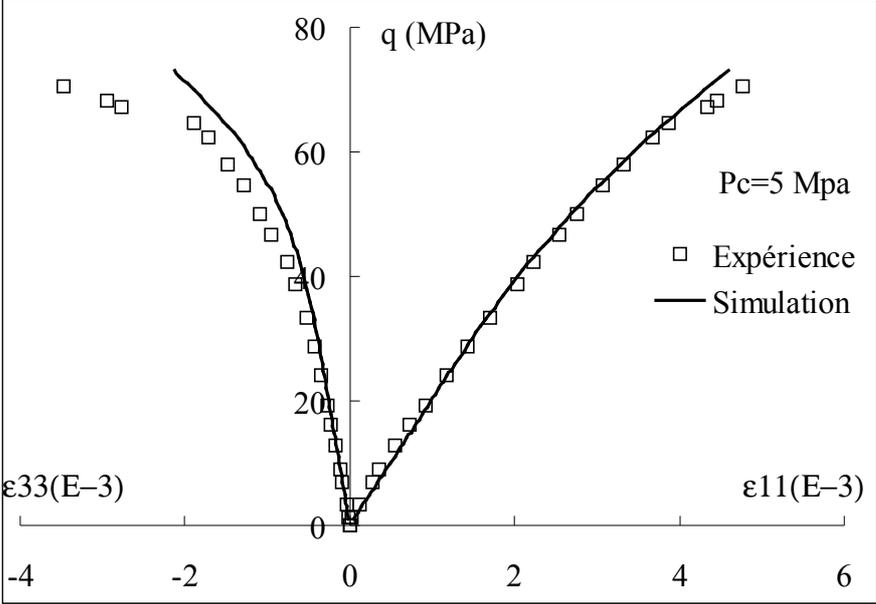


Figure 2-11 : Comparaisons entre simulations (courbes continues) et données expérimentales lors d'un essai de compression triaxiale monotone avec un confinement $P_c = 5\text{MPa}$ pour le grès des Vosges

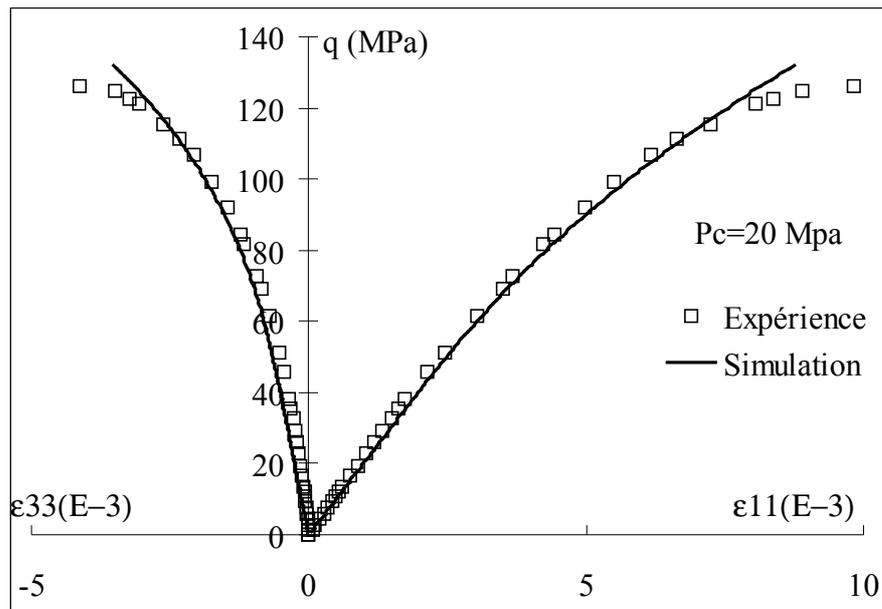


Figure 2-12 : Comparaisons entre simulations (courbes continues) et données expérimentales lors d'un essai de compression triaxiale monotone avec un confinement $P_c = 20\text{MPa}$ pour le grès des Vosges

2.3 Approximation par un tenseur d'endommagement d'ordre 2

Dans le paragraphe précédent, nous avons proposé un modèle d'endommagement anisotrope avec une approche directe de la micromécanique. L'état de l'endommagement du matériau est représenté par un nombre de familles de microfissures suivant les différentes orientations de l'espace. Les propriétés élastiques macroscopiques du matériau endommagé ont été obtenues par l'addition des contributions par chaque famille de microfissures, elles ne dépendent que des propriétés élastiques de la matrice solide et de la densité de microfissures dans chaque orientation. Il n'y a donc pas de paramètres à identifier à partir des données expérimentales. C'est l'avantage d'une approche micromécanique. Cependant, pour certains matériaux et dans certains cas de sollicitations, on peut aboutir à des écarts importants entre les données expérimentales et les prédictions théoriques vis-à-vis par exemple de l'anisotropie induite. Il convient d'améliorer les résultats de la modélisation. Deux voies complémentaires sont possibles ; l'une consiste à raffiner l'approche micromécanique afin de prendre en compte d'autres phénomènes tels que l'interaction entre microfissures. L'autre possibilité, plus simple à mettre en œuvre, est de développer une approche phénoménologique en se basant sur des informations fournies par la micromécanique. Par exemple, on détermine la forme générale du potentiel thermodynamique à l'aide des analyses micromécaniques, mais en introduisant des paramètres du modèle, qui vont être identifiés à partir des données expérimentales. Cette deuxième méthode est utilisée dans la présente étude. Dans ce paragraphe, nous allons donc présenter un modèle d'endommagement phénoménologique basé sur des analyses micromécanique.

2.3.1 Variable d'endommagement

Dans l'approche phénoménologique de la modélisation de l'endommagement, une des étapes clés est le choix des variables internes décrivant l'état de l'endommagement. Pour l'endommagement isotrope, une variable scalaire est suffisante. En revanche, pour représenter un endommagement anisotrope, une variable tensorielle devient nécessaire. Dans la littérature, la plupart des modèles utilisent des tenseurs d'ordre 2 ou d'ordre 4 (par exemple, Chow and Wang 1987a, 1987b ; Chaboche 1992 ; Halm et Dragon 1998 ; Hayakawa et Murakami 1997 ; Ju 1989 ; Lemaitre 1992 ; Murakami et Kamiya 1997 ; Swoboda 1999a, 1999b). En raison de simplicité, nous avons retenu un tenseur d'endommagement d'ordre 2 dans la présente étude,

noté par $\overline{\overline{\mathbf{D}}}$.

Etant donné que les variables d'endommagement doivent représenter la distribution de microfissures dans le matériau, et en s'appuyant sur les travaux de Lubarda et Krajcinovic (1993), le tenseur d'endommagement est défini en fonction de la densité de microfissures telle que:

$$\overline{\overline{\mathbf{D}}} = \frac{1}{4\pi} \int_{S^2} \omega(\mathbf{n}) (\mathbf{n} \otimes \mathbf{n}) dS \quad (2-36)$$

Comme indiqué précédemment, la plupart des géomatériaux contient des microfissures initiales selon leur histoire de formation et leur processus de fabrication. Cependant, une quantification précise de ces défauts initiaux est souvent difficile. Dans cette étude, une simplification est faite. On suppose une distribution isotrope de microfissures à l'état initial avec un rayon moyen de r_0 , identique dans toutes les directions. Comme l'objectif ici est d'étudier l'effet de l'endommagement induit sur le comportement mécanique et poromécanique, les composantes du tenseur d'endommagement sont définies en fonction de variation relative de longueur (propagation par rapport à l'état initial) de microfissures dans différentes orientations, soit :

$$\omega(\mathbf{n}) = \frac{N}{\Omega} [r(\mathbf{n})^3 - r_0^3], \quad \overline{\overline{\mathbf{D}}} = \frac{1}{4\pi} \frac{N}{\Omega} \int_{S^2} [r(\mathbf{n})^3 - r_0^3] (\mathbf{n} \otimes \mathbf{n}) dS \quad (2-37)$$

La variable N désigne le nombre de microfissures par l'unité de volume dans la famille considérée. Il représente également la probabilité de distribution de microfissures dans l'espace. Une distribution isotrope de microfissures étant supposée, on considère alors que la valeur de N est constante donc indépendante de l'orientation. Selon la définition donnée par (2-36), on constate que l'évolution des composantes du tenseur d'endommagement sera directement liée à la propagation de microfissures. En utilisant la même méthode d'intégration numérique, les composantes du tenseur d'endommagement sont calculées par la relation suivante :

$$\overline{\overline{\mathbf{D}}} \approx \frac{2N}{\Omega} \sum_{k=1}^{21} \lambda_k (r(\mathbf{n}_k)^3 - r_0^3) (\mathbf{n}_k \otimes \mathbf{n}_k) \quad (2-38)$$

2.3.2 Détermination de l'enthalpie libre macroscopique

La fonction de l'enthalpie libre du matériau endommagé a été déterminée par l'approche micromécanique et donnée par (2-12) en fonction de la fonction de densité de microfissures. Pour une approche phénoménologique, il convient maintenant de l'exprimer en fonction du tenseur d'endommagement d'ordre 2, $\overline{\overline{\mathbf{D}}}$. Pour ce faire, on se base directement sur les travaux antérieurs par Lubarda et Krajcinovic (1993) et par Yang et al. (2001). Il est supposé qu'il existe un tenseur d'ordre 2, noté $\overline{\overline{\mathbf{d}}}$, tel que la densité de microfissure peut être exprimée par $\omega(\mathbf{n}) = \overline{\overline{\mathbf{d}}} : (\mathbf{n} \otimes \mathbf{n})$. En reportant cette expression dans la définition (2-36) et en faisant l'intégration suivant l'orientation de l'espace sur la demi-sphère, on obtient la relation entre le tenseur $\overline{\overline{\mathbf{d}}}$ et $\overline{\overline{\mathbf{D}}}$:

$$\overline{\overline{\mathbf{d}}} = \frac{15}{2} \left[\overline{\overline{\mathbf{D}}} - \frac{1}{5} (\text{tr} \overline{\overline{\mathbf{D}}}) \overline{\overline{\mathbf{1}}} \right] \quad (2-39)$$

Par conséquent, la densité de microfissure peut être approchée par le tenseur d'endommagement macroscopique, soit :

$$\omega(\mathbf{n}) = \frac{15}{2} \left[\overline{\overline{\mathbf{D}}} : (\mathbf{n} \otimes \mathbf{n}) - \frac{1}{5} \text{tr} \overline{\overline{\mathbf{D}}} \right] \quad (2-40)$$

En utilisant cette relation dans la fonction de l'enthalpie libre (2-12), celle-ci peut être exprimée en fonction du tenseur d'endommagement $\overline{\overline{\mathbf{D}}}$.

$$\begin{aligned} W_c &= \frac{1}{2} \overline{\overline{\boldsymbol{\sigma}}} : \mathbf{S}^0 : \overline{\overline{\boldsymbol{\sigma}}} \\ &+ \frac{h}{4\pi} \int_{\mathbf{S}^{2+}} \frac{15}{2} \left[\overline{\overline{\mathbf{D}}} : (\mathbf{n} \otimes \mathbf{n}) - \frac{1}{5} \text{tr} \overline{\overline{\mathbf{D}}} \right] \left(1 - \frac{\nu_0}{2}\right) (\overline{\overline{\boldsymbol{\sigma}}} \cdot \mathbf{n}) \cdot \langle \mathbf{n} \cdot \overline{\overline{\boldsymbol{\sigma}}} \cdot \mathbf{n} \rangle^+ \mathbf{n} d\mathbf{S} \\ &+ \frac{h}{4\pi} \int_{\mathbf{S}^2} \frac{15}{2} \left[\overline{\overline{\mathbf{D}}} : (\mathbf{n} \otimes \mathbf{n}) - \frac{1}{5} \text{tr} \overline{\overline{\mathbf{D}}} \right] \{ (\overline{\overline{\boldsymbol{\sigma}}} \cdot \overline{\overline{\boldsymbol{\sigma}}}) : (\mathbf{n} \otimes \mathbf{n}) - \overline{\overline{\boldsymbol{\sigma}}} : (\mathbf{n} \otimes \mathbf{n} \otimes \mathbf{n} \otimes \mathbf{n}) : \overline{\overline{\boldsymbol{\sigma}}} \} d\mathbf{S} \end{aligned} \quad (2-41)$$

Dans le cas général, l'expression précédente ne peut pas être intégrée analytiquement du fait que la partie \mathbf{S}^{2+} correspondant aux orientations de microfissure ouvertes est variable pendant le chargement. Afin de simplifier le calcul, on considère ici deux cas particulier. Dans le premier cas, toutes les microfissures sont ouvertes, alors $\mathbf{S}^{2+} \equiv \mathbf{S}^2$. Et dans le deuxième cas,

toutes les microfissures sont fermées, on a alors $\mathbf{S}^{2+} \equiv \emptyset$. Pour ces deux cas, il est possible d'intégrer analytiquement (2-41) et on obtient :

$$\mathbf{W}_c = \frac{1}{2} \bar{\bar{\sigma}} : \mathbf{S}^0 : \bar{\bar{\sigma}} + \mathbf{a}_1 \text{tr} \bar{\bar{D}} (\text{tr} \bar{\bar{\sigma}})^2 + \mathbf{a}_2 \text{tr} (\bar{\bar{\sigma}} \cdot \bar{\bar{\sigma}} \cdot \bar{\bar{D}}) + \mathbf{a}_3 \text{tr} \bar{\bar{\sigma}} \text{tr} (\bar{\bar{D}} \cdot \bar{\bar{\sigma}}) + \mathbf{a}_4 \text{tr} \bar{\bar{D}} \text{tr} (\bar{\bar{\sigma}} \cdot \bar{\bar{\sigma}}) \quad (2-42)$$

Les quatre coefficients issus de l'approche micromécanique sont donnés par :

$$\mathbf{a}_1 = \frac{-c}{70} \mathbf{h}, \quad \mathbf{a}_2 = \frac{7 + 2c}{7} \mathbf{h}, \quad \mathbf{a}_3 = \frac{c}{7} \mathbf{h}, \quad \mathbf{a}_4 = \frac{-c}{35} \mathbf{h} \quad (2-43)$$

Dans ces relations, nous avons $c = -\nu_0$ pour les fissures ouvertes et $c = -2$ pour les fissures fermées.

Il est important de souligner que les relations (2-42) donnent les valeurs des coefficients \mathbf{c}_i à partir des analyses micromécanique ; celles-ci ne dépendent que des propriétés élastiques de la matrice solide et de l'état de microfissures. Dans l'approche phénoménologique développée ici, les quatre coefficients deviennent quatre paramètres du potentiel thermodynamique et vont être déterminés à partir des données expérimentales.

2.3.3 Loi de comportement macroscopique

La loi de comportement macroscopique du matériau endommagé est déduite du potentiel thermodynamique. On rappelle tout d'abord les hypothèses de base sur le comportement mécanique à étudier. Le matériau présente un comportement élastique linéaire isotrope dans son état initial en absence d'endommagement. L'endommagement induit est le seul mécanisme de dissipation mécanique et les déformations plastiques sont négligées. L'anisotropie du matériau est entièrement induite par des microfissures orientées sous les contraintes appliquées. Pour un état d'endommagement stationnaire, le matériau présente un comportement mécanique élastique. L'hypothèse de non- interaction entre les microfissures est également retenue et le potentiel thermodynamique est linéaire du tenseur d'endommagement $\bar{\bar{D}}$. En tenant compte de ces hypothèses, il est clair que la fonction de l'enthalpie libre donnée par (2-42) vérifie les conditions requises et donc peut être utilisée comme le potentiel thermodynamique. Par ailleurs, comme dans l'approche micromécanique, on tient compte également du tenseur des

déformations anélastiques $\bar{\varepsilon}^r$. Ainsi, en dérivant le potentiel thermodynamique (2-42), on obtient la loi de comportement du matériau endommagé :

$$\begin{aligned}\bar{\varepsilon} - \bar{\varepsilon}^r(\bar{\mathbf{D}}) &= \frac{\partial \mathbf{W}_c(\bar{\sigma}, \bar{\mathbf{D}})}{\partial \bar{\sigma}} = \frac{1 + \nu_0}{\mathbf{E}_0} \bar{\sigma} - \frac{\nu_0}{\mathbf{E}_0} (\text{tr} \bar{\sigma}) \bar{\delta} \\ &+ 2\mathbf{a}_1 (\text{tr} \bar{\mathbf{D}} \cdot \text{tr} \bar{\sigma}) \bar{\delta} + \mathbf{a}_2 (\bar{\sigma} \cdot \bar{\mathbf{D}} + \bar{\mathbf{D}} \cdot \bar{\sigma}) \\ &+ \mathbf{a}_3 \left[\text{tr} (\bar{\sigma} \cdot \bar{\mathbf{D}}) \bar{\delta} + (\text{tr} \bar{\sigma}) \bar{\mathbf{D}} \right] + 2\mathbf{a}_4 (\text{tr} \bar{\mathbf{D}}) \bar{\sigma}\end{aligned}\quad (2-44)$$

La loi de comportement peut être également exprimée sous la forme suivante :

$$\bar{\varepsilon} - \bar{\varepsilon}^r = \mathbf{S}(\bar{\mathbf{D}}) : \bar{\sigma} \quad (2-45)$$

Les composantes du tenseur de compliances élastique du matériau endommagé sont données par :

$$\begin{aligned}\mathbf{S}_{ijkl}(\bar{\mathbf{D}}) &= \frac{1 + \nu_0}{2\mathbf{E}_0} (\delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk}) - \frac{\nu_0}{\mathbf{E}_0} \delta_{ij}\delta_{kl} + 2\mathbf{a}_1 (\text{tr} \bar{\mathbf{D}}) \delta_{ij}\delta_{kl} \\ &+ \frac{1}{2} \mathbf{a}_2 (\delta_{ik} \mathbf{D}_{jl} + \delta_{il} \mathbf{D}_{jk} + \mathbf{D}_{ik} \delta_{jl} + \mathbf{D}_{il} \delta_{jk}) + \mathbf{a}_3 (\delta_{ij} \mathbf{D}_{kl} + \mathbf{D}_{ij} \delta_{kl}) \\ &+ \mathbf{a}_4 (\text{tr} \bar{\mathbf{D}}) (\delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk})\end{aligned}\quad (2-46)$$

Dans le système de coordonnées associé aux directions principales du tenseur d'endommagement, la loi de comportement peut s'écrire sous la forme matricielle en utilisant les notations de Voigt, soit :

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_{11} \\ \varepsilon_{22} \\ \varepsilon_{33} \\ 2\varepsilon_{12} \\ 2\varepsilon_{23} \\ 2\varepsilon_{31} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{S}_{11} & \mathbf{S}_{12} & \mathbf{S}_{13} \\ \mathbf{S}_{21} & \mathbf{S}_{22} & \mathbf{S}_{23} \\ \mathbf{S}_{31} & \mathbf{S}_{32} & \mathbf{S}_{33} \\ & & & 1/\mathbf{G}_{12} \\ & & & & 1/\mathbf{G}_{23} \\ & & & & & 1/\mathbf{G}_{31} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \\ \sigma_{12} \\ \sigma_{23} \\ \sigma_{31} \end{pmatrix} \quad (2-47)$$

Les différentes composantes de la matrice de compliances élastique peuvent être directement

exprimées en fonction des composantes du tenseur d'endommagement :

$$\begin{aligned}
\mathbf{S}_{11} &= \frac{1}{E_0} + 2\mathbf{a}_1 \text{tr} \overline{\overline{\mathbf{D}}} + (2\mathbf{a}_2 + 2\mathbf{a}_3) \mathbf{D}_1 + 2\mathbf{a}_4 \text{tr} \overline{\overline{\mathbf{D}}}, \\
\mathbf{S}_{22} &= \frac{1}{E_0} + 2\mathbf{a}_1 \text{tr} \overline{\overline{\mathbf{D}}} + (2\mathbf{a}_2 + 2\mathbf{a}_3) \mathbf{D}_2 + 2\mathbf{a}_4 \text{tr} \overline{\overline{\mathbf{D}}}, \\
\mathbf{S}_{33} &= \frac{1}{E_0} + 2\mathbf{a}_1 \text{tr} \overline{\overline{\mathbf{D}}} + (2\mathbf{a}_2 + 2\mathbf{a}_3) \mathbf{D}_3 + 2\mathbf{a}_4 \text{tr} \overline{\overline{\mathbf{D}}}, \\
\mathbf{S}_{12} = \mathbf{S}_{21} &= \frac{-\nu_0}{E_0} + 2\mathbf{a}_1 \text{tr} \overline{\overline{\mathbf{D}}} + \mathbf{a}_3 (\mathbf{D}_1 + \mathbf{D}_2), \\
\mathbf{S}_{13} = \mathbf{S}_{31} &= \frac{-\nu_0}{E_0} + 2\mathbf{a}_1 \text{tr} \overline{\overline{\mathbf{D}}} + \mathbf{a}_3 (\mathbf{D}_1 + \mathbf{D}_3), \\
\mathbf{S}_{23} = \mathbf{S}_{32} &= \frac{-\nu_0}{E_0} + 2\mathbf{a}_1 \text{tr} \overline{\overline{\mathbf{D}}} + \mathbf{a}_3 (\mathbf{D}_2 + \mathbf{D}_3), \\
\frac{1}{2\mathbf{G}_{12}} &= \frac{1 + \nu_0}{E_0} + \mathbf{a}_2 (\mathbf{D}_1 + \mathbf{D}_2) + 2\mathbf{a}_4 \text{tr} \overline{\overline{\mathbf{D}}}, \\
\frac{1}{2\mathbf{G}_{23}} &= \frac{1 + \nu_0}{E_0} + \mathbf{a}_2 (\mathbf{D}_2 + \mathbf{D}_3) + 2\mathbf{a}_4 \text{tr} \overline{\overline{\mathbf{D}}}, \\
\frac{1}{2\mathbf{G}_{31}} &= \frac{1 + \nu_0}{E_0} + \mathbf{a}_2 (\mathbf{D}_3 + \mathbf{D}_1) + 2\mathbf{a}_4 \text{tr} \overline{\overline{\mathbf{D}}}
\end{aligned} \tag{2-48}$$

Les variables $\mathbf{D}_i (i = 1, 3)$ sont les valeurs principales du tenseur d'endommagement. Ainsi on peut constater que dans le cas général, le comportement élastique du matériau endommagé devient de type orthotrope défini par les trois directions principales du tenseur d'endommagement.

L'expression de la force thermodynamique associée au tenseur d'endommagement peut également être précisée:

$$\overline{\overline{\mathbf{Y}}}^d = \mathbf{a}_1 (\text{tr} \overline{\overline{\boldsymbol{\sigma}}})^2 \overline{\overline{\boldsymbol{\sigma}}} + \mathbf{a}_2 (\overline{\overline{\boldsymbol{\sigma}}} : \overline{\overline{\boldsymbol{\sigma}}}) + \mathbf{a}_3 (\text{tr} \overline{\overline{\boldsymbol{\sigma}}}) \overline{\overline{\boldsymbol{\sigma}}} + \mathbf{a}_4 \text{tr} (\overline{\overline{\boldsymbol{\sigma}}} : \overline{\overline{\boldsymbol{\sigma}}}) \overline{\overline{\boldsymbol{\sigma}}} \tag{2-49}$$

Le second principe de la thermodynamique doit être vérifié par la positivité de la dissipation mécanique, soit $\overline{\overline{\mathbf{Y}}}^d : \overline{\overline{\mathbf{D}}} \geq 0$. Par ailleurs, la plupart des données expérimentales sur les roches fragiles, en condition de compression triaxiale, ont montré une dégradation du module élastique et un accroissement du coefficient de Poisson quand les microfissures se

développent. Ces constatations expérimentales semblent préconiser les bornes physiques pour les valeurs des trois paramètres du modèle:

$$\mathbf{a}_1 \geq 0, \mathbf{a}_2 \geq 0, \mathbf{a}_4 \geq 0, \mathbf{a}_3 \leq 0, (\mathbf{a}_2 + \mathbf{a}_3) \geq 0 \quad (2-50)$$

La dernière limitation n'est pas absolument nécessaire, mais elle est très utile. Si les microfissures se développent suivant la direction de la contrainte principale majeure, le module dans la direction normale au plan des fissures est plus faible que dans la direction parallèle au plan des fissures. Cette dernière condition permet de retrouver ce résultat.

2.3.4 Evolution d'endommagement et détermination des déformations anélastiques

Le tenseur d'endommagement a été défini en fonction de la densité de microfissures. L'évolution de l'endommagement est donc liée directement à la propagation de microfissures. Le même critère de propagation que celui proposé en approche micromécanique est utilisé (voir 2-20). Après avoir déterminé le rayon moyen de microfissure dans chaque direction, les composantes du tenseur d'endommagement sont calculées avec la relation (2-38). Par ailleurs, les déformations anélastiques sont également liées à la distribution de microfissures, elles sont donc calculées par la relation 2-30.

2.3.5 Identification des paramètres du modèle

Dans l'approche macroscopique, les quatre paramètres $\mathbf{a}_i (i = 1, 4)$ sont introduits dans le potentiel thermodynamique pour tenir compte de la dégradation des propriétés élastiques du matériau endommagé. Ils peuvent être déterminés à partir des mesures de raideurs élastiques effectuées lors des cycles de déchargement pendant des essais de compression triaxiale. En utilisant les données expérimentales obtenues sur le grès des Vosges par Khazraei (1995), les valeurs représentatives des quatre paramètres sont obtenues et montrées dans le Tableau 2-3.

Tableau 2-3 : Valeurs représentatives des paramètres du potentiel thermodynamique pour le Grès des Vosges

Paramètres	\mathbf{a}_1	0,0
	\mathbf{a}_2	$3,04 \times 10^{-6} \text{ MPa}^{-1}$
	\mathbf{a}_3	$-2,18 \times 10^{-6} \text{ MPa}^{-1}$
	\mathbf{a}_4	$4,03 \times 10^{-6} \text{ MPa}^{-1}$

2.3.6 Simulations numériques

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les simulations numériques des essais mécaniques en utilisant l'approche macroscopique. La procédure générale d'intégration du modèle est similaire à celle de l'approche micromécanique ; la seule différence réside dans la détermination des composantes du tenseur de compliance élastiques.

En utilisant les valeurs de référence des paramètres données dans le Tableau 2-3, des essais de compression triaxiale ont été simulés. Sur les Figures 2-13 et 2-14, les comparaisons entre les simulations à l'aide du modèle et les données expérimentales sont présentées pour un essai de compression triaxiale de la pression de confinement de $\mathbf{P}_c = 5\text{MPa}$ et de $\mathbf{P}_c = 20\text{MPa}$. D'une manière générale, il y a une bonne concordance entre les simulations et l'expérience. Il n'y a très peu de différences entre les approches micromécanique et macroscopiques pour ces cas particuliers.

Sur la Figure 2-15, les variations relatives des raideurs élastiques axiale et latérale en fonction de la déformation axiale sont montrées pour un essai de compression triaxiale avec une pression de confinement de $\mathbf{P}_c = 5\text{MPa}$. Comme pour l'approche, micromécanique, on constate clairement l'anisotropie induite du matériau par la microfissuration orientée.

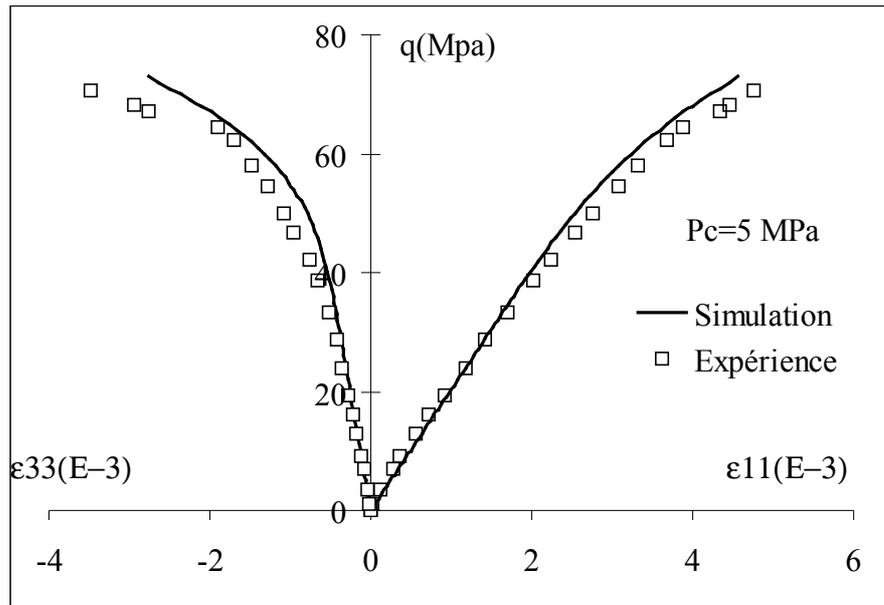


Figure 2-13 : Comparaison d'un essai de compression triaxiale avec un confinement de $P_c = 5\text{MPa}$ pour le grès des Vosges.

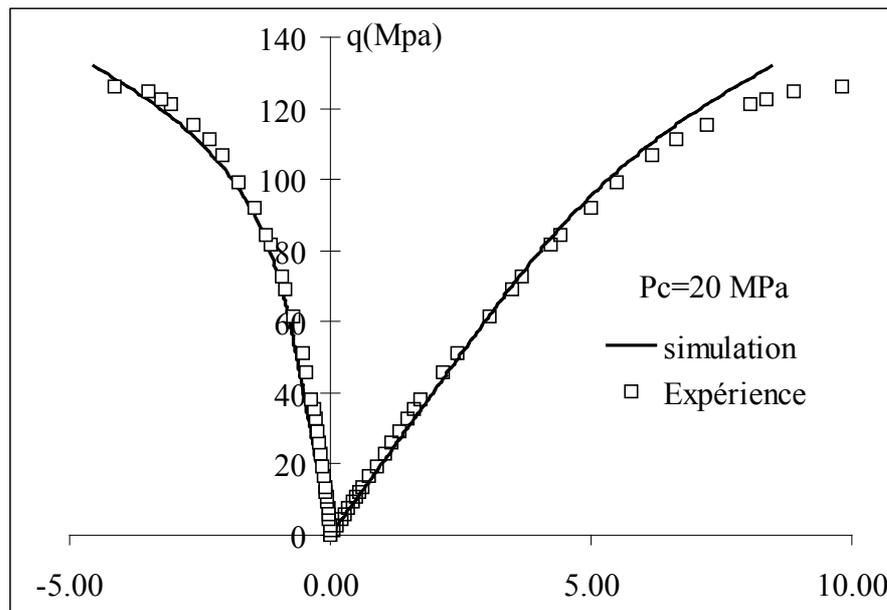


Figure 2-14 : Comparaison d'un essai de compression triaxiale avec un confinement de $P_c = 20\text{MPa}$ pour le grès des Vosges.

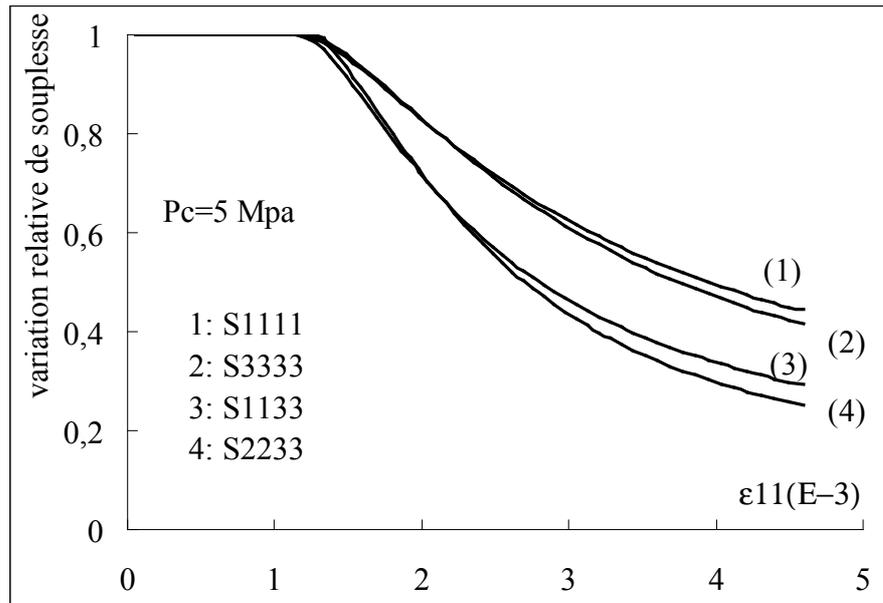


Figure 2-15 : Variations relatives des souplesses élastiques (valeurs actuelles par rapport aux valeurs initiales) en fonction de la déformation axiale lors d'un essai de compression triaxiale avec la pression de confinement de $P_c = 5\text{MPa}$ pour un grès des Vosges

2.3.7 Influences des paramètres

Comme indiqué précédemment, dans une approche macroscopique par un tenseur d'endommagement d'ordre 2, les quatre paramètres $\mathbf{a}_i (i = 1, 4)$ sont à déterminer à partir des données expérimentales. Ceci présente donc une certaine souplesse par rapport à l'approche micromécanique où les valeurs des paramètres sont données analytiquement.

Afin d'étudier les influences des ces paramètres sur la réponse mécanique du matériau, des séries de simulations numériques ont été menées en utilisant différentes valeurs de ces paramètres. Dans chaque série, on fait varier un paramètre en fixant les trois autres.

La Figure 2-16 représente les courbes contraintes- déformations lors de la compression triaxiale avec un confinement de $P_c = 20\text{MPa}$, pour trois valeurs de \mathbf{a}_1 en fixant les autres coefficients (\mathbf{a}_2 , \mathbf{a}_3 et \mathbf{a}_4) à leurs valeurs de références. De la même manière, les influences des autres paramètres sont présentées respectivement sur les Figures 2-17 à 2-19.

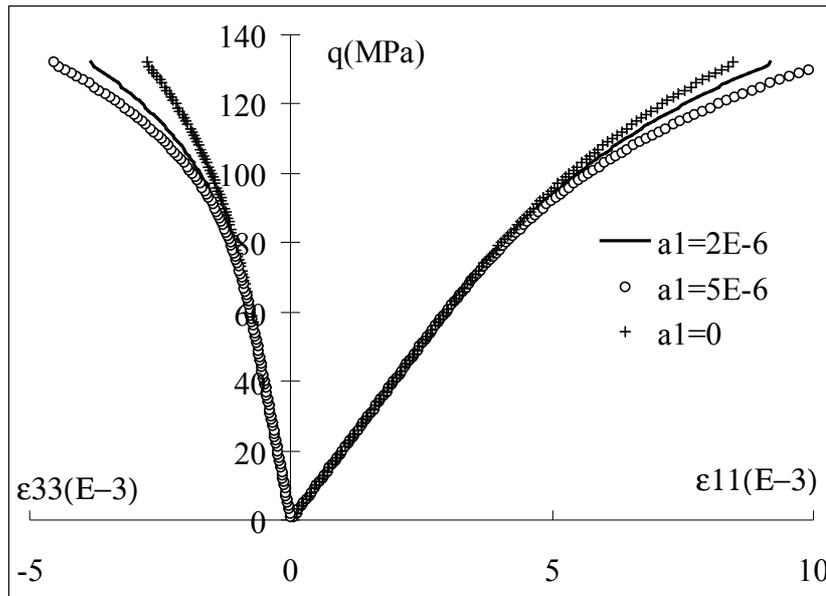


Figure 2-16 : Réponses mécaniques du grès des Vosges lors d'une compression triaxiale ($P_c = 20\text{MPa}$) pour trois valeurs différentes de a_1

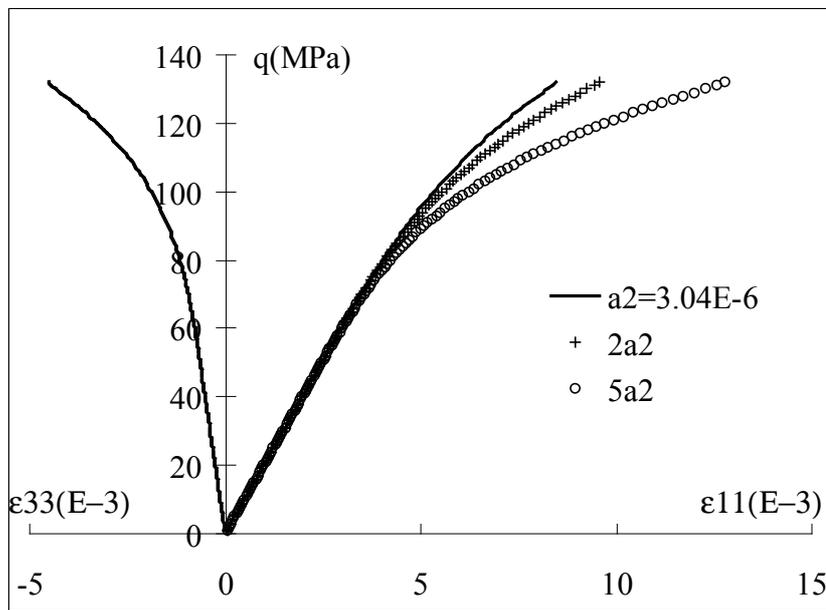


Figure 2-17: Réponses mécaniques du grès des Vosges lors d'une compression triaxiale ($P_c = 20\text{MPa}$) pour trois valeurs différentes de a_2

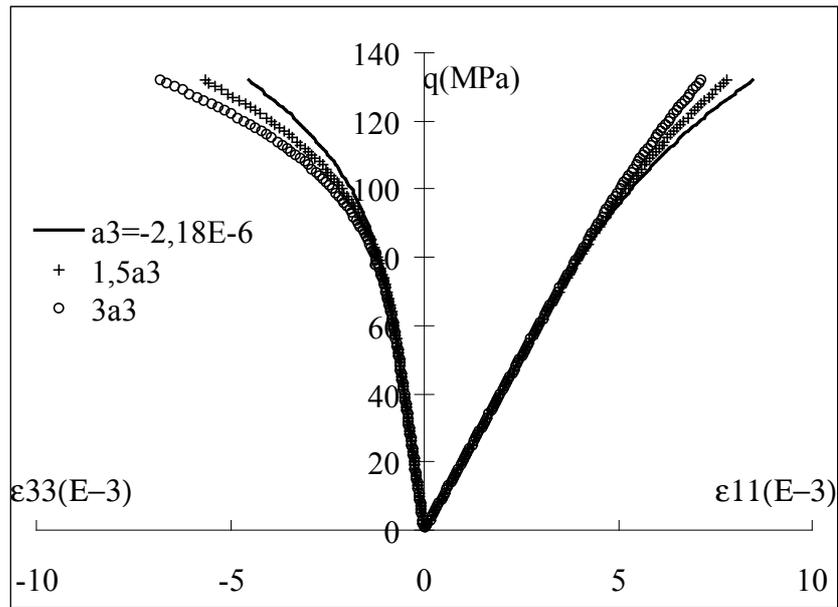


Figure 2-18: Réponses mécaniques du grès des Vosges lors d'une compression triaxiale ($P_c = 20\text{MPa}$) pour trois valeurs différentes de \mathbf{a}_3

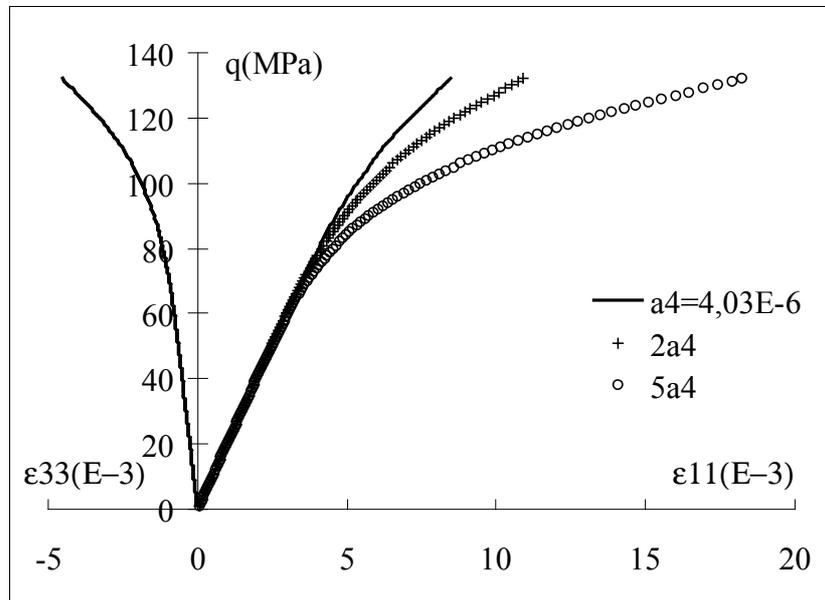


Figure 2-19: Réponses mécaniques du grès des Vosges lors d'une compression triaxiale ($P_c = 20\text{MPa}$) pour trois valeurs différentes de \mathbf{a}_4

Selon les relations (2-47) et (2-48), la paramètre \mathbf{a}_1 affecte simultanément les modules

élastiques et les coefficients de Poisson de façon égale. Il a donc un effet isotrope sur le comportement mécanique. Par conséquent, on peut constater que l'augmentation de \mathbf{a}_1 amplifie la conséquence de l'endommagement sur les réponses non linéaires du matériau. La détérioration des propriétés élastiques est plus importante pour une valeur élevée de \mathbf{a}_1 mais de façon isotrope.

Le paramètre \mathbf{a}_4 affecte les modules élastiques (\mathbf{S}_{iii}) et les modules de cisaillement (\mathbf{S}_{ijj}), de façon isotrope (multiplicateur de $\overline{\mathbf{trD}}$). En compression triaxiale de révolution, les modules de cisaillement n'interviennent pas dans les réponses mécaniques. Par conséquent, le paramètre \mathbf{a}_4 influence seulement la déformation axiale (Voir Figure 2-19). Ceci-ci devient plus importante quand la valeur de \mathbf{a}_4 augmente car l'effet de l'endommagement devient plus important.

Le paramètre \mathbf{a}_2 affecte également les modules élastiques (\mathbf{S}_{iii}) et les modules de cisaillement (\mathbf{S}_{ijj}), mais de façon anisotrope (multiplicateur de \mathbf{D}_i). En compression triaxiale de révolution, les modules de cisaillement n'interviennent pas dans les réponses mécaniques et que seul le module \mathbf{S}_{1111} est concerné. Par conséquent, le paramètre \mathbf{a}_2 influence seulement la déformation axiale (voir Figure 2-17). Ceci-ci devient plus importante quand la valeur de \mathbf{a}_2 augmente car on amplifie ainsi l'effet de l'endommagement sur la détérioration du module élastique.

Enfin, le paramètre \mathbf{a}_3 affecte non seulement les modules élastiques mais aussi les coefficients de Poisson de façon anisotrope. En conséquence, sur la Figure 2-18, on constate que les déformations axiales et latérales sont influencées par ce paramètre de façon clairement anisotrope ; soit une diminution de la déformation axiale et une augmentation de la déformation latérale. C'est donc le paramètre qui joue un rôle déterminant dans l'anisotropie induite du matériau.

Comme on vient de le préciser, le paramètre \mathbf{a}_1 induit un effet isotrope de l'endommagement. Par contre les trois autres paramètres (\mathbf{a}_2 , \mathbf{a}_3 et \mathbf{a}_4) affectent l'anisotropie induite du comportement mécanique du matériau. Sur les Figures 2-20 à 2-22, on montre les variations relatives (valeurs actuelles divisées par valeurs initiales) des deux composantes

principales du tenseur de compliance élastique (\mathbf{S}_{1111} et \mathbf{S}_{3333}) en fonction de la déformation axiale lors d'une compression triaxiale. Ces résultats confirment, d'une manière différente, les influences des paramètres sur les propriétés élastiques du matériau. La dégradation des propriétés élastiques s'amplifie avec l'augmentation des valeurs de \mathbf{a}_2 et \mathbf{a}_4 . Cependant l'augmentation de \mathbf{a}_2 semble à atténuer l'anisotropie induite (différence entre les deux composantes) tandis que celle de \mathbf{a}_4 l'amplifie. Enfin, le paramètre \mathbf{a}_3 influence d'une manière très significative l'anisotropie induite du matériau.

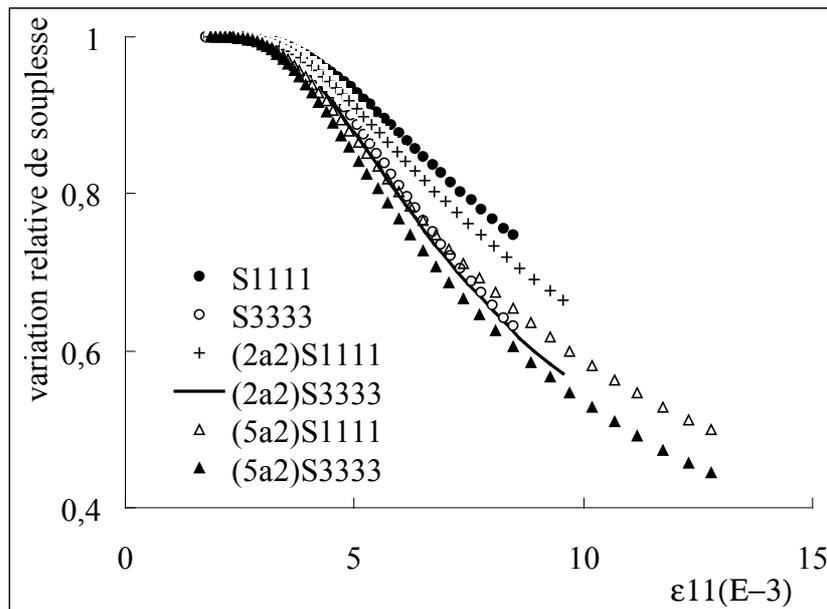


Figure 2-20: Variations relatives des deux composantes principales du tenseur de compliance élastique pour trois valeurs différentes de \mathbf{a}_2 lors d'un essai de compression triaxiale ($P_c = 20MPa$)

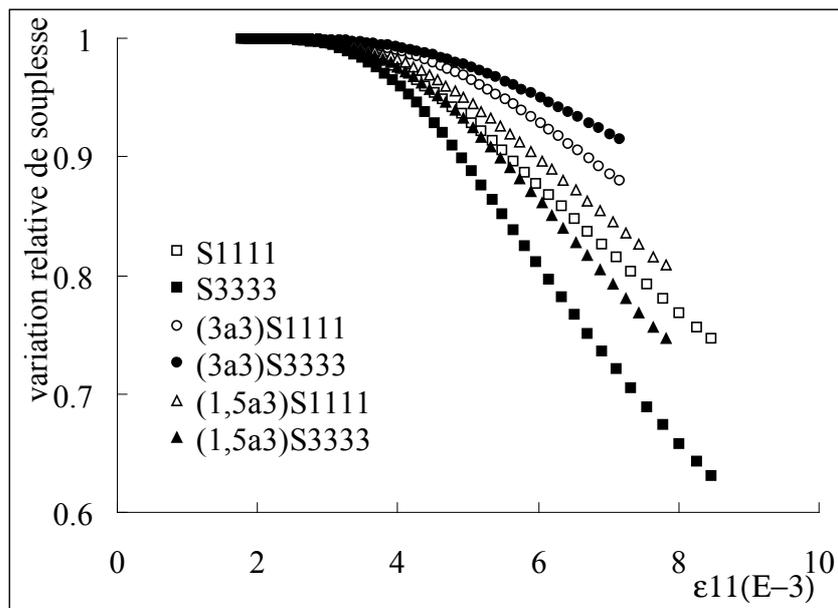


Figure 2-21: Variations relatives des deux composantes principales du tenseur de compliance élastique pour trois valeurs différentes de \mathbf{a}_3 lors d'un essai de compression triaxiale ($P_c = 20\text{MPa}$)

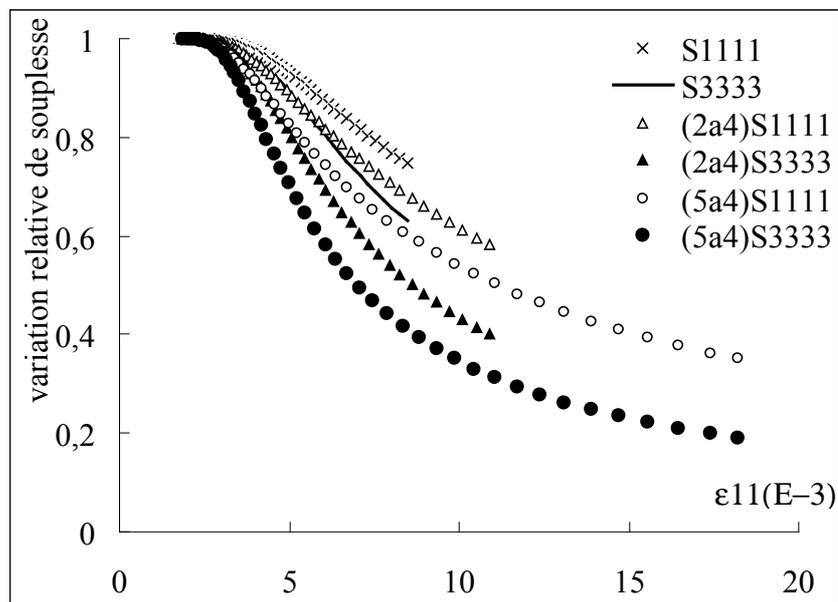


Figure 2-22: Variations relatives des deux composantes principales du tenseur de compliance élastique pour trois valeurs différentes de \mathbf{a}_4 lors d'un essai de compression triaxiale ($P_c = 20\text{MPa}$)

2.4 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons étudié le comportement mécanique de deux roches fragiles. Les résultats obtenus serviront de base pour la modélisation poromécanique et l'étude de la variation de la perméabilité, abordés dans le chapitre suivant.

Une approche micromécanique directe a d'abord été proposée. Les propriétés élastiques effectives du matériau endommagé sont fonction de la distribution de microfissures suivant différentes orientations de l'espace. Les conditions de fermeture de microfissures sont prises en comptes. L'ouverture normale lors du glissement d'une fissure fermée, en raison de la rugosité des surfaces de microfissures a été également étudiée. L'évolution de l'endommagement est directement déterminée par la condition de propagation de microfissures dans chaque orientation. Une procédure de détermination des paramètres a été proposée. Le modèle a été appliqué à deux matériaux fragiles représentatifs, le granite du Lac du Bonnet et le grès des Vosges. Les comparaisons entre les simulations numériques et les données expérimentales ont montré que le modèle décrit correctement les principaux aspects du comportement mécaniques de ces matériaux.

Une approche macroscopique a également été proposée. L'endommagement du matériau a été représenté par un tenseur d'ordre 2. En se basant sur des considérations micromécanique, le potentiel thermodynamique est postulé en fonction du tenseur d'endommagement, ce qui a permis de déduire la loi de comportement macroscopique du matériau endommagé. Les propriétés élastiques effectives dépendent de quatre paramètres qui doivent être identifiés à partir de données expérimentales. Une étude paramétrique a été effectuée. Nous avons montré que comme l'approche micromécanique, l'approche macroscopique décrit également correctement le comportement mécanique des matériaux étudiés, avec une plus grande flexibilité.

L'approche micromécanique proposée sera étendue dans le chapitre suivant pour la description du comportement poromécanique des roches saturées et la variation de la perméabilité en fonction de l'endommagement induit.

Chapitre 3 :

Modélisation du comportement poromécanique et de la variation de la perméabilité des roches saturées

3.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons abordé la modélisation du comportement mécanique des roches fragiles. Dans ce chapitre, nous allons étendre les résultats précédents pour la modélisation du comportement poromécanique et de la variation de la perméabilité en conditions saturées. Ce chapitre sera composé de deux parties. Dans la première partie, le modèle d'endommagement anisotrope avec l'approche micromécanique, proposé dans le chapitre précédent, sera étendu pour inclure le couplage poromécanique du matériau endommagé dans le cadre de la théorie de Biot. La détermination des paramètres de couplage effectifs sera effectuée à l'aide des analyses micromécaniques. Les réponses poromécaniques d'une roche sous différents chemins de sollicitations drainées et non drainées seront étudiées. Dans la seconde partie, nous allons étudier le couplage entre la variation de la perméabilité et l'endommagement par microfissuration. En utilisant le modèle d'endommagement micromécanique, la distribution de microfissures sera déterminée en fonction de la sollicitation. Le tenseur de la perméabilité sera ensuite déterminé en utilisant une procédure de moyenne sur le Volume Élémentaire Représentatif. Des comparaisons entre des simulations numériques et les données expérimentales seront présentées.

3.2 Comportement poromécanique des milieux poreux endommagés

La théorie poroélastique, établie par Biot (1941, 1954), a été largement employée pour décrire les comportements poromécaniques des milieux poreux saturés. Dans beaucoup de cas, les études sont limitées aux milieux poreux saturés isotropes. L'extension aux milieux poroélastiques anisotropes a également été proposée par Biot (1955), Thompson et Willis (1993), et d'autres chercheurs. Cependant, dans ces études, il s'agissait des milieux ayant une anisotropie initiale.

Pour nombre de géomatériaux tels que roches fragiles et béton, les expériences ont montré que ces milieux présentent une anisotropie induite par la propagation de microfissures orientées. Si de nombreux de travaux existent sur la modélisation de l'endommagement anisotrope induit de ces matériaux sans présence de fluide interstitiel, la modélisation de l'endommagement des géomatériaux saturés est encore très peu abordée. Cependant, l'endommagement induit doit affecter non seulement le comportement mécanique mais aussi le comportement poromécanique des matériaux.

Nous donnons d'abord une présentation synthétique de la théorie de la poroélasticité linéaire anisotrope. En se basant sur cette théorie, nous étendrons le modèle de comportement proposé au Chapitre 2 au cas de matériau saturé. Des simulations numériques concernant le grès de Vosges pour différents chemins de sollicitation seront présentées.

3.2.1 Rappels de la poroélasticité linéaire anisotrope

On considère un milieu poreux élastique linéaire anisotrope saturé d'un seul fluide. L'état initial est libre des contraintes $\sigma_{ij}^0 = \mathbf{0}$ et de la pression initiales $p_0 = 0$. La théorie de la poroélasticité de Biot (1955) fournit les lois de comportement couplé suivantes:

$$\varepsilon_{ij} = \mathbf{S}_{ijkl}^b(\sigma_{kl} + \mathbf{B}_{kl}p) \quad (3-1)$$

$$p = \mathbf{M}(-\mathbf{B}_{ij}\varepsilon_{ij} + \frac{\mathbf{m}}{\rho_0^f}) \quad (3-2)$$

\mathbf{S}^b est le tenseur de souplesse élastiques en condition drainée. \mathbf{B}_{ij} sont les composantes du tenseur des coefficients de Biot. $\frac{\mathbf{m}}{\rho_0^f}$ est l'apport de masse fluide par unité de volume initial, ρ_0^f étant la masse volumique initiale du fluide. Le coefficient scalaire \mathbf{M} est le module de Biot.

Dans le cas d'un milieu poreux orthotrope dans lequel les plans de symétries coïncident avec les directions principales du tenseur de Biot, les lois de comportement poroélastique deviennent:

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_{11} \\ \varepsilon_{22} \\ \varepsilon_{33} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{S}_{1111}^b & \mathbf{S}_{1122}^b & \mathbf{S}_{1133}^b \\ \mathbf{S}_{2211}^b & \mathbf{S}_{2222}^b & \mathbf{S}_{2233}^b \\ \mathbf{S}_{3311}^b & \mathbf{S}_{3322}^b & \mathbf{S}_{3333}^b \end{bmatrix} \left(\begin{pmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \mathbf{b}_{11} \\ \mathbf{b}_{22} \\ \mathbf{b}_{33} \end{pmatrix} \mathbf{p} \right) \quad (3-3)$$

$$\mathbf{p} = \mathbf{M} \left[(-\mathbf{b}_{11}\varepsilon_{11} - \mathbf{b}_{22}\varepsilon_{22} - \mathbf{b}_{33}\varepsilon_{33}) + \frac{\mathbf{m}}{\rho_0} \right] \quad (3-4)$$

Dans le cas des géomatériaux fragiles avec une anisotropie induite par microfissures orientées, les propriétés élastiques sont dégradées par l'endommagement induit. Le modèle mécanique développé dans le chapitre 2 permet de décrire cette dégradation, c'est à dire la variation des composantes du tenseur des souplesses élastiques en fonction des variables d'endommagement (\mathbf{S}_{ijkl}^b). Afin d'étendre le modèle mécanique au comportement poromécanique, il convient de préciser les évolutions des coefficients de couplage en fonction de l'endommagement induit, à savoir les valeurs effectives des coefficients de Biot \mathbf{B}_{ij} et du module de Biot \mathbf{M} , en fonction de microfissuration.

3.2.2 Potentiel thermodynamique en milieux poreux saturés et équations d'état

Les hypothèses émises au chapitre 2, concernant le comportement élastique couplé à l'endommagement anisotrope induit, sont reprises dans la formulation du modèle poromécanique. Les hypothèses spécifiques aux milieux poreux saturés sont également utilisées. On suppose que le milieu poreux est saturé par un seul fluide, représenté par la pression interstitielle \mathbf{p} . Les microfissures induites sont entièrement connectées à la porosité ouverte. Comme pour le modèle mécanique, nous utilisons l'approche par l'enthalpie libre Gibbs.

De plus, comme l'endommagement induit affecte seulement les propriétés poromécaniques du squelette (au sens de Biot), il convient de séparer l'enthalpie libre du squelette et celle du fluide saturant. Pour cela, à la place de l'apport de masse fluide $\frac{\mathbf{m}}{\rho_0}$, nous utilisons la variation de la porosité Lagrangienne ($\phi - \phi_0$) comme variable d'état. Les deux grandeurs sont reliées par la relation suivante:

$$\frac{\mathbf{m}}{\rho_0^f} = (\phi - \phi_0) + \phi_0 \frac{\Delta \rho^f}{\rho_0^f} \quad (3-5)$$

La variable ϕ_0 est la porosité initiale du matériau et le terme $\phi_0 \Delta \rho^f$ correspond à l'apport de masse du fluide lié à la compressibilité du fluide saturant.

Selon les hypothèses retenues, les variables d'état sont le tenseur des contraintes, la pression interstitielle et la distribution de microfissures ($\bar{\sigma}, \mathbf{p}, \omega(\mathbf{n})$). Dans le cadre général de la thermodynamique des milieux poreux saturés, il est supposé que l'enthalpie libre totale du système poreux peut être décomposée en deux parties: L'enthalpie libre du squelette (notée \mathbf{G}_s) et l'enthalpie libre du fluide saturant (notée \mathbf{G}_f). Par conséquent, on obtient:

$$\mathbf{G} = \mathbf{G}_s + \rho_0^f \mathbf{G}_f \quad (3-6)$$

En ce qui concerne l'enthalpie libre massique du fluide \mathbf{G}_f , sa forme est ici brièvement rappelée (Coussy 1995). Elle relie simplement la masse volumique du fluide (ρ^f) à la pression interstitielle (\mathbf{p}) de la façon suivante:

$$\mathbf{G}_f = \mathbf{G}_f^0 + \frac{\mathbf{p} - \mathbf{p}_0}{\rho_0^f} - \frac{(\mathbf{p} - \mathbf{p}_0)^2}{2\rho_0^f} \frac{1}{\mathbf{k}_f} \quad (3-7)$$

L'équation d'état du fluide est obtenue par dérivation de potentiel:

$$\frac{1}{\rho^f} = \frac{\partial \mathbf{G}_f}{\partial \mathbf{p}} = \frac{1}{\rho_0^f} [1 - (\mathbf{p} - \mathbf{p}_0) / \mathbf{k}_f] \quad (3-8)$$

Le coefficient scalaire \mathbf{k}_f est le module de compressibilité du fluide et \mathbf{G}_f^0 l'enthalpie libre initiale du fluide. Cette relation peut être linéarisée dans le cas des petites variations de la masse fluide:

$$\frac{1}{\mathbf{k}_f} = \frac{1}{\Delta \mathbf{p}} \left(\frac{\Delta \rho^f}{\rho_0^f} \right) \quad (3-9)$$

L'intérêt de la décomposition exprimée par (3-6) est que les caractéristiques du squelette sont clairement distinguées de celles du fluide saturant. Par conséquent, l'enthalpie libre du

squelette, décrivant les équations d'état du milieu poreux endommagé, est indépendante de la compressibilité du fluide. La forme générale du potentiel thermodynamique du squelette s'écrit alors:

$$\mathbf{G}_s = \mathbf{G}_s(\bar{\sigma}, \mathbf{p}, \omega(\dot{\mathbf{n}})) \quad (3-10)$$

La positivité de la dissipation intrinsèque est exprimée par l'inégalité de Clausius–Duhem:

$$\Phi_1 = \bar{\varepsilon}^e : \dot{\bar{\sigma}}^e + \phi \dot{\mathbf{p}} - \dot{\mathbf{G}}_s \geq 0 \quad (3-11)$$

En effectuant la différentiation du potentiel dans l'équation (3-11), on en déduit les équations d'état:

$$\begin{cases} \bar{\varepsilon}^e = \frac{\partial \mathbf{G}_s}{\partial \bar{\sigma}} \\ (\phi - \phi_0) = \frac{\partial \mathbf{G}_s}{\partial \mathbf{p}} \end{cases} \quad (3-12)$$

En plus des hypothèses émises pour la formulation du modèle mécanique au chapitre 2, on suppose que pour un état d'endommagement stationnaire, le milieu poreux présente un comportement poromécanique linéaire. L'enthalpie libre sera alors de forme quadratique en $(\bar{\sigma}, \mathbf{p})$ et linéaire en densité de microfissures $\omega(\dot{\mathbf{n}})$, soit :

$$\begin{aligned} \mathbf{G}_s(\bar{\sigma}, \mathbf{p}, \omega(\dot{\mathbf{n}})) &= \frac{1}{2} \bar{\sigma} : \mathbf{S}^{b\text{-hom}}(\omega(\dot{\mathbf{n}})) : \bar{\sigma} + \left[\bar{\mathbf{H}}^{b\text{-hom}}(\omega(\dot{\mathbf{n}})) : \bar{\sigma} \right] \mathbf{p} \\ &\quad + \frac{1}{2} \gamma^{\text{hom}}(\omega(\dot{\mathbf{n}})) \mathbf{p}^2 \end{aligned} \quad (3-13)$$

Le tenseur symétrique d'ordre quatre ($\mathbf{S}^{b\text{-hom}}$) est le tenseur de souplesses élastiques effectives du matériau endommagé en condition drainée, dont les composantes dépendent de

l'état de microfissuration. Le tenseur d'ordre 2, $\overline{\overline{\mathbf{H}}}^{b\text{-hom}}$, définit les coefficients (forme duale) de Biot, et le scalaire, γ^{hom} le module dual de Biot, du matériau endommagé. Tous deux dépendent de la distribution de microfissures.

Les équations constitutives décrivant le comportement poroélastique du matériau endommagé sont obtenues à partir du potentiel thermodynamique:

$$\overline{\overline{\varepsilon}} - \overline{\overline{\varepsilon}}^r = \frac{\partial \mathbf{G}_s}{\partial \overline{\overline{\sigma}}} = \mathbf{S}^{b\text{-hom}}(\omega(\overline{\mathbf{n}})) : \sigma + \overline{\overline{\mathbf{H}}}^{b\text{-hom}}(\omega(\overline{\mathbf{n}})) \mathbf{p} \quad (3-14a)$$

$$(\phi - \phi_0) = \frac{\partial \mathbf{G}_s}{\partial \mathbf{p}} = \overline{\overline{\mathbf{H}}}^{b\text{-hom}}(\omega(\overline{\mathbf{n}})) : \overline{\overline{\sigma}} + \gamma^{\text{hom}}(\omega(\overline{\mathbf{n}})) \mathbf{p} \quad (3-14b)$$

En utilisant les résultats donnés par l'approche micromécanique du chapitre précédent. Les composantes du tenseur de souplesse élastique sont déterminées par les relations (2-14). Les relations entre les coefficients de couplage ($\overline{\overline{\mathbf{H}}}^{b\text{-hom}}$) et (γ^{hom}) peuvent être déterminées à partir des données expérimentales dans une approche phénoménologique (Shao 1998). Cependant, des études micromécaniques (Auriault and Sanchez-Palencia 1977 ; Château et Dormieux 1998 ; Lydzba and Shao 2000) ont permis d'établir les relations entre les coefficients de couplage et les propriétés élastiques des constituants. Notamment il est possible d'exprimer les coefficients de Biot et le module de Biot en fonction des propriétés élastiques du squelette et la matrice solide et de la porosité:

$$\begin{cases} \mathbf{B}_{ij} = \delta_{ij} - \frac{\mathbf{C}_{ijkl}^{b\text{-hom}} \delta_{kl}}{3\mathbf{K}_s} \\ \beta = \frac{\frac{1}{3} \mathbf{B}_{ij} \delta_{ij} - \phi}{\mathbf{K}_s} \end{cases} \quad (3-15)$$

\mathbf{K}_s est le module de compressibilité volumique de la matrice solide en cas isotrope. $\mathbf{C}^{b\text{-hom}}$ le tenseur de rigidité élastique drainé du squelette endommagé. Par ailleurs, les coefficients de couplage vérifient les bornes suivantes:

$$\begin{cases} 0 \leq \beta \leq \frac{1-\phi}{K_s} \\ \phi \leq \frac{1}{3} \mathbf{B}_{ij} \delta_{ij} \leq 1 \end{cases} \quad (3-16)$$

En inversant les lois de comportements poroélastiques (3-14), on peut ainsi obtenir les relations suivantes :

$$\begin{cases} \mathbf{H}_{ij}^{b\text{-hom}} = \mathbf{S}_{ijkl}^{b\text{-hom}} \mathbf{B}_{kl} \\ \gamma^{\text{hom}} = \overline{\mathbf{B}} : \overline{\mathbf{H}}^{b\text{-hom}} + \beta \end{cases} \quad (3-17)$$

A partir des relations (3-15) et (3-17), en supposant que le module de compressibilité de la matrice solide reste constant et que les microfissures connectées dans le cas des roches fragiles avec l'endommagement induit, les propriétés élastiques du squelette sont affectées par initiation et propagation de microfissures. Les propriétés effectives sont décrites par le modèle mécanique du chapitre 2. Selon les relations ci-dessus, il est alors théoriquement possible de relier les coefficients de couplages effectifs en fonction de l'endommagement induit.

3.2.3 Critère de propagation de microfissures

Dans le chapitre 2, le critère de propagation de microfissures a été établi pour le matériau sec ou sans pression de fluide. Une extension est nécessaire pour prendre en compte l'influence de la pression interstitielle.

Rappelons que le critère de propagation a été basé sur l'hypothèse d'une fissure fictive soumise à une contrainte de traction équivalente. L'extension du critère consiste alors à prendre en compte l'influence de la pression interstitielle dans la définition de cette force de traction équivalente. On utilise le concept des contraintes effectives. Beaucoup d'études théoriques et expérimentales ont porté sur la validité de ce concept dans les domaines élastiques et anélastiques (Rice 1977; De Boer et Ehlers 1990; Pietruszczak et Pande 1995; De Buhan et

Dormieux 1996 ; Lydzba et Shao 2000). Les études micromécaniques sur milieux périodiques et aléatoires ont montré la validité de la contrainte effective de Terzaghi pour le critère de rupture et la limite élastique initiale des milieux poreux saturés. Cependant, la validité du concept de contraintes effectives dans le cas général n'est pas encore entièrement prouvée. Pour le grès étudié, nous avons procédé à une simple vérification de cette validité pour le chemin de compression triaxiale. Sur la Figure 3-1, les contraintes effectives à la rupture issues des essais de compression triaxiale drainée et non drainée sont présentées (Karami 1998). On constate que ces contraintes sont quasiment confondues et peuvent être décrites par une seule courbe. En se basant sur ces constats, nous admettons la validité du concept de Terzaghi dans un cadre plus général afin de décrire la propagation de microfissures en milieux poreux saturés. Dans ce cas, la contrainte normale effective appliquée à la microfissure s'écrit alors:

$$\sigma_n^{eff} = \sigma_n + p \quad (3-18)$$

Le critère de propagation de microfissures est donc exprimé par:

$$F(\bar{\sigma}, \mathbf{p}, \mathbf{r}(\bar{\mathbf{n}})) = \sqrt{\mathbf{r}(\bar{\mathbf{n}})} \left\{ \sigma_n^{eff} \left(\frac{f_c}{f_c + \langle -\sigma_n^{eff} \rangle^+} \right)^m + \mathbf{f}(\mathbf{r}(\bar{\mathbf{n}})) \left| \frac{\mathbf{r}}{\tau} \right| \right\} - C_r = 0 \quad (3-19)$$

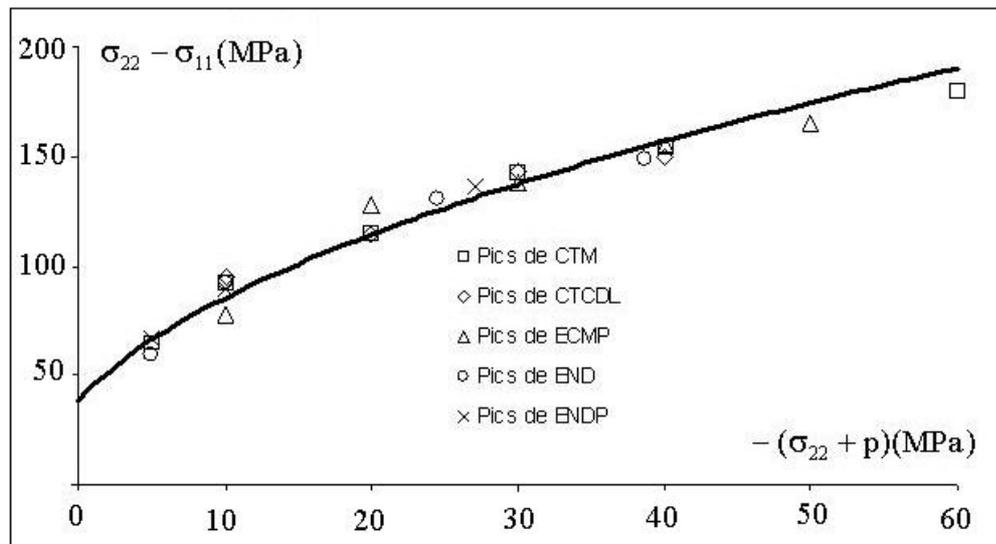


Figure 3-1 : Contraintes effectives à la rupture en condition drainée et non drainée lors des essais de compression triaxiale (Lu 2002)

3.2.4 Applications du modèle poromécanique aux divers chemins de sollicitations

Dans ce paragraphe, nous allons appliquer le modèle d'endommagement pour milieux poreux saturé à l'étude du comportement poromécanique sous différents chemins de sollicitations. Il s'agit des chemins homogènes en laboratoire en conditions drainées et non drainée. Les comparaisons entre simulations numériques et données expérimentales seront présentées. Ceci constitue une première phase de validation du modèle.

3.2.4.1 Compression triaxiale conventionnelle drainée

Ces essais sont effectués sur des échantillons cylindriques sous conditions axisymétriques. Ces essais sont utilisés ici pour déterminer les paramètres du modèle (étant donnée que le grès utilisé pour les essais de couplage n'est pas exactement le même que celui pour les essais mécaniques présentés au Chapitre 2). On suppose qu'il existe trois directions principales de l'endommagement qui coïncident avec celles du tenseur de Biot. En compression triaxiale orthotrope de révolution, ces directions principales sont celles définies par le repère principal de sollicitations. Nous avons les relations suivantes:

$$\begin{cases} \sigma_{22} = \sigma_{33} \\ \varepsilon_{22} = \varepsilon_{33} \\ \mathbf{b}_{22} = \mathbf{b}_{33} \end{cases} \quad (3-20)$$

Les composantes des tenseurs de rigidités et de souplesses élastiques sont également réduites:

$$\mathbf{C}_{2222} = \mathbf{C}_{3333}, \mathbf{C}_{1122} = \mathbf{C}_{1133}, \mathbf{S}_{2222} = \mathbf{S}_{3333}, \mathbf{S}_{1122} = \mathbf{S}_{1133} \quad (3-21)$$

Selon le modèle proposé, les coefficients de Biot et le module de Biot sont exprimés en fonction des propriétés élastiques effectives du matériau endommagé. On peut donc déterminer

les relations suivantes :

$$\begin{cases} \mathbf{b}_{11} = 1 - (\mathbf{C}_{1111} + \mathbf{C}_{2211} + \mathbf{C}_{3311})/(3\mathbf{K}_s) \\ \mathbf{b}_{22} = 1 - (\mathbf{C}_{1122} + \mathbf{C}_{2222} + \mathbf{C}_{3322})/(3\mathbf{K}_s) \\ \beta = \frac{\mathbf{b}_{11} + 2\mathbf{b}_{22}}{3\mathbf{K}_s} - \frac{\phi_0}{\mathbf{K}_s} \end{cases} \quad (3-22)$$

En utilisant les relations (3.15), on peut également déterminer les coefficients de couplage sous forme duale, introduits dans les lois de comportement poromécaniques:

$$\begin{cases} \mathbf{H}_{11}^{b\text{-hom}} = \mathbf{S}_{1111}^{b\text{-hom}} \mathbf{b}_{11} + 2\mathbf{S}_{1122}^{b\text{-hom}} \mathbf{b}_{22} \\ \mathbf{H}_{22}^{b\text{-hom}} = \mathbf{S}_{2211}^{b\text{-hom}} \mathbf{b}_{11} + \mathbf{S}_{2222}^{b\text{-hom}} \mathbf{b}_{22} + \mathbf{S}_{2233}^{b\text{-hom}} \mathbf{b}_{33} \end{cases} \quad (3-23)$$

$$\begin{aligned} \gamma^{\text{hom}} = & (\mathbf{S}_{1111}^{b\text{-hom}} + 2\mathbf{S}_{2211}^{b\text{-hom}}) \mathbf{b}_{11} + (\mathbf{S}_{1122}^{b\text{-hom}} + \mathbf{S}_{2222}^{b\text{-hom}} + \mathbf{S}_{3322}^{b\text{-hom}}) \mathbf{b}_{22} \\ & + (\mathbf{S}_{1122}^{b\text{-hom}} + \mathbf{S}_{2233}^{b\text{-hom}} + \mathbf{S}_{3333}^{b\text{-hom}}) \mathbf{b}_{33} - \frac{\phi_0}{\mathbf{K}_s} \end{aligned} \quad (3-24)$$

Les lois de comportement se réduisent aux relations suivantes:

$$\begin{cases} \varepsilon_{11} - \varepsilon_{11}^r = \mathbf{S}_{1111}^{b\text{-hom}} \sigma_{11} + 2\mathbf{S}_{1122}^{b\text{-hom}} \sigma_{22} + \mathbf{H}_{11}^{b\text{-hom}} \mathbf{p} \\ \varepsilon_{22} - \varepsilon_{22}^r = \mathbf{S}_{2211}^{b\text{-hom}} \sigma_{11} + (\mathbf{S}_{2222}^{b\text{-hom}} + \mathbf{S}_{2233}^{b\text{-hom}}) \sigma_{22} + \mathbf{H}_{22}^{b\text{-hom}} \mathbf{p} \\ \phi - \phi_0 = \mathbf{H}_{11}^{b\text{-hom}} \sigma_{11} + 2\mathbf{H}_{22}^{b\text{-hom}} \sigma_{22} + \gamma^{\text{hom}} \mathbf{p} \end{cases} \quad (3-25)$$

Les déformations anélastiques $\bar{\varepsilon}^r$ sont calculées de la même manière que le modèle mécanique présenté au chapitre 2.

3.2.4.2 Compression triaxiale conventionnelle non drainée

Pour ces chemins de sollicitation, les relations précédentes restent valables. La condition non drainée est exprimée par le fait que l'apport de masse fluide est nul, à savoir:

$$\frac{\mathbf{m}}{\rho_0} = 0 \quad (3-26)$$

En utilisant les lois de comportement précédentes et la relation (3-5), on peut calculer la pression interstitielle engendrée au cours de chargement (Shao 1998), soit:

$$\mathbf{p} = -\mathbf{M}(\mathbf{b}_{11}\varepsilon_{11} + 2\mathbf{b}_{22}\varepsilon_{22}) \quad (3-27)$$

Avec:

$$\mathbf{M} = \frac{\mathbf{k}_s}{\left(1 - \frac{\mathbf{C}_{ijij}}{9\mathbf{k}_s}\right) - \phi_0 \left(1 - \frac{\mathbf{k}_s}{\mathbf{k}_f}\right)} \quad (3-28)$$

3.2.5 Détermination des paramètres du modèle poromécanique

La procédure de détermination des paramètres du modèle à partir des données expérimentales a été détaillée au Chapitre 2. La même procédure est donc utilisée pour déterminer les paramètres du modèle pour le grès des Vosges (appelé le grès N°2), sur lequel les études poromécaniques ont été menées. Les valeurs obtenues sont présentées au tableau 3-1.

Cependant, pour la simulation des essais non drainés, il est nécessaire de prendre en compte la compressibilité du fluide pour exprimer l'apport de masse fluide. On doit donc déterminer le module de compressibilité du fluide saturant. Ce module n'a pas été directement mesuré. Nous avons calculé sa valeur en utilisant la relation suivante, issue de la poroélasticité linéaire isotrope:

$$\mathbf{k}_f = \frac{\phi_0 \mathbf{B}_s \mathbf{k}_s}{(1 - \mathbf{B}_s) \mathbf{k}_s / \mathbf{k}_0 + (1 + \phi_0) \mathbf{B}_s - 1}, \quad \mathbf{k}_0 = E_0 / 3(1 - 2\nu_0) \quad (3-29)$$

Tableau 3-1: Récapitulatif des valeurs des paramètres pour le grès 2

Paramètres poroélastiques initiaux	E_0	19000 MPa
	ν_0	0,197
	b^0	0,80
	ϕ_0	0,20
	B	0,415
Paramètres du critère de propagation de microfissures	r_0	0,003m
	r_c	0,009m
	C_r	0,95 MPa $\sqrt{\text{m}}$
	F_c	38,0 MPa
	m	0,28
	η	1,076667
Paramètres de déformation anélastique	N / Ω	650000 / m ³
	χ	0,0015

Les valeurs du coefficient de Skempton (B_s), la porosité initiale de ($\phi_0 = 0.2$) et du module de compressibilité de la matrice solide (k_s) ont été déterminée par des essais (Karami 1998). L'ensemble des paramètres obtenus pour le grès 2 est donné dans le Tableau 3.1. Sur la Figure 3-2, nous présentons la courbe théorique de rupture en comparaison avec des données expérimentales issues de différents chemins de sollicitations en conditions drainées et non drainées. On obtient une très bonne concordance en ce qui concerne le critère de rupture.

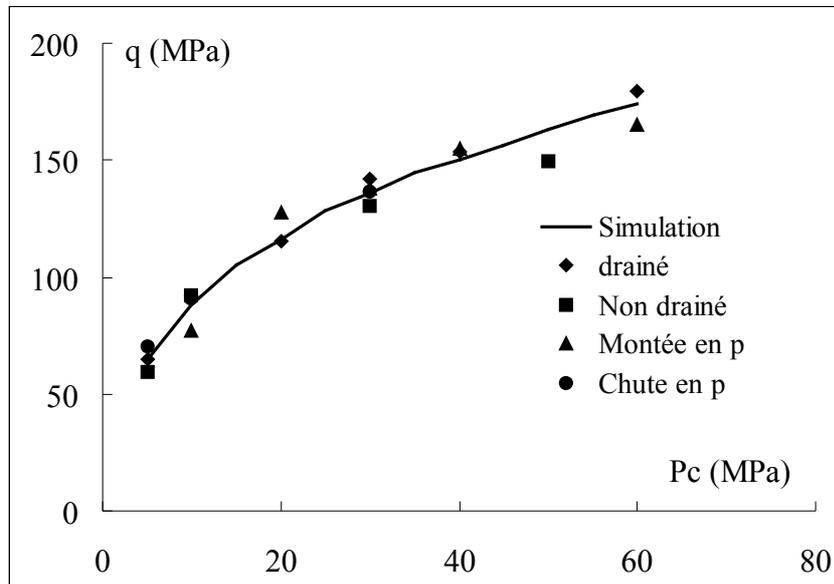


Figure 3-2 : Comparaison entre la courbe théorique et les données expérimentales des contraintes à la rupture du grès des Vosges (N° 2)

3.2.6 Comparaisons et discussions

Nous présentons maintenant les comparaisons entre les simulations numériques et les données expérimentales pour divers chemins de sollicitations. Mis à part des essais de compression triaxiale drainée, ces chemins n'ont pas été utilisés pour la détermination des paramètres. Il s'agit donc d'une phase de validation du modèle pour le comportement poromécanique. Les chemins de sollicitation étudiés sont les suivants:

- ① essais de compression triaxiale drainée monotone ;
- ② essais de compression triaxiale drainée avec cycles de déchargement -rechargement latéral ;
- ③ essais de compression triaxiale drainée avec montée en pression interstitielle ;
- ④ essais de compression triaxiale non drainée monotone.

3.2.6.1 Essai de compression triaxiale drainée (CTM)

Les essais de compression triaxiale en condition drainée ont été simulés et les résultats des simulations numériques sont comparés aux données expérimentales. Un récapitulatif des ces essais effectués est montré sur la Figure 3-3. Nous observons une bonne concordance générale. La dépendance des réponses mécaniques de la pression de confinement est bien mise en évidence. La dilatation volumique due l'ouverture de microfissures est également reproduite. Il faut rappeler que les valeurs moyennes des paramètres élastiques initiaux sont utilisées dans les simulations, ce qui explique quelques divergences au début de chargement.

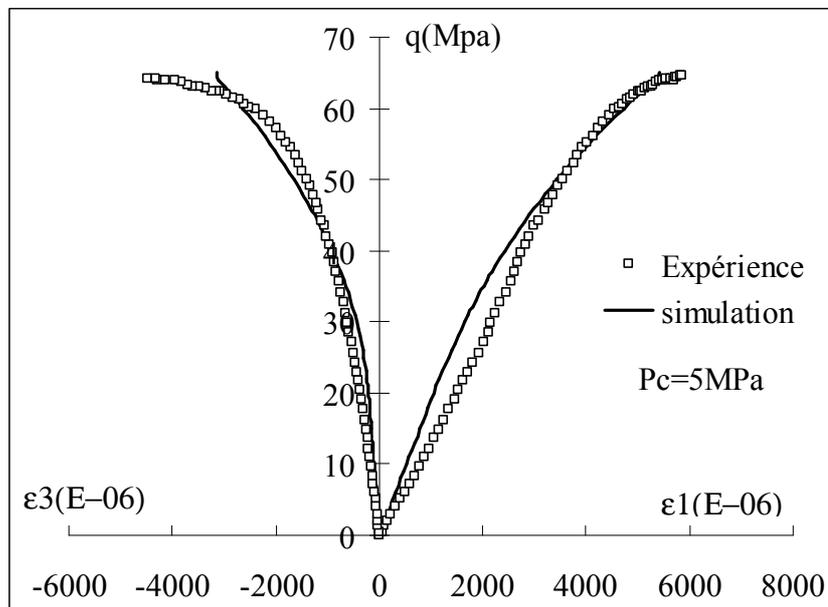


Figure 3-3 : (a)

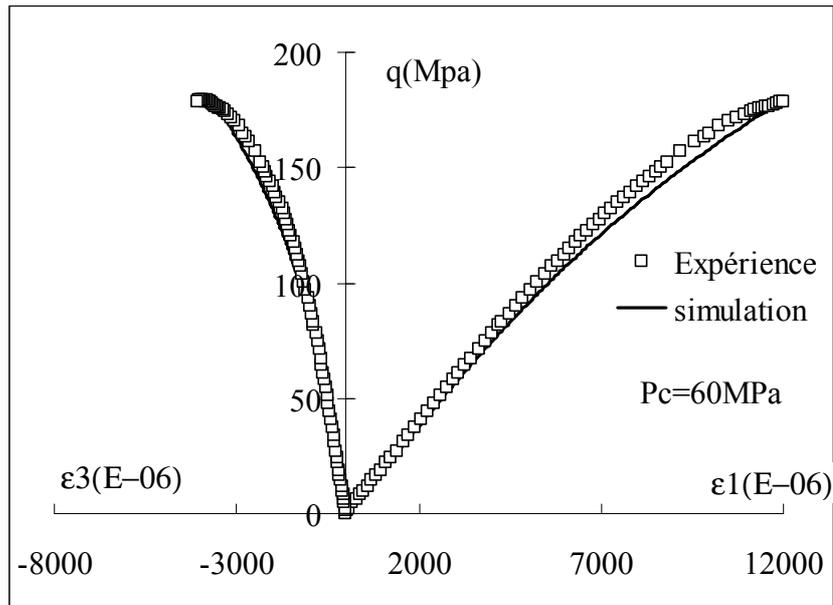


Figure 3-3 : (b)

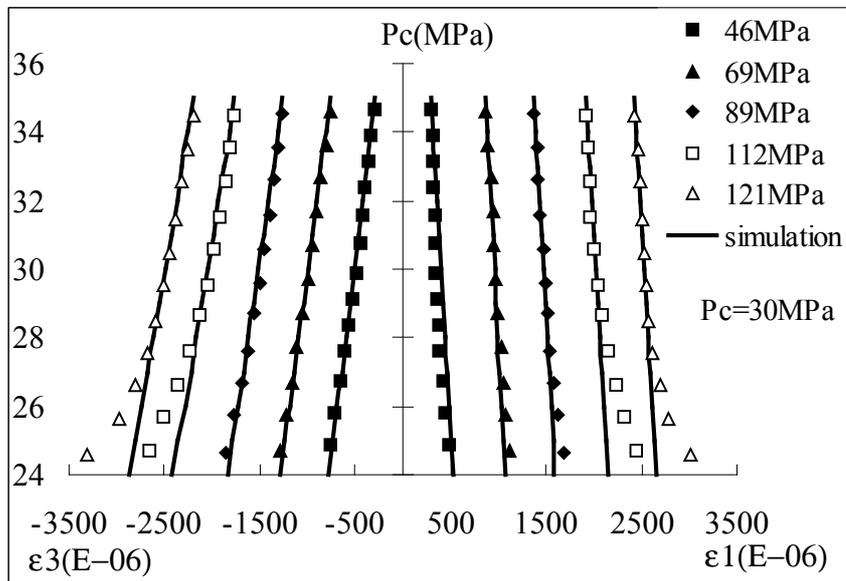
Figure 3-3 : Comparaison entre données expérimentales et simulations numériques lors des essais de compression triaxiale drainée

3.2.6.2 Essai de compression triaxiale drainée avec cycles de déchargement -rechargement latéral (CTCDL)

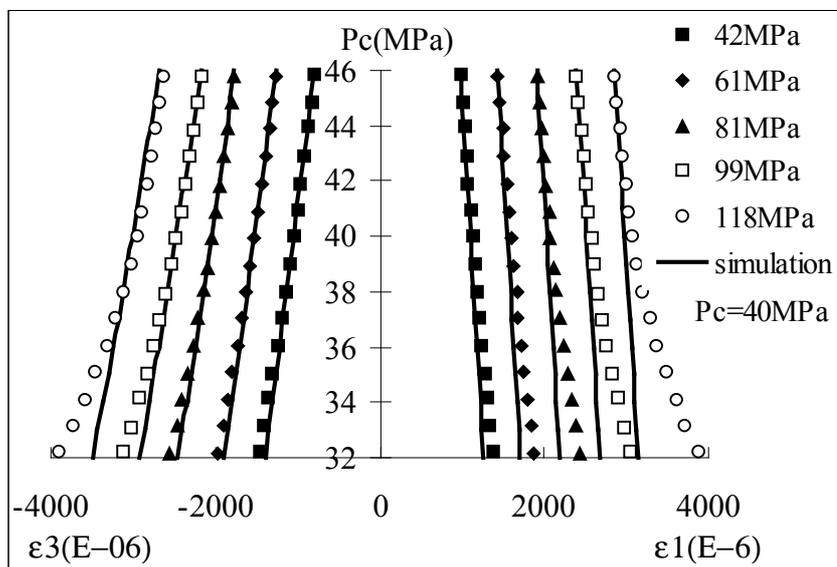
La procédure de cet essai consiste à appliquer d'abord une pression de confinement choisie. On augmente ensuite le niveau du déviateur à la valeur choisie. En maintenant la contrainte axiale constante, on augmente la pression de confinement jusqu'à certaine valeur P_{c2} , et ensuite on la diminue à une valeur P_{c1} , inférieure à la valeur initiale de confinement. Enfin, la pression de confinement est réaugmentée à sa valeur initiale P_c . La procédure est répétée à un niveau du déviateur supérieur jusqu'à la rupture de l'échantillon.

Les résultats essentiels de ces essais concernent les variations des déformations au cours des cycles de déchargement – rechargement latéral. Les simulations numériques sont présentées sur la Figure 3-4 pour les pressions de confinements de 30MPa et de 40MPa. Une assez bonne concordance est obtenue, notamment les réponses non linéaires au cours de la diminution de la pression de confinement sont bien reproduites. Néanmoins, le modèle conduit à une sous estimation de la variation de la déformation latérale pour le dernier niveau de déviateur. Il est

vrai qu'à ce niveau de déviateur, la coalescence de certaines microfissures et les phénomènes de localisation commencent à se développer, les mesures expérimentales ne sont plus représentatives d'une réponse homogène. Une extension du modèle incluant ces phénomènes de localisation et de coalescence sera nécessaire pour améliorer la simulation.



(a)



(b)

Figure 3-4 : Essai de compression triaxiale drainée avec cycles de déchargement et recharge latéral: (a) pour $P_c=30\text{MPa}$ et sous différents niveaux du déviateur (46MPa, 69MPa, 89MPa, 112MPa, 121MPa) ; (b) pour $P_c=40\text{MPa}$ et sous différents niveaux du déviateur (42MPa, 61MPa, 81MPa, 99MPa, 118MPa)

3.2.6.3 Essai de compression triaxiale avec montée en pression interstitielle sous différents niveaux du déviateur (ECMP)

La procédure de l'essai est la suivante (voir la Figure 3-5):

- ① Appliquer une sollicitation hydrostatique en condition drainée à une pression de confinement choisie ($\sigma_{11} = \sigma_{22} = \sigma_{33} = P_c$).
- ② Appliquer un niveau du déviateur de contrainte $q(n_i)$ en augmentant la contrainte axiale.
- ③ Maintenir les contraintes axiale et latérale constantes et augmenter la pression interstitielle (p) jusqu'à une valeur choisie, ensuite la décharger à sa valeur initiale.
- ④ Répéter le cycle pour un niveau de déviateur supérieur jusqu'à la rupture de l'échantillon.

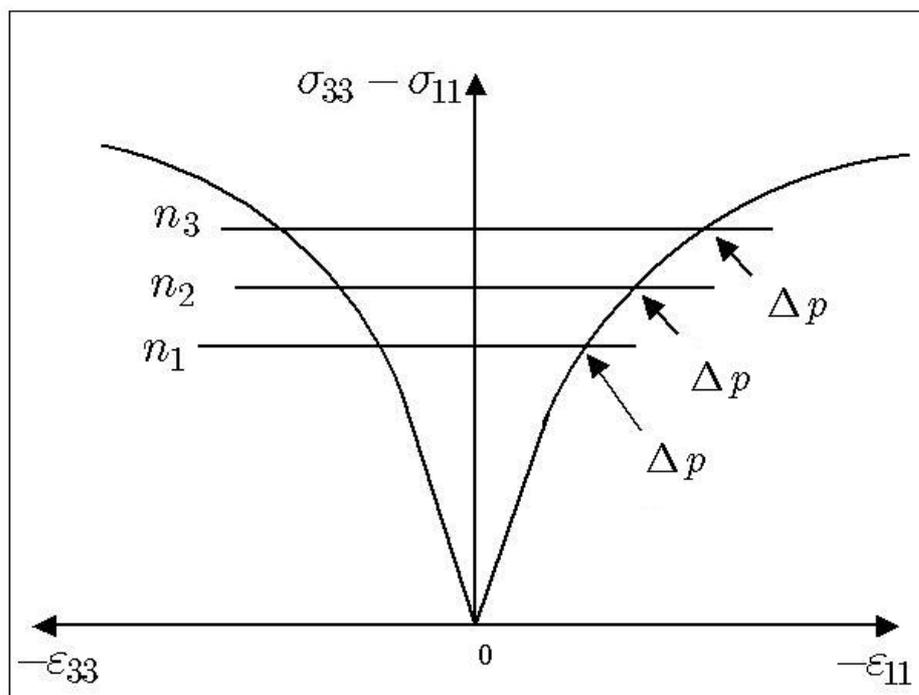


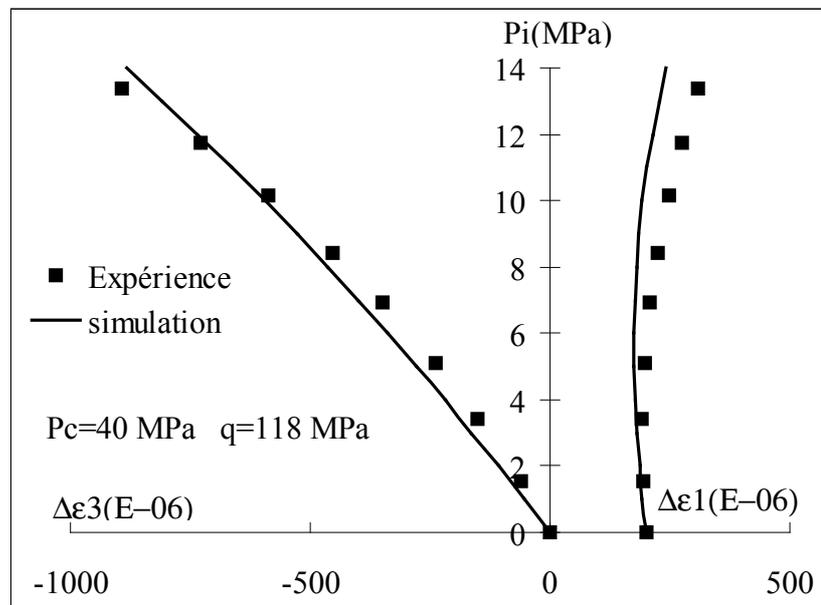
Figure 3-5 : Schématisation d'un essai de compression triaxiale drainée avec montée en pression interstitielle.

L'objectif de ces essais est de mettre en évidence les conséquences de l'endommagement induit par le déviateur de contrainte, sur les réponses poromécanique du matériau soumis à une

sollicitation hydrostatique.

Les résultats des simulations numériques sont présentés et comparés avec les données expérimentales sur la Figure 3-6 pour l'essai avec la pression de confinement de $P_c=40\text{MPa}$ et de $P_c=50\text{MPa}$.

Une bonne concordance est observée, les principales caractéristiques du comportement poromécanique sont reproduites. Les différences des déformations axiale et latérale, dues à l'anisotropie induite du matériau, sont bien décrites. La déformation latérale est plus importante que la déformation axiale, parce que les microfissures se développent principalement dans la direction axiale. Les non-linéarités des déformations, liées à la propagation de microfissures pendant l'augmentation de la pression interstitielle est également bien décrite. Quelques écarts non négligeables existent pour les faibles niveaux du déviateur de contraintes. Le modèle prédit une réponse non linéaire trop importante, donc une propagation de microfissures excessive. Ceci peut être lié à deux raisons, une sous-estimation par le modèle du seuil d'endommagement, et la mise en question de la validité des contraintes effectives de Terzaghi quand la densité de microfissures est faible.



(a)

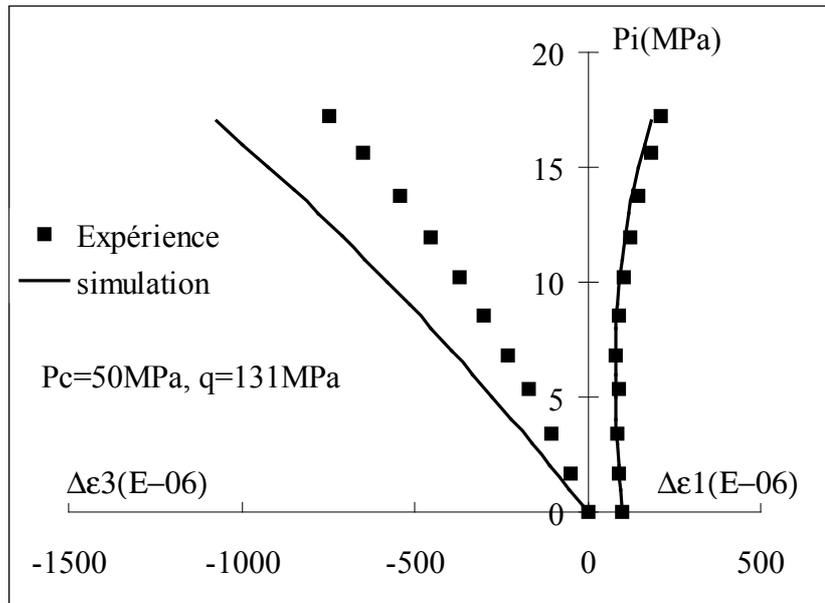


Figure 3-6 Essai de compression triaxiale avec montée en pression interstitielle: (a) la pression de confinement de $P_c=40\text{MPa}$, (b) la pression de confinement de $P_c=50\text{MPa}$

N.B: L'abscisse $\Delta\varepsilon_{11} = 200 \times 10^{-6}$ est une valeur de référence permettant une meilleure lisibilité des courbes

3.2.6.4 Essai de compression triaxiale non drainée monotone (END)

Les essais de compression triaxiale non drainée monotones ont été simulés. Les comparaisons entre les simulations numériques et les résultats expérimentaux ont présenté sur la Figure 3-7 pour la pression de confinement de $P_c=50\text{MPa}$. Une bonne concordance est obtenue entre les simulations numériques et les données expérimentales. Mais nous avons constaté une sur estimation de la pression interstitielle pour des essais à faibles pressions de confinement ($P_c=10\text{MPa}$, $P_c=5\text{MPa}$). Cependant, l'allure générale est en accord avec elle des données expérimentales.

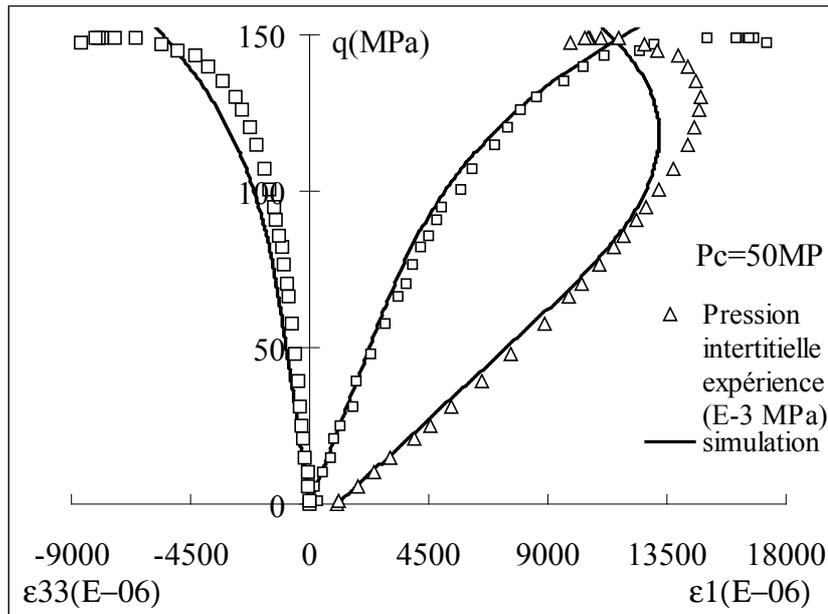


Figure 3-7: Essai de compression triaxiale en condition non drainée avec la pression de confinement de $P_c=50\text{MPa}$

3.3. Détermination de la variation de la perméabilité

Dans ce paragraphe, nous allons aborder l'étude de la variation de la perméabilité induite par microfissurations. En effet, comme ce qui a été indiquée dans l'introduction, la microfissuration affecte non seulement les propriétés mécaniques, mais également les propriétés de transport. Pour de nombreux problèmes d'ingénieur, la perméabilité joue un rôle déterminant. Dans ce qui suit, nous allons proposer une méthode de détermination de la variation de la perméabilité en fonction de microfissures.

Les méthodes de détermination des propriétés hydrauliques des milieux fissurés ainsi que des massifs fracturés peuvent se diviser en méthodes directes et indirectes. Les méthodes directes simulent l'écoulement dans un réseau de fissures engendrées suivant certaines lois statistiques, et essaient d'établir des relations entre le gradient de pression et le flux moyen dans ce réseau (Long et al. 1982 ; Shwartz et Smith 1988 ; Cacas et al.1990), et d'en déduire sa perméabilité. Les méthodes indirectes (Bear 1972 ; Oda 1986 ; Zhang et al. 1996) tentent de déterminer, par d'autres procédures prenant en compte des données statistiques des fissures, les propriétés des milieux poreux équivalents. Une analyse des travaux utilisant les méthodes directes révèle une certaine difficulté dans ces travaux de définition des valeurs moyennes de

flux et de gradient de pression dans un réseau de fissures, et par-là, du tenseur de conductivité moyenne du réseau. Long et al. (1982) reconnaissent en effet la difficulté d'accéder au flux moyen dans un réseau de fractures, du fait que le flux local est contrôlé par la direction des fractures. Ils se proposent, pour contrer cette difficulté, une méthode passant par le calcul de la perméabilité dans la direction de gradient.

L'approche indirecte utilisée souvent par des chercheurs, suppose que la région du flux est équivalente au milieu poreux. Dans cette région, elle contient des fissures nombreuses qui sont suffisantes et partiellement interconnectées. Le flux moyen peut être évalué et prévu dans le VER. C'est ce type de méthode qui est retenue dans notre étude.

3.3.1 Méthode de calcul de la perméabilité

Trois catégories des modèles ont souvent été utilisées : 1) microfissure plane et parallèle, 2) microfissure orthogonale dans les 3 directions, 3) microfissure disque distribué aléatoirement. La perméabilité intrinsèque de fissure parallèle est donné par $\mathbf{k} = \frac{\mathbf{e}^3}{12\mathbf{S}}$, et celle de microfissure orthogonale est défini par $\mathbf{k} = \frac{2\mathbf{e}^3}{12\mathbf{S}}$, \mathbf{e} et \mathbf{S} correspondent respectivement à l'épaisseur et à la surface de microfissure (Snow, 1968). Pour la distribution aléatoire (et isotrope) de microfissures, la perméabilité est estimée par $\mathbf{k} = \frac{4\pi\lambda \mathbf{e}^3 \mathbf{r}^2}{15\mathbf{S}^3}$, où λ est la probabilité de percolation (le taux de microfissures connectées par rapport aux fissures totales), et \mathbf{r} est le rayon de fissure (Gueguen et al. 1989). Bien que ces modèles soient simples, leur validité est assez limitée et ils conduisent souvent à une surestimation de la perméabilité. En plus, l'anisotropie induite n'est pas prise en compte. On propose ici de développer un modèle qui prendra en compte la distribution orientée de microfissures, en s'inspirant des travaux antérieurs d'Oda (1986).

3.3.2 Représentation de la distribution de microfissures

Des hypothèses ont été retenues au Chapitre 2 sur la distribution de microfissures et on les adopte pour la détermination des propriétés hydrauliques. On considère ici un corps perméable hétérogène occupant Ω dans l'espace. Le domaine occupé par une famille de microfissures en

forme de disque, *i.e.* un ensemble de microfissures ayant toutes le même vecteur normal unitaire $\hat{\mathbf{n}}$, est noté $\mathbf{w} \cdot \mathbf{w}^+$ et \mathbf{w}^- désignent respectivement la face supérieure et inférieure de la microfissures, avec sa normale $\hat{\mathbf{n}}$ et $-\hat{\mathbf{n}}$ (cf. Figure 3-8). Le traitement que nous allons faire pour calculer la perméabilité est le même que celui choisi pour calculer l'endommagement induit.

Ces disques sont caractérisés par des paramètres indépendants $(\mathbf{x}, \mathbf{y}, z, \hat{\mathbf{n}}, \mathbf{r}(\hat{\mathbf{n}}), \mathbf{e}(\hat{\mathbf{n}}), \theta, \phi)$: il s'agit respectivement des trois coordonnées du centre, la normale, du rayon, de l'ouverture et des deux angles en coordonnées sphériques du vecteur normal au plan du disque. Ici, les deux paramètres θ et ϕ traduisent en fait la position des points de Gauss choisis chapitre 2 pour l'intégration numérique des propriétés mécaniques du matériau endommagé.

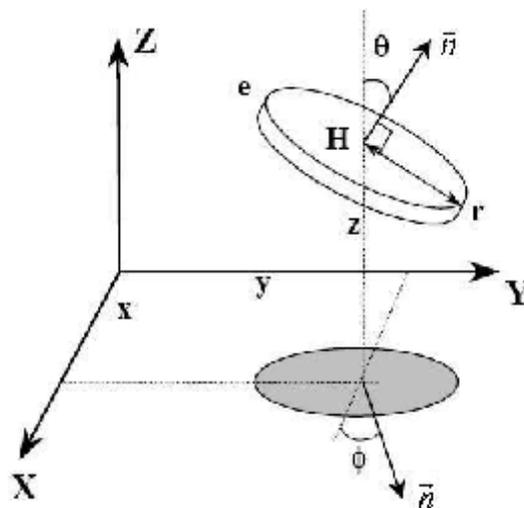


Figure 3-8 : Représentation géométrique des microfissures comme des disques dans l'espace

Le modèle de répartition des centres des microfissures (ou de la distribution du nombre de microfissures) dans le matériau dépend des processus physiques les ayant engendrées. Les processus à l'origine de la microfissuration peuvent être une sollicitation mécanique, des contraintes thermiques, une suppression dans les pores ou autre. Plusieurs processus différents peuvent fortement conditionner la répartition spatiale des microfissures créées (tectoniques, processus, physique-chimiques ou thermiques). Dans l'objectif de l'élaboration d'une loi de comportement poromécanique couplée assez simple, il a été supposé que la roche considérée

dispose d'une distribution isotrope de microfissures dans l'espace. Dans l'approche micromécanique utilisée ici, on suppose que les sollicitations extérieures font propager ces microfissures dans certaines directions, mais elles ne modifient pas la probabilité de distribution du nombre de microfissure dans chaque orientation. On doit supposer que le matériau est homogène. De ce fait, on suppose ici une répartition uniforme du centre de microfissures, caractérisée par une seule variable, la densité volumique des microfissures $\rho = \mathbf{N}/\Omega$, qui sera égale au nombre de microfissure par unité de volume.

3.3.3 Tenseur de perméabilité de microfissuration

La loi d'écoulement dans une microfissure peut être assimilée à la loi de Darcy dans un milieu poreux anisotrope, la matrice peut être considérée comme un milieu poreux avec la perméabilité initiale \mathbf{k}_0 associée à la porosité initiale. Les microfissures créées par l'endommagement se superposent à ce réseau existant. Dans cette étude, on suppose que toutes les microfissures affectent le comportement mécanique mais en revanche qu'il peut y avoir un certain nombre de microfissures qui ne contribue pas à la variation de la perméabilité quand la taille de celles-ci reste encore faible. C'est la notion de connectivité hydraulique.

On suppose que l'écoulement macroscopique du milieu poreux homogénéisé est décrit par la loi de Darcy reliant la vitesse du flux au gradient $\nabla \mathbf{p}$ de pression \mathbf{p} , faisant appel à un tenseur de perméabilité:

$$\frac{\mathbf{r}}{\mathbf{v}} = -\frac{\bar{\mathbf{k}}}{\mu} \cdot \nabla \mathbf{p} = -\frac{(\bar{\mathbf{k}}_0 + \bar{\mathbf{k}}_c)}{\mu} \nabla \mathbf{p} \quad (3-30)$$

La variable μ désigne la viscosité dynamique du fluide. $\bar{\mathbf{k}}_c$ définit le tenseur de perméabilité associé aux microfissures, en fonction de la direction $\hat{\mathbf{n}}$, le rayon moyen $\mathbf{r}(\hat{\mathbf{n}})$ et l'ouverture normale moyenne $\mathbf{e}(\hat{\mathbf{n}})$ des microfissures. Par la suite, on présente la détermination du tenseur de perméabilité associé aux microfissures.

On désigne par $\mathbf{v}^{(c)}$ la vitesse locale dans une microfissure, et Ω^c est associé au volume occupé par microfissures, la vitesse $\frac{\mathbf{r}}{\mathbf{v}^c}$ du flux apparent par les microfissures traversés du

matériau est définie par:

$$\frac{\mathbf{r}}{\mathbf{v}^c} = \frac{1}{\Omega} \int_{\Omega} \mathbf{r}^{(c)} d\Omega = \frac{1}{\Omega} \int_{\Omega^c} \mathbf{r}^{(c)} d\Omega^c \quad (3-32)$$

On introduit ici une fonction de probabilité $E(\hat{\mathbf{n}}, \mathbf{r}(\hat{\mathbf{n}}), \mathbf{e}(\hat{\mathbf{n}})) d\Omega d\mathbf{r} d\mathbf{e}$ présentant la probabilité des microfissures $(\hat{\mathbf{n}}, \mathbf{r}(\hat{\mathbf{n}}), \mathbf{e}(\hat{\mathbf{n}}))$, et satisfaisant :

$$\int_0^\infty \int_0^\infty \int_{\Omega} E(\hat{\mathbf{n}}, \mathbf{r}(\hat{\mathbf{n}}), \mathbf{e}(\hat{\mathbf{n}})) d\Omega d\mathbf{r} d\mathbf{e} = 1 \quad (3-33)$$

Le nombre de microfissures $(\hat{\mathbf{n}}, \mathbf{r}(\hat{\mathbf{n}}), \mathbf{e}(\hat{\mathbf{n}}))$ dans le volume Ω est défini par dN , m est le nombre total des microfissures dans le VER. Pour estimer le nombre des microfissures (dans une direction donnée) $(\hat{\mathbf{n}}, \mathbf{r}(\hat{\mathbf{n}}), \mathbf{e}(\hat{\mathbf{n}}))$, on a :

$$dN = m E(\hat{\mathbf{n}}, \mathbf{r}(\hat{\mathbf{n}}), \mathbf{e}(\hat{\mathbf{n}})) d\Omega d\mathbf{r} d\mathbf{e} \quad (3-34)$$

Chacune des microfissures $(\hat{\mathbf{n}}, \mathbf{r}(\hat{\mathbf{n}}), \mathbf{e}(\hat{\mathbf{n}}))$ a un volume égalant à $\pi \mathbf{r}(\hat{\mathbf{n}})^2 \mathbf{e}(\hat{\mathbf{n}})$, le volume total $d\Omega^c$ associé aux microfissures $(\hat{\mathbf{n}}, \mathbf{r}(\hat{\mathbf{n}}), \mathbf{e}(\hat{\mathbf{n}}))$ vaut alors :

$$d\Omega^c = \pi \mathbf{r}(\hat{\mathbf{n}})^2 \mathbf{e}(\hat{\mathbf{n}}) dN = m \pi \mathbf{r}(\hat{\mathbf{n}})^2 \mathbf{e}(\hat{\mathbf{n}}) E(\hat{\mathbf{n}}, \mathbf{r}(\hat{\mathbf{n}}), \mathbf{e}(\hat{\mathbf{n}})) d\Omega d\mathbf{r} d\mathbf{e} \quad (3-35)$$

Par ailleurs, on suppose que le gradient de pression sur la microfissure $(\hat{\mathbf{n}}, \mathbf{r}(\hat{\mathbf{n}}), \mathbf{e}(\hat{\mathbf{n}}))$ peut se décomposer de la manière suivante :

$$\nabla \mathbf{p}^c = \nabla \mathbf{p} - (\hat{\mathbf{n}} \cdot \nabla \mathbf{p}) \hat{\mathbf{n}} \quad (3-36)$$

$\nabla \mathbf{p}^c$ est donc la composante du gradient de pression $\nabla \mathbf{p}$ projeté sur la microfissure $(\hat{\mathbf{n}}, \mathbf{r}(\hat{\mathbf{n}}), \mathbf{e}(\hat{\mathbf{n}}))$.

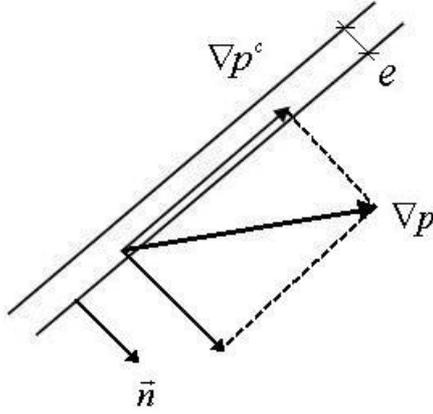


Figure 3-9 : le gradient de pression sur la microfissure $(\hat{\mathbf{n}}, \mathbf{r}(\hat{\mathbf{n}}), \mathbf{e}(\hat{\mathbf{n}}))$

L'hypothèse de l'écoulement laminaire est retenue pour l'écoulement le long de la microfissure : on a :

$$\mathbf{v}^c(\hat{\mathbf{n}}) = -\frac{\lambda}{12} \frac{1}{\mu} \mathbf{e}(\hat{\mathbf{n}})^2 \nabla p^c(\hat{\mathbf{n}}) \quad (3-38)$$

Le paramètre λ est un coefficient scalaire compris entre $0 < \lambda \leq 1$. Ce paramètre dépendra de la rugosité des surfaces des microfissures.

En injectant l'équation (3-37) dans l'équation (3-38), la vitesse du flux est de la forme suivante :

$$\mathbf{v}^c(\hat{\mathbf{n}}) = -\frac{\lambda}{12} \frac{1}{\mu} \mathbf{e}(\hat{\mathbf{n}})^2 (\bar{\delta} - \hat{\mathbf{n}} \otimes \hat{\mathbf{n}}) \cdot \nabla p^c(\hat{\mathbf{n}}) \quad (3-39)$$

D'après l'équation (3-36) et l'équation (3-39), l'équation (3-32) devient :

$$\mathbf{v}^c = \frac{1}{\Omega} \int_{\Omega^c} \mathbf{v}^c d\Omega^c = -\frac{\lambda}{12} \frac{1}{\mu} \pi \rho \int_0^\infty \int_0^\infty \int_{\Omega} \mathbf{r}^2 \mathbf{e}^3 (\bar{\delta} - \hat{\mathbf{n}} \otimes \hat{\mathbf{n}}) \mathbf{E}(\mathbf{n}, \mathbf{r}, \mathbf{e}) d\Omega dr de \cdot \nabla p \quad (3-40)$$

La variable $\rho = \frac{\mathbf{A}(\mathbf{r}(\hat{\mathbf{n}})) \cdot \mathbf{N}}{\Omega}$ la densité volumique de microfissures hydrauliquement

connectées. La fonction $\mathbf{A}(\mathbf{r}(\hat{\mathbf{n}}))$ est désigné par : $\mathbf{A}(\mathbf{r}(\hat{\mathbf{n}})) = \left(\frac{\mathbf{r}(\hat{\mathbf{n}}) - \mathbf{r}_0}{\mathbf{r}_c - \mathbf{r}_0}\right)^\zeta$, avec ζ un paramètre du modèle. Cette fonction est introduite ici pour tenir compte de la connectivité hydraulique de microfissures. Elle augmente avec la taille de microfissures. Ceci signifie que quand la taille des microfissures est faible (faible densité), certaines microfissures ne contribuent pas à l'écoulement hydraulique car elles ne sont pas connectées au réseau d'écoulement. Avec l'augmentation de la taille de microfissures, celles-ci se connectent progressivement au réseau et ainsi contribuent à l'écoulement. C'est une approche empirique proposée ici mais qui représente approximativement le phénomène observé expérimentalement.

Comparant l'équation (3-40) et la loi de Darcy macroscopique (l'équation 3-30), la vitesse du flux apparent est de la forme suivante :

$$\frac{\mathbf{r}}{\bar{\mathbf{v}}} = -\frac{1}{\mu} \bar{\mathbf{k}}_0 \cdot \nabla \mathbf{p} - \frac{1}{\mu} \left[\frac{\lambda}{12} \pi \rho \int_0^\infty \int_0^\infty \int_\Omega \mathbf{r}^2 \mathbf{e}^3 (\bar{\delta} - \hat{\mathbf{n}} \otimes \hat{\mathbf{n}}) \mathbf{E}(\mathbf{n}, \mathbf{r}, \mathbf{e}) d\Omega d\mathbf{r} d\mathbf{e} \right] \cdot \nabla \mathbf{p} \quad (3-41)$$

On en déduit alors le tenseur de perméabilité associée aux microfissures:

$$\bar{\mathbf{k}}_c = \frac{\lambda}{12} \pi \rho \int_0^\infty \int_0^\infty \int_\Omega \mathbf{r}^2 \mathbf{e}^3 (\bar{\delta} - \hat{\mathbf{n}} \otimes \hat{\mathbf{n}}) \mathbf{E}(\mathbf{n}, \mathbf{r}, \mathbf{e}) d\Omega d\mathbf{r} d\mathbf{e} \quad (3-42)$$

En effectuant l'intégration de (3-42) dans le VER, on a alors :

$$\bar{\mathbf{k}}_c = \frac{\lambda \pi N}{12 \Omega} \frac{1}{4\pi} \int_{\mathbf{S}^2} \mathbf{A}(\mathbf{r}(\hat{\mathbf{n}})) \cdot \mathbf{r}(\hat{\mathbf{n}})^2 \mathbf{e}(\hat{\mathbf{n}})^3 (\bar{\delta} - \hat{\mathbf{n}} \otimes \hat{\mathbf{n}}) d\mathbf{S} \quad (3-43)$$

Comme la répartition des rayons moyens et des ouvertures de microfissures dépend de leur orientations, on constate que le tenseur de perméabilité présente clairement un caractère anisotrope.

3.3.4. Identification des paramètres

Avec le modèle proposé, le calcul des composantes du tenseur de la perméabilité nécessite la détermination de trois paramètres ($\bar{\mathbf{k}}_0, \lambda, \zeta$). L'obtention de ces paramètres se fait à partir

des données issues des essais hydromécaniques couplés ; par exemple, des essais de compression triaxiale avec mesure de la perméabilité en fonction de la contrainte déviatorique. Le modèle proposé est utilisé pour deux matériaux, le granite du Lac du Bonnet et un grès de Vosges.

La perméabilité initiale du matériau est supposée isotrope, soit $\bar{k}_0 = k_0 \bar{\delta}$. Différentes méthodes peuvent être utilisées pour déterminer la perméabilité initiale (voir le Chapitre 1). Selon les travaux de Souley et al. (2001) la perméabilité initiale du granite de Lac du Bonnet a été estimée de 10^{-21} m^2 .

Le grès de Vosges étudié est un grès type, de couleur jaune – rose de matrice quartzreuse. La taille de grains varie de 200 à 300 μm . Les grains anguleux de taille homogène et quelques cristaux de quartz sont très bien formés. La porosité totale ouverte est égal environnement à 20,22%. La perméabilité initiale k_0 vaut environ 10^{-17} m^2 .

Le paramètre λ représente la rugosité de microfissures, Le paramètre ζ permet de décrire la connectivité hydraulique de microfissures ; sa valeur a été identifiée à partir de la variation de la perméabilité en fonction de contrainte déviatorique lors d'un essai de compression triaxiale. Dans le Tableau 3-2, on donne les valeurs obtenues pour les deux matériaux :

Tableau 3-2 : Valeurs représentatives des paramètres hydrauliques pour les deux roches

	$k_0 \text{ (m}^2\text{)}$	λ	ζ
Granite Lac du Bonnet	10^{-21}	0,001	2
Grès des Vosges	10^{-17}	0.01	2

3.3.5 Procédure d'intégration numérique

Comme nous l'avons déjà signalé, l'état de fissuration créé par une sollicitation mécanique est par nature anisotrope. La répartition de microfissures est déterminée par le modèle mécanique. Nous avons présenté le détail du calcul du modèle au chapitre 2. Le modèle mécanique fournit les données sur le rayon moyen et l'ouverture de microfissures dans chaque

orientation et à chaque incrément de chargement. Le tenseur de la perméabilité associée aux microfissures d'après l'équation (3-43) peut se calculer par la relation suivante :

$$\bar{\mathbf{k}}_c^{(\alpha+1)} = \frac{2\lambda\pi N}{12 \Omega} \sum_{\beta=1}^{21} \mathbf{w}_\beta \mathbf{A}(\mathbf{r}_\beta) (\mathbf{r}_\beta^{(\alpha+1)})^2 (\mathbf{e}_\beta^{(\alpha+1)})^3 (\bar{\delta} - \mathbf{n}_\beta \otimes \mathbf{n}_\beta) \quad (3-44)$$

Le coefficient \mathbf{w}_β désigne le coefficient de poids associé au β^{eme} point d'intégration ($\beta = 1, 21$).

3.3.6 Évolution de la perméabilité pour le granite du Lac du Bonnet

Les Figures 3-10 à 3-14 montrent la variation de la perméabilité en fonction de la contrainte déviatorique et la déformation axiale, lors des essais de compression triaxiale avec différentes pressions de confinement. On voit que la perméabilité augmente progressivement avec l'endommagement induit et peut atteindre des valeurs à plusieurs ordres de grandeur plus élevés. L'augmentation de la perméabilité devient significative seulement quand la valeur de l'endommagement devient importante. Cela signifie que la perméabilité est clairement conditionnée par la connectivité hydraulique entre microfissures. Cependant, l'anisotropie du tenseur de la perméabilité est assez faible même si les microfissures sont orientées. Ceci est dû fait que la connectivité des microfissures peut créer des chemins de percolation assez isotrope dans l'espace. L'anisotropie induite sur les propriétés hydrauliques est nettement moins marquée que celle des propriétés mécaniques. Les résultats numériques obtenus sont qualitativement conformes aux données expérimentales de Souley et al. (2001), présentées dans le chapitre 1.

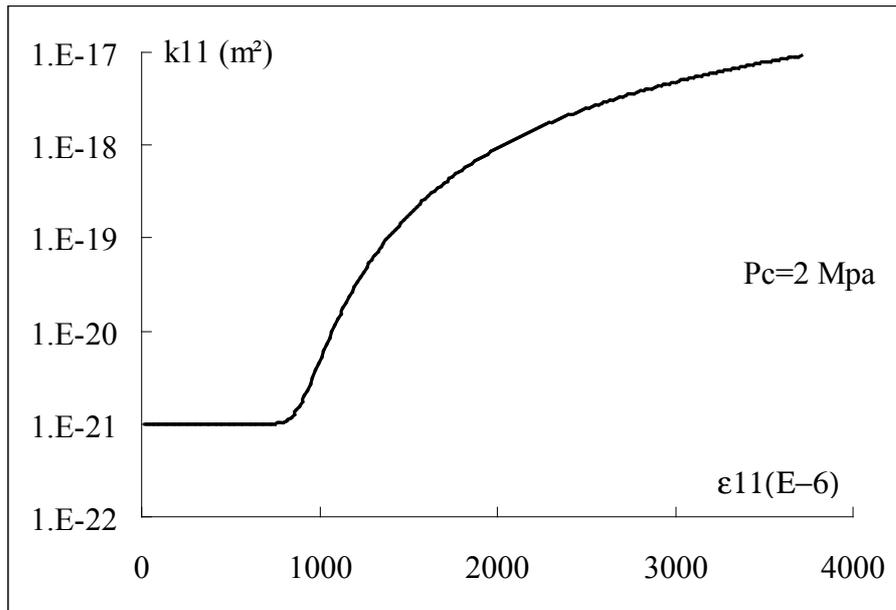


Figure 3-10: Variation de la perméabilité dans la direction axiale en fonction de la déformation axiale lors d'un essai de compression triaxiale avec la pression de confinement de $P_c = 2$ MPa pour le granite du Lac du Bonnet

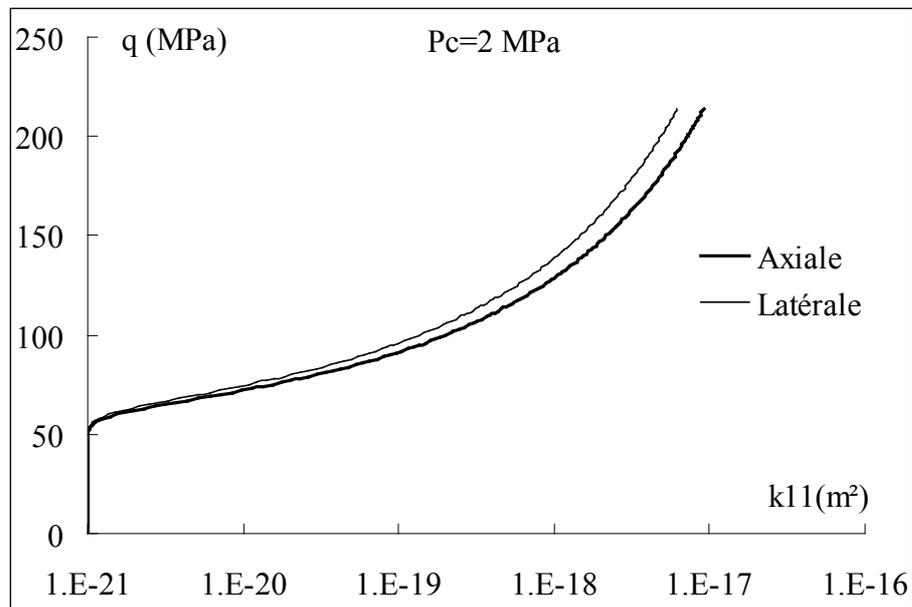


Figure 3-11: Variation de la perméabilité dans les deux directions en fonction du déviateur de contrainte lors d'un essai de compression triaxiale avec la pression de confinement de $P_c = 2$ MPa pour le granite du Lac du Bonnet

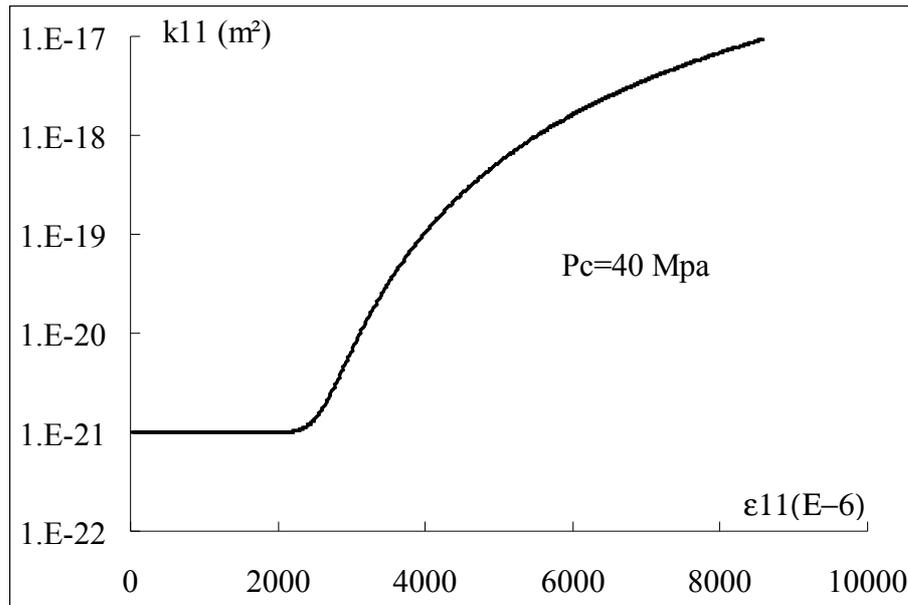


Figure 3-12 : Variation de la perméabilité dans la direction axiale en fonction de la déformation axiale lors d'un essai de compression triaxiale avec la pression de confinement de $P_c = 40 \text{ MPa}$ pour le granite du Lac du Bonnet

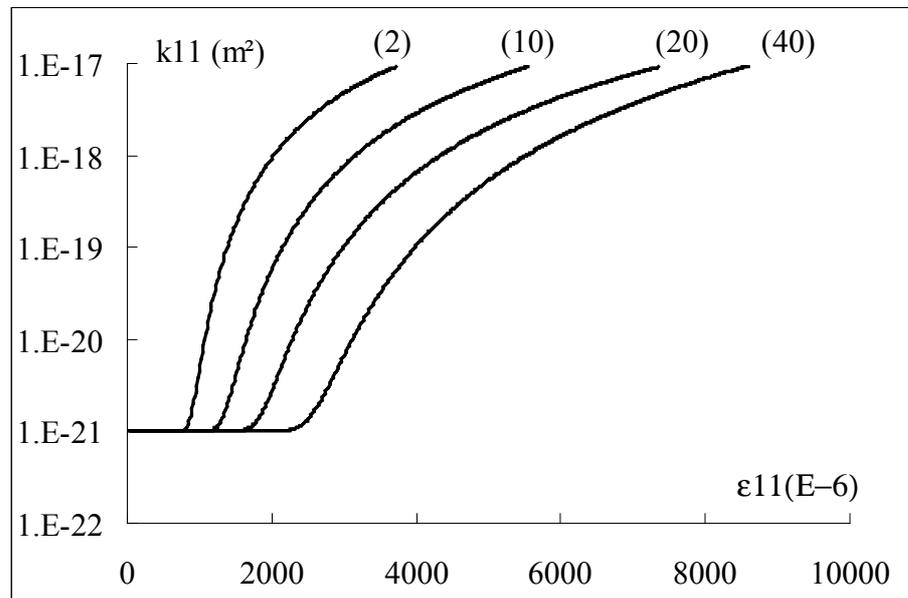


Figure 3-13 : Variation de la perméabilité dans la direction axiale en fonction de la déformation axiale lors des essais de compression triaxiale avec des pressions de confinement de $P_c = 2, 10, 20 \text{ et } 40 \text{ MPa}$ pour le granite du Lac du Bonnet

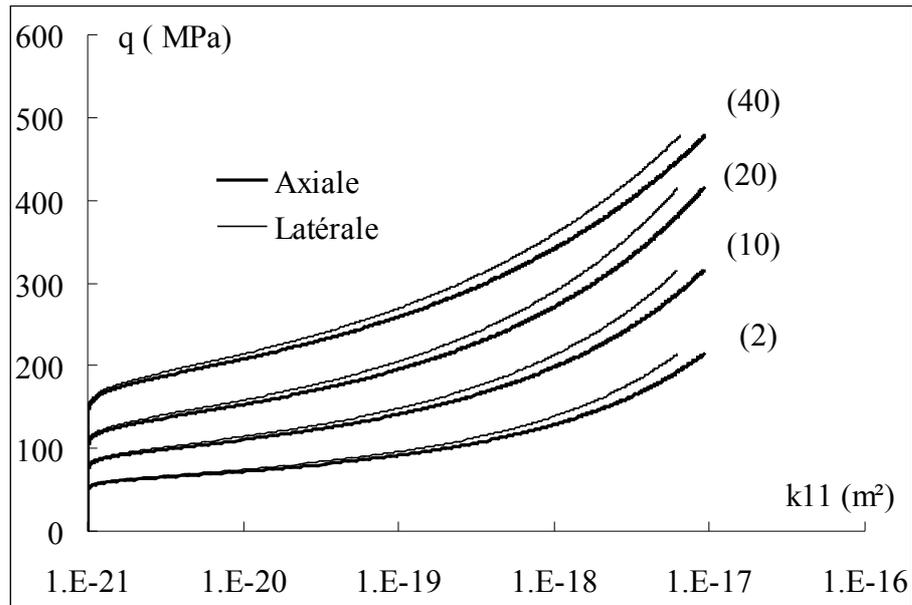


Figure 3-14 : Variations de la perméabilité dans les deux directions en fonction du déviateur de contrainte lors des essais de compression triaxiale avec différentes pressions de confinement ($P_c = 2, 10, 20, 40 \text{ MPa}$) pour le granite du Lac du Bonnet

3.3.7 Variation de la perméabilité dans un grès de Vosges

Pour ce matériau, Les variations de la perméabilité sont présentées sur les Figures 3-15 à 3-18. D'une manière générale, on peut faire les mêmes remarques que celles pour le granite du Lac du Bonnet. La perméabilité peut augmenter de plusieurs ordres de grandeur avec la microfissuration. L'anisotropie induite est très faible pour le tenseur de la perméabilité. Le seuil de variation de la perméabilité dépend de la pression de confinement et de la connectivité des microfissures.

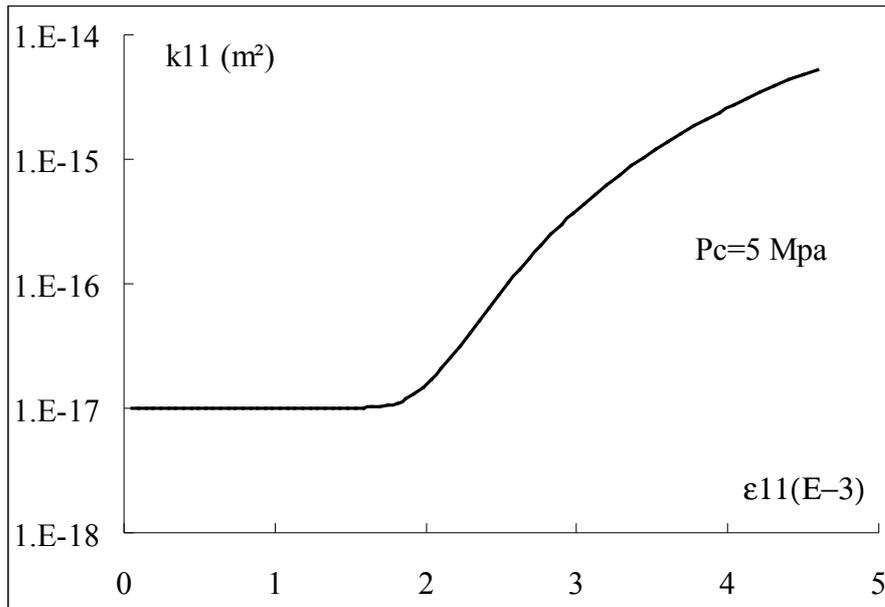


Figure 3-15 : Variation de la perméabilité axiale en fonction de la déformation axiale (Pc=5MPa) pour un grès des Vosges

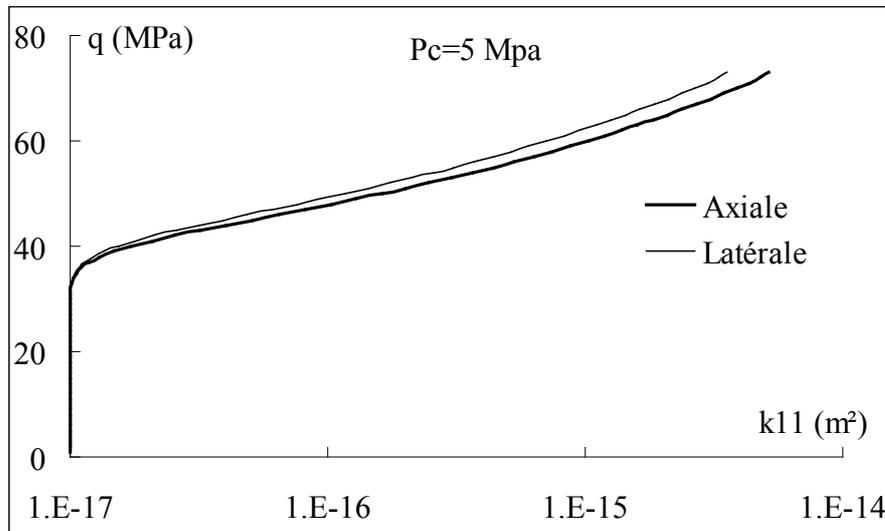


Figure 3-16: Variation de la perméabilité dans les deux directions en fonction du déviateur de contrainte lors d'une compression triaxiale avec la pression de confinement de Pc= 5 MPa pour un grès des Vosges

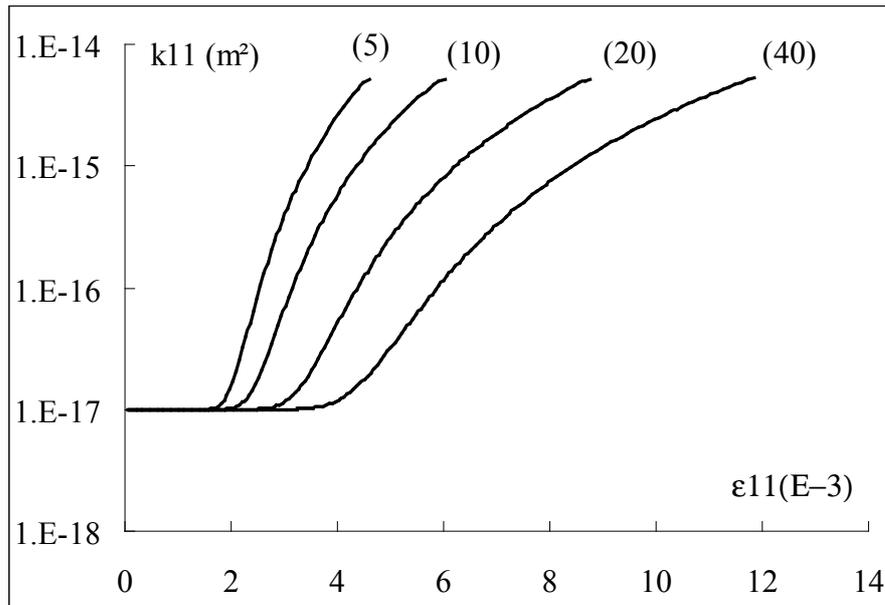


Figure 3-17 : Variation de la perméabilité axiale en fonction de la déformation axiale pour des essais avec différentes pressions de confinement ($P_c= 5, 10, 20, 40\text{MPa}$) pour un grès des Vosges

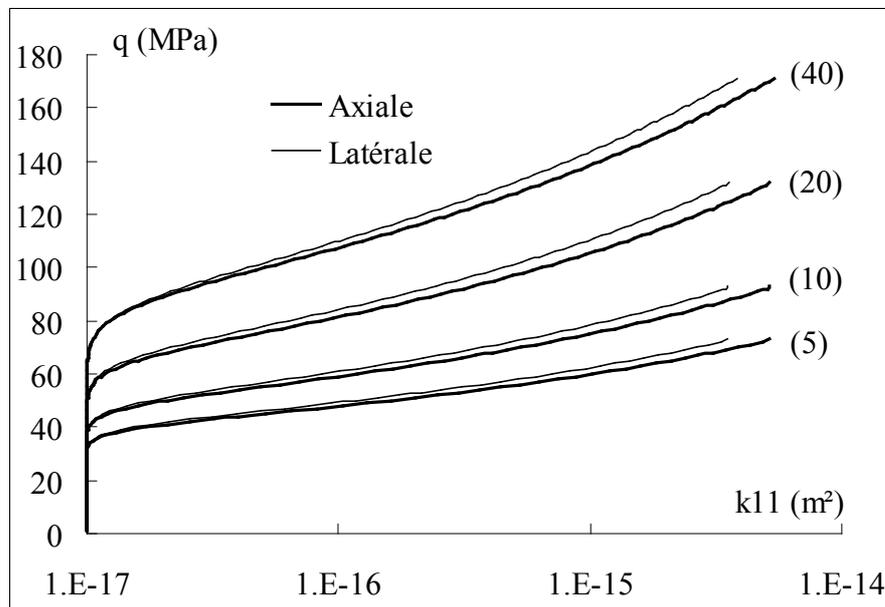


Figure 3-18 : Variations de la perméabilité des deux directions en fonction de la contrainte déviatorique lors des essais à différentes pressions de confinement ($P_c= 5, 10, 20, 40\text{ MPa}$) pour un grès des Vosges

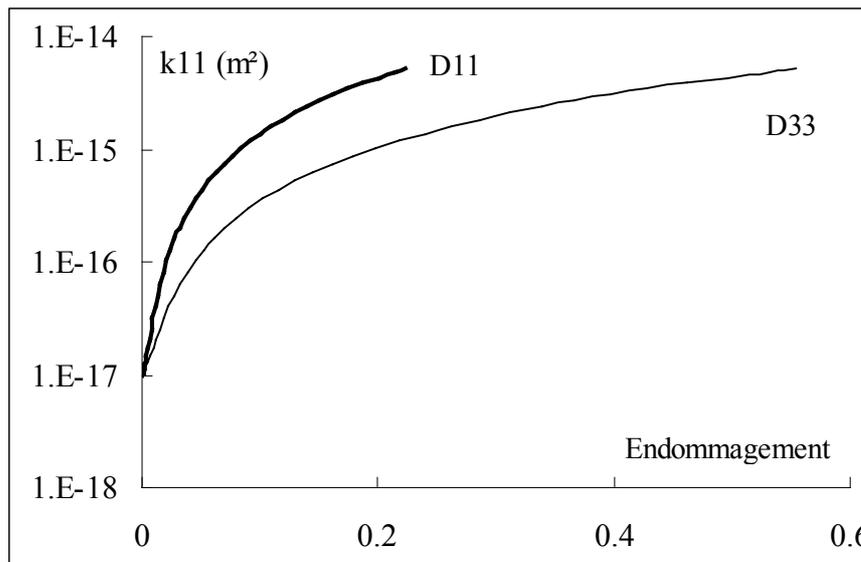


Figure 3-19 : Variation de la perméabilité axiale en fonction de l'endommagement (direction axiale et latérale) pour un essai de compression triaxiale avec la pression de confinement de $P_c=5$ MPa) pour un grès des Vosges

3.4. Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'extension du modèle d'endommagement à la modélisation du comportement poromécanique des roches saturées. Toujours en se basant sur les analyses micromécaniques, les coefficients de couplage ont été déterminés en fonction de l'endommagement induite. Les réponses poromécaniques des matériaux en conditions drainées et non drainées ont été étudiées. Le modèle proposé décrit correctement les principaux aspects du comportement mécanique et poromécanique des roches fragiles. Dans la deuxième partie, le travail est étendu à la détermination de la perméabilité en fonction de l'endommagement induit. En se basant sur la distribution de microfissures déterminée par le modèle mécanique, le tenseur de la perméabilité a été déterminé avec une méthode de moyenne. Les résultats obtenus correspondent qualitativement à des observations expérimentales en laboratoire et in situ. Cependant, des validations approfondies restent encore nécessaires.

Conclusions générales et perspectives

Dans ce travail, nous avons abordé la modélisation du comportement mécanique et hydromécanique des roches saturées avec la prise en compte de la variation de la perméabilité en fonction de l'endommagement induit. Une loi de comportement poromécanique couplée a été proposée. Nous avons utilisé une approche micromécanique directe en prenant la distribution de la longueur de microfissure comme variable d'état. Certaines hypothèses ont été retenues telles que fissures planes circulaires sans interaction et de faible densité. A partir des analyses de la discontinuité de déplacement en traversant les microfissures, on a établi la fonction de l'enthalpie libre comme le potentiel thermodynamique. La loi de comportement décrivant l'endommagement anisotrope est ensuite déduite du potentiel. L'évolution de l'endommagement est directement reliée à la propagation de microfissures. On a pris en compte l'ouverture de microfissures fermées liée au glissement tangentiel en raison de la rugosité des surfaces de fissures. Cette ouverture contribue directement à la dilatance volumique macroscopique du matériau. Une procédure de détermination des paramètres a été proposée. Le modèle proposé a été appliqué à deux roches fragiles représentatives, le granite du Lac du Bonnet et le grès des Vosges. Les comparaisons entre les simulations numériques et les données expérimentales ont montré que le modèle décrit globalement les principaux aspects du comportement mécanique de ces matériaux tels que la non linéarité, l'anisotropie induite, la dilatance volumique. Nous avons également montré la possibilité de développer une approche phénoménologique avec une approximation par un tenseur d'endommagement d'ordre deux. Dans ce cas, il a nécessité de déterminer certains paramètres complémentaires à partir des données expérimentales. Cependant, l'approche macroscopique peut apporter une plus grande souplesse dans la modélisation.

Nous avons ensuite proposé une extension du modèle à la description du comportement poromécanique des roches saturées. Dans le cadre de la poroélasticité de Biot et en utilisant les analyses micromécanique, on a établi une loi de comportement couplée poromécanique. Les coefficients de couplage ont été déterminés en fonction de l'endommagement induit. Les réponses poromécaniques en conditions drainées et non drainées du grès des Vosges ont été étudiées. Il a été montré que le modèle proposé prenait correctement en compte l'effet de la

pression interstitielle et le couplage avec la déformation du matériau. Une bonne concordance a été obtenue malgré certaines divergences quantitatives pour certains cas.

Une partie importante du présent travail a été consacrée à la modélisation du couplage entre l'endommagement induit et la variation de la perméabilité des roches. Un nouveau modèle couplé a été proposé permettant de décrire, d'une façon cohérente, le comportement mécanique et la variation de la perméabilité au cours des sollicitations complexes. Un tel modèle peut être implémenté dans un code de calcul en vue du calcul de structures. Faute de données expérimentales complètes sur les mêmes matériaux en ce qui concerne la variation de la perméabilité, les comparaisons étaient plutôt qualitatives que quantitatives. Néanmoins, le modèle proposé reproduisait les ordres de grandeur observés dans des essais en laboratoire en situ. Les résultats obtenus sont donc satisfaisants.

En termes de perspectives, il serait intéressant de placer le modèle dans un cadre plus rigoureux des méthodes de changement d'échelle, en prenant en compte notamment des interactions entre microfissures. Il sera également nécessaire de compléter le présent travail par l'étude de la localisation des déformations et du comportement post – rupture afin d'aborder la modélisation des ouvrages dans de conditions sévères. Des études expérimentales complémentaires sont nécessaires pour une validation approfondie de la modélisation proposée. Enfin, il sera question d'implémentation du modèle dans un code de calcul en vue d'applications aux problèmes pratiques.

Bibliographie

1. Andrieux S. et Bamberger Y., Marigo J.J. (1986), Un modèle de matériau microfissuré pour les roches et les bétons, J. de mécanique théorique et appliquée, Vol.5 , 3, pp471-513.
2. Auriault J. L. & Sanchez-Palencia E. (1977), Etude de comportement macroscopique d'un milieu poreux saturé déformable, Journal de Mécanique, 16 (4), 575-603.
3. Bary B. (1996), Etude du couplage hydraulique –mécanique dans le béton endommagé, Thèse de doctorat de l'école Cachan.
4. Basista M., Gross D. (1998). The sliding crack model of brittle deformation: an internal variable approach. Int. J. Solides & Structures 45, 487-509.
5. Bazant Z.P et Fellow (1991), Geometric damage tensor based on microplane model, ASCE. Eng. Mechanics, 117 pp. 2429-2448.
6. Bazant, Z.P. and Oh B.H. (1986), Efficient numerical integration on the surface of a sphere, ZAMM, Vol. 66, pp.37-49.
7. Bear J. (1972), Dynamics fluids in porous media, Elsevier, New York.
8. Biot M.A. (1955), Theory of Elasticity and Consolidation for a Porous Anisotropic Solid, J. Appl. Phys., Vol. 26, No. 25, February, PP. 182-185.
9. Biot M.A. (1941), General Theory of Three Dimentional Consolidation. J. Appl. Phys., Vol. 12, PP. 155-164.
10. Bourbié T., Coussy O., Zinszner B.(1986), Acoustique des milieux poreux, Editions Technip.
11. Bourdarot E. (1991), Application of a porodamage model to analysis of concretes dams, EDF/CNEH.
12. Bousquié P. (1979), Texture et porosité des roches calcaires, Thèse de Doctorat, Université Paris 6.
13. Brace, W. F., J. B. Walsh, and W. T. Frangos(1968), Permeability of Granite under High Pressure, J. Geophys. Res., 73(6), 2225-2236.
14. Brace W.F. (1980), permeability of cristalline and argillaceous rock, Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomechs Abstr., vol 17, p241-2236.
15. Bredehoeft, J. D., and S. S., Papadopoulos (1980), A Method for Determining the Hydraulic

Properties of Tight Formations, *Water Resources Research*, 16, p.233-238.

16. Budiansky B. and O'Connell R. (1976), Elastic moduli of a cracked solid, *Int. J. Solids Structures*, Vol.12, 81-97.

17. Cacas M.C., Ledoux E., De Marsily G., Tillie B. (1990), Modeling fracture flow with a stochastic discrete fracture network: calibration and validation, 1. the flow model, *Water resources research*, vol. 26, 3, p479-489.

18. Chaboche J.L. (1992), Damage induced anisotropy: on the difficulties associated with the active/passive unilateral condition, *Int. J. Damage Mechanics*, 1. 148.

19. Chateau X. & Dormieux L. (1998), Approche micromécanique du comportement d'un milieu poreux non saturé, C.R.A.S., Paris, t.326, série II b, 533-538.

20. Chow C.L. and June Wang (1987a), An anisotropic theory of elasticity for continuum damage mechanics, *International journal of fracture* 33, 3-16.

21. Chow C.L. and June Wang (1987b), An anisotropic theory of continuum damage mechanics for ductile fracture, *Engineering fracture mechanics*, Vol.27, No.5, 547-558.

22. Costin L.S. (1985), Damage mechanics in the post failure regime, *Mechanics of Materials* 4, 149-160.

23. Coussy O. (1995), *Mechanics of Porous Continua*. John Wiley.

24. Dana E. (1999), Contribution à la caractérisation des écoulements biphasiques dans les matériaux poreux. Etude expérimentale sur trois grès, Thèse de Doctorat, Université Lille 1.

25. Darot M., Gueguen Y., Baratin M.L. (1992), Permeability of thermally cracked granite, *Geophysical Research Letters*, Vol.19, pp. 869-872.

26. David C., Menendez B., Darot M. (1999), Influence of stress-induced and thermal cracking on physical properties and microstructure of La Peyratte granite, *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, Vol. 36, pp. 433-448.

27. De Boer, R., Ehlers, W. (1990), The development of the concept of effective stresses. *Acta Mechanica* 83, 77 - 92.

28. De Buhan P. et Dormieux L. (1996), On the validity of the effective stress concept for assessing the strength of saturated porous materials: a homogenization approach. *J. Mech. Phys. Solids*, vol. 44, n°10, pp. 1649-1667.

29. De Marsily G. (1994), *hydrogéologie quantitative*, Masson, Paris, 219p.

30. Dormieux L., Molinari A., Kondo D. (2002), Micromechanical approach to the behavior of poroelastic materials. *J. Mech. Phys. Solids* 50, 2203-2231.
31. Dragon A., Cormery F., Désoyer T., Halm D. (1994), Localised failure analysis using damage models- in localisation and ifurcation theory for soils and rocks, Chambon, Desrues, Vardoulakies (ED.), Balkema, Rotterdam, pp. 127-140.
32. Dragon A., Mroz (1979), A model for plastic creep of rock-like materials accounting for the kinetics of fracture, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, Vol. 16, pp. 253-259.
33. Dullien F.A.L. (1992), Porous media, fluid transport and pore structure, 2nd edition, Academic Press.
34. Eshelby J.D. (1957), The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion and related problems. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 241, 375-396.
35. Fanella D. and Krajcinovic D. (1988), A micromechanical model for concrete in compression, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol.29, No. 1, 49-66.
36. Fauchet B. (1991), Analyse poroplastique des barrages en béton et leurs fondations. Rôle de la pression interstitielle, Thèse de doctorat de ENPC.
37. Fischer, G. J., and M. S. Paterson (1992), Measurement of permeability and storage capacity in rocks during deformation at high temperature and pressure, in *Fault Mechanics and Transport Properties of Rocks*, edited by B. Evans and T. Wong, pp.213–252, Academic, San Diego, Calif..
38. Fischer G.J., Paterson M.S. (1989), Dilatancy during rock deformation at high temperatures and pressures, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 94, pp. 17607-17617.
39. Fredrich J.T. et Wong T.F. (1986), Micromechanics of thermally induced cracking in three crustal rocks, *J. Geophys. Res.*, 91, pp12743-12764.
40. Fredrich J.T., Evans B. & Wong T.F. (1989), Micromechanics of the brittle to plastic transition in Carrara marbe, *J. Geophys. Res.*, 94, 4129-4145.
41. Gambarotta L. Et Lagomarsino S. (1993), A microcrack damage model for brittle materials. *Int. J. Solides & Structures* 30(2), 177-198.
42. Grunberger D. (1995), Etude expérimentale de l'évolution des microstructures et des propriétés physiques et mécaniques des argiles au cours de la compaction, Thèse de doctorat, Université de Montpellier II.
43. Greenberg D.B., Cresap R.S., Malone T.A. (1968), Intrinsic permeability of hydrological

porous mediums: variation with temperature, *Water Resources Research*, Vol. 4, pp. 791-800.

44. Gueguen, Y., Dienes, J. (1989), Transport properties of rocks from statistics and percolation. *Math. Geol.*, 21, pp.1-13.

45. Halm D. and Dragon A. (1996), A model of anisotropic damage by mesocrack growth; unilateral effect, *Int. J. of Damage Mechanics*, Vol.5, 384-402.

46. Halm D. and Dragon A. (1998), An anisotropic model of damage and frictional sliding for brittle materials, *European J. of Mechanics, A/Solids*, 17, n°3, 439-460.

47. Hashin Z. (1988), The differential scheme and its application to cracked materials, *J. Mech. Phys. Solids*, 36, 719-734.

48. Hayakawa K. and Murakami (1997), Thermodynamical modeling of elastic-plastic damage and experimental validation of damage potential, *International Journal of damage mechanics*, Vol.6, 333-363.

49. Heiland J., Raab S. (2001), Experimental investigation of the influence of differential stress on permeability of a lower permian (Rotliegen) sandstone deformed in the brittle deformation field, *Physics and Chemistry of the Earth*, Vol. 26, pp. 33-38.

50. Homand F., Hoxha D., Shao J.F., Belem T., Pepa S. and Hoteit N. (1999), Experimental investigations of microcrack induced damage in granites under various loading paths, submitted to *Int. J. Rock Mechanics and Mining Science*.

51. Homand F., Troalen J.P. (1984), Behaviour of granites and limestones subjected to slow and homogeneous temperature changes, *Engineering Geology*, Vol. 20, pp. 219-233.

52. Horii H. and Nemat-Nasser (1983), Overall moduli of solids with microcracks : Load-induced anisotropy , *J. Mech. Phys. Solids*, Vol. 31, No. 2, 151-171.

53. Horii H. and Nemat-Nasser S. (1985), Compression-induced microcrack growth in brittle solids: Axial splitting and shear failure, *Journal of Geophysical Research*, Vol.90, No. B4, pp.3105-3125.

54. Horii H. and Nemat-Nasser S. (1986), Brittle failure in compression: Splitting, faulting and brittle-ductile transition, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A319*, 337-374.

55. Hudson J. (Editor-in-Chief) (1993), *Comprehensive rock mechanics*, Pergamon Press, 5 volumes.

56. Jones C., Keaney G., Meredith P.G., Murrell A.F. (1997), Acoustic emission and fluid permeability measurements on thermally cracked rocks, *Physics and Chemistry of the Earth*, Vol. 22, pp. 13-17.

57. Ju J. W. (1989), On energy based coupled elastoplastic damage theories: constitutive modeling and computational aspects, *Int. J. Solids Structures*, Vol.25, No.7, 803-833.
58. Ju J.W. & Lee X. (1990), Micromechanical damage models for brittle solids, I: tensile loadings, *J. Applied Mech.*, Vol.117, No.7, 1495-1514.
59. Ju J.W. and Tseng K.H. (1992), A three dimensional statistical micromechanical theory for brittle solids with interacting microcracks , *Int. J. Damage Mechanics*, 1, 102-131.
60. Ju J.W. and Chen T.M. (1994), Effective elastic moduli of two-dimensional brittle solids with interacting microcracks. Part I: Basic formulations. Part II: Evolutionary damage models, *Journal of Applied Mechanics* 61, 349-366.
61. Kachanov, M., (1982), A microcrack model of rock inelasticity - I: frictional sliding on microcracks, *Mech. Mater.*, Vol. 1, pp.19-27.
62. Kachanov, L.M., (1986), *Introduction of Continuum Damage Mechanics*. Nijhoff (Martinus), Dordrecht.
63. Kachanov M. (1992), Effective elastic properties of cracked solid: critical review of some basic concepts, *ASME App. Mech. Rev.*, Vol.45, n°8, 304-335.
64. Kachanov M. (1993), Elastic solids with many cracks and related problems', in *Advances in Applied Mechanics*, Vol.30, Hutchinson and Wu (eds), Academic Press, N.Y., 259.
65. Kachanov, L.M.,(1994), On the concept of damage in creep and in the brittle-elastic range, 3, *Int. J. Damage Mech.*, 3, pp.329-337.
66. Karami M. (1998), *Etude expérimentale du comportement poroélastique d'une roche fragile*, Doctoral thesis (in French), University of Lille.
67. Khazeraei R. (1995), *Etude expérimentale et modélisation de l'endommagement anisotrope des roches fragiles*, Thèse de Doctorat.
68. Khemissa M. (1998), Mesures de la perméabilité des argiles sous contrainte et température, *Revue Française de Géotechnique*, Vol. 82, pp. 11-22.
69. Klinkenberg L.J. (1941), The permeability of porous media to liquids and gases, *API Drilling and Production Practices*, pp. 200-213, 1941.
70. Krajcinovic D. (1997), *Damage mechanic*, Amsterdam, North-Holland.
71. Krajcinovic D., Fonseka G.U. (1981), The continuous damage theory of brittle materials, *J.*

of Applied Mech., Vol. 48, pp.809-815.

72. Lai C. (1971), Fluid flow through rock salt under various stress states, Michigan state University, Ph.D. Thesis.

73. Le Guen C. (1991), Mesure de la perméabilité de roches très peu perméables et étude de son évolution sous sollicitations thermomécaniques, Thèse de Doctorat, Ecole des Mines de Paris.

74. Leguillon D. and Sanchez-Palencia E. (1982), On the behaviour of a cracked elastic body with or without friction, *J. de Mécanique Théory et appliqué*, 1(2), pp.195-209.

75. Lee X. et Ju J.W. (1990), Micromechanical damage models for brittle solids, II: compressive loadings, *J. Applied Mech.*, Vol.117, No.7, 1515-1536.

76. Lemaître J. et Chaboche J.L. (1988), *Mécanique des matériaux solides*, bordas, paris, 544p.

77. Lemaitre J. (1992), *A Course on Damage Mechanics*, Second Edition, Springer-Verlag (Berlin).

78. Long J.C., Remer J.S., Wilson C.R. et Witherspoon P.A. (1982), Porous media equivalents for networks of discontinuous fracture, *Water resources research*, Vol 18, P 645-658, June 1982.

79. Lu Y.F. and Shao J.F. (2002), Modelling of anisotropic damage in brittle rocks under compression dominated stresses, *Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomechanics*, 26, 945-961.

80. Lubarda V.A., Krajcinovic D. (1993). Damage tensors and the crack density distribution. *Int. J. Solids Structures*, 30(20), 2859-2877.

81. Lydzba D. and Shao J.F. (2000), Study of poroelasticity material coefficients as response of microstructure, *Mechanics of Cohesive-Frictional Material*, Vol.5, N° 2, 149-171.

82. Martin C.D., Chandler N.A. (1994). The progressive failure of Lac du Bonnet granite. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, 31(4), 643-659.

83. Murakami S. and Kamiya (1997), Constitutive and damage evolution equations of elastic-brittle materials based on irreversible thermodynamics, *Int. J. Mechanical Science*, Vol. 39, No.4, 473-486.

84. Nagaraj T. S., Pandian N.S., Narasimha Raju P.S.R. (1994), Stress–state-permeability relations for over consolidated clays, *Geotechnique* 44, 2, pp349-352.

85. Nemat-Nasser S. and Horii H. (1982), Compression-induced non-planar crack extension with application to splitting, exfoliation and rock-burst, *Journal of Geophysical Research*, Vol.87, No. B8, 6805-6821.

86. Nemat-Nasser S. and Obata M. (1988), A microcrack model of dilatancy in brittle materials , ASME, J. Applied Mechanics, Vol. 55, 24-35.
87. Nemat-Nasser S. and Hori M. (1993), Micromechanics : Overall properties of heterogeneous materials , North- Holland.
88. Oda M. (1985), Permeability tensor for discontinuous rock masses, Geotechnique, 35(4), p483-495.
89. Oda M., Yamabe T., and Kamemura K. (1986), A crack tensor and its relation to wave velocity anisotropy in jointed rock masses, Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr., 23, pp. 387-397.
90. Oda M., Takemura T. and Aoki T. (2002), Damage growth and permeability change in triaxial compression tests of Inada granite, Mechanics of Materials 34, 313-331.
91. Peach J.C. (1991), Influence of deformation on the fluid transport properties of salt rocks, Thèse de l'université d'Utrecht, Geologica Ultraiectina, 77, Hollande, ISBN 0072, 1026.
92. Peach Colin J. et Spiers C.J. (1996), Influence of crystal plastic deformation on dilatancy and permeability development in synthetic salt rock, Tectonophysics 256, pp.101 – 128.
92. Pensee V. (2002), Contribution de la micromécanique a la modélisation tridimensionnelle de l'endommagement par mésosfissuration, Thèse de doctorat, Université de Lille 1.
93. Pensee V., Kondo D. and Dormieux L. (2002), Micromechanical analysis of anisotropic damage in brittle materials, Journal of Engineering Mechanics, ASCE, 128(8), 889-897.
94. Pouya A. et Maleki K. (2002), Couplage entre la perméabilité et l'endommagement des argilites, Etape-1: Cadre de modélisation, Rapport EDF-G.3S-Etape 1.
95. Prat P. and Bazant Z. P. (1996), Tangential stiffness of elastic materials with systems of growing or closing cracks, J. Mech. Phys. Solids, Vol. 45, No.4, 611-636.
96. Renaud V. (1998). Contribution à l'étude d'un modèle de mésosfissuration: application au comportement d'un grès. Thèse de doctorat, Université de Lille 1.
97. Rice J. R. et Cleary M. P. (1976), Some Basic Stress Diffusion Solution for Fluid Saturated Elastic Porous Media with Compressible Constituent, Reviews of Geophysic & Space, Vol. 14, PP. 227-241.
98. Rudnicki J.W. and Chau K.T. (1996), Multiaxial response of a microcrack constitutive model for brittle rock, Rock Mechanics – Proc. of NARMS'96, Aubertin et al (eds.), 1707-1714, Balkema.

99. Sammis C.G. et Ashby M.F. (1986), The failure of brittle porous solids under compressive stress states, *Acta Metall.*, Vol.34, No.3, 511-526.
100. Sayers C.M. and Kachanov M. (1991), A simple technique for finding effective elastic constants of cracked solids for arbitrary crack orientation statistics, *Int. J. Solids Structures* 27, 671-680.
101. Schwartz F.W. et Smith L. (1988), A continuum approach for modelling mass transport in fractured media, *Water Resources Research*, vol. 24, 8, pp1360-1372.
102. Schulze O., Popp T. et Kern H. (2001), Development of damage and permeability in deforming rock salt, *Engineering Geology* 61, pp. 163-180.
- 104 Shao J.F. et Henry J.P. (1991), Development of an Elastoplastic Model for Porous Rocks, *Int. J. of Plasticity*, Vol. 7, No. 1, PP. 1-13.
105. Shao J. F., Hoxha D., Bart M., Homand F., Duveau G., Souley M. and N. Hoteit (1999). Modelling of induced anisotropic damage in granite. *Int. J. of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 36(8), 1001-1012
106. Shao J.F. (1997), A Numerical Solution for a Thermo-hydro-mechanical Coupling Problem with Heat Convection. *Int.J. Rock Mech.Min.Sci*, Vol. 34, No.1, PP. 163-166.
107. Shao J.F. (1998), Poroelastic behaviour of brittle rock materials with anisotropic damage, *Mechanics of Materials*, 30, pp.41-53.
108. Shao J.F., Lydzba D. (1999), Un Modèle d'endommagement Poroélastique pour Milieux Poreux Saturés, *Milieux Granulaires, Sols, Milieux Poreux /Granular Media, Soils, Porous Media*, PP. 1305-1310.
109. Shao J.F., Rudnicki J.W. (2000), A Microcrack-based Continuous Damage Model for Brittle Geo-materials, Vol. 36, PP. 52-63.
110. Shmonov V.M., Vitovtova V.M., Zarubina I.V. (1994), Permeability of rocks at elevated temperatures and pressures dans *Fluids in the crust*, Chapman et Hall.
111. Sibai M., (1990), Etude de l'interaction fluide-squelette dans les roches: méthode expérimentales et modélisation. Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille.
112. Snow D.T. (1969), anisotropic permeability of fractured media. *Water Resources Researches*, 5(6), 1273-1289.
113. 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.* 38,

114. Steif P.S. (1984), Crack extension under compressive loading, *Engineering Fracture Mech.*, Vol.20, No.3, 463-473
115. Stormont J.C., Deamen J.J.K., Desai C.S. (1992), Prediction of dilation and permeability changes in rock salt, *Int. J. for Num/ and Mech. In Geomech.*, Vol. 16, pp545-569.
116. Suzuki K., Oda M., Yamazaki M. et Kuwahara T. (1998), Permeability changes in granite with crack growth during immersion in hot water, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, Vol. 35, 7, pp. 907-921.
117. Swoboda G. and Yang G. (1999a), 'An energy based damage model of geomaterials – I. Formulation and Numerical results, *Int. J. Solids & Structures*, 36, 1719- 1734.
118. Swoboda G. and Yang G. (1999b), An energy based damage model of geomaterials – II. Deduction of damage evolution laws, *Int. J. Solids & Structures*, 36, 1735- 1755.
119. Thompson M. and Willis J. R. (1991), A Reformulation of the Equations of Anisotropic Poro-Elasticity, *J. Appl. Mech. ASME*, Vol. 58, PP. 612-616.
120. Voegelé M.D., Brace W.F. (1985), Measurement of permeability at elevated stresses and temperatures dans *Measurement of rock properties at elevated pressures and temperatures*, Ed. Pincus et Hoskins, ASTM STP 869.
121. Wawersik W.R. et Brace W.F. (1971), Post-failure behavior of a granite and diabase, *Rock Mech.* 3, 61-85
122. Weinbrandt R.M., Ramey H.J., Cassé F.J.(1975), The effect of temperature on relative and absolute permeability of sandstones, *SPE Journal*, pp. 376-384.
123. Wong T.F. (1982), Micromechanics of faulting in Westerly granite , *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.* 19, 49-62.
124. Yang Q., Zhongkui L. and L.G. Tham (2001), An explicit expression of the second-order fabric tensor dependent elastic compliance tensor. *Mech. Res. Comm.*, 28(3), 255-260.
125. Zhang X., Sanderson D.J., Harkness R.M., Last N.C. (1996), Evaluation of 2-D permeability tensor for fractured rock masses, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* , 33(1), pp. 17-37.
126. Zhou J.J., Shao J.F. (2005), Analyse micromécanique du couplage endommagement -perméabilité des roches, XVII Congrès Français de Mécanique (CFM2005), Troyes, France, 2005.

127. Zhou J.J., Shao J.F., Chau K.T. (2004), A micro-macro approach for coupling between anisotropic damage and permeability in rocks. European congress on computational mechanics in applied sciences and engineering – ECCOMAS 2004, Neittaanmaki P., Rossi T., Korotov S., Onate E., Périaux J. and Knorzer D. (eds.), CD-ROM, Jyvaskyla, 24-28 July 2004.
128. Zhou J.J., Shao J.F., Lydzba D.(2005), Micromechanical study of damage growth and permeability variation in brittle rocks, accepted by *Studia Geotechnica et Mechanica*.
129. Zhou J.J., Shao J.F. (2004), Modelling of coupling between induced anisotropic damage and permeability in rocks. XXI Int. Conference of Theoretical and applied mechanics, 15-21 August, Warsaw, Poland.
130. Zhou J.J., Shao J.F., Xu W. (2005), Coupled modeling of damage growth and permeability variation in brittle rocks, accepted by *Mechanics Research Communications*.
131. Zhu W., Montesi L.G.J., Wong T.F. (1997), Shear-enhanced compaction and permeability reduction: triaxial extension tests on porous sandstone, *Mechanics of Materials*, Vol. 25, pp. 199-214.
132. Zhu W., Wong T.F. (1997), The transition from brittle faulting to cataclastic flow: permeability evolution, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 102, pp. 3027-304.