



HAL
open science

Comportement thermo-hydro-mécanique des massifs rocheux fracturés

François Coste

► **To cite this version:**

François Coste. Comportement thermo-hydro-mécanique des massifs rocheux fracturés. Géologie appliquée. Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, 1997. Français. NNT : . tel-00523618

HAL Id: tel-00523618

<https://pastel.hal.science/tel-00523618v1>

Submitted on 5 Oct 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

X

Thèse de Doctorat de l'École Nationale des Ponts et Chaussées

Spécialité :
Géotechnique

Présentée par **François COSTE**

Comportement Thermo-Hydro-Mécanique des massifs rocheux fracturés

Soutenue à Marne la Vallée le 19 Décembre 1997

devant le jury composé de :

Mr Vouille	Rapporteur
Mr Elorza	Rapporteur
Mr Gueguen	Examineur
Mr Millard	Examineur
Mr Rousset	Examineur
Mr Ghoreychi	Directeur de thèse

Remerciements

Ce travail a été effectué dans le cadre d'une collaboration scientifique entre G.3S et EDF représenté par le département Mécanique et Technologie des composants (MTC), qu'il soit assuré de ma gratitude pour sa collaboration fructueuse.

Je tiens aussi à exprimer mes remerciements à tous les membres de ce jury.

Messieurs VOUILLE, professeur à l'Ecole des Mines de Paris, et ELORZA, professeur à l'Ecole des Mines de Madrid, ont bien voulu me faire l'honneur d'être rapporteur.

Je tiens à remercier Mr ROUSSET à double titre, d'une part, il m'a accueilli au commencement de ma thèse en tant que directeur de G.3S, et aujourd'hui, en acceptant de faire partie de ce jury, il continue à manifester de l'intérêt à ce travail au sein du département MTC qu'il dirige.

Mr GUEGUEN, professeur à l'Ecole Normale Supérieure, a accepté d'apporter son avis. C'est avec humilité que je lui suis gré d'avoir accepté de faire partie de ce jury.

Je suis reconnaissant à Mr MILLARD, ingénieur de recherche au CEA Saclay, de porter de l'intérêt à ce travail et d'avoir accepté de faire partie de ce jury.

Mr GHOREYCHI a su me donner l'envie d'effectuer une thèse, il a accepté d'en être le directeur et m'a fait confiance tout au long du déroulement de ce travail, je l'en remercie et lui exprime ma profonde reconnaissance.

Je tiens à exprimer ma gratitude à Mr BEREST, directeur du LMS, pour sa bienveillance et son attention, il a su me donner la motivation nécessaire au bon achèvement de ce mémoire, je le remercie vivement.

Je remercie Mr DESVIGNES, qui le premier m'a permis d'enseigner en me confiant des Travaux Pratiques d'informatique à l'Université Paris VI dans la formation d'ingénieur IST. Mr LUONG, ensuite, m'a fait l'honneur de m'accepter dans son équipe d'enseignement de Mécanique des Sols. L'enseignement est une expérience qui apporte la rigueur et demande une attention constante, qualités qui ont servi au bon déroulement de ce travail de recherche. Je leur suis beaucoup redevable.

Mr Didry d'EDF m'a fait l'amitié de suivre de près ce travail au cours de ces années, ses encouragements constants, nos nombreuses discussions et notre fructueuse collaboration m'ont permis de mener à bien ce travail.

Une bonne ambiance est nécessaire au bon déroulement d'un travail de recherche. Je tiens donc également à remercier mes collègues et amis, je pense en particulier à Su Kun, pour ses conseils et son oreille toujours attentive, Ahmad Pouya pour son aide dans certains des développements informatiques, Yves Leroy pour l'intérêt qu'il a porté à ces travaux, Mme QUÉRU, pour sa gentillesse et son dévouement, Mme KEYSER pour sa disponibilité, ainsi que tous les autres membres de G.3S, Irène, Philippe, Jérôme, Stéphane, Corinne, Behrouz, sans oublier ceux qui sont partis, Agnès, Judith, Luc, Moussa, Daniel.

Ma famille et mes amis m'ont toujours soutenu au long de ces années de travail. Ils savent tout ce que je leur dois. C'est à eux que je dédie ce mémoire.

COMPORTEMENT THERMO-HYDRO-MÉCANIQUE DES MASSIFS ROCHEUX FRACTURÉS

Introduction

Chapitre 1 Comportement des massifs rocheux fracturés

Introduction

I Comportement des fractures

- I-1 Comportement mécanique
 - a-Comportement en traction-compression
 - b-Comportement en cisaillement
 - c-Définition des critères de rupture
 - d-Comportement dilatant des joints
 - e-Modèles de comportement
 - f-Influence de l'eau
 - g-Influence de la température
- I-2 Comportement hydraulique
 - a-Lois d'écoulement
 - b-Influence de la mécanique
 - c-Influence de la température
- I-3 Comportement thermique

II Comportement de la matrice rocheuse

- II-1 Comportement thermo-mécanique
- II-2 Comportement hydraulique
- II-3 Comportement thermique

III Couplages et interactions dominants

- III-1 Principales interactions roche-fracture
- III-2 Principaux couplages

IV Modélisation des milieux fracturés

- IV-1 Approche explicite
- IV-2 Approche implicite

Conclusion

Chapitre 2 Homogénéisation des milieux fracturés

Introduction

I VER mécanique et propriétés mécaniques homogénéisées

- I-1 Principes d'homogénéisation des propriétés mécaniques
- I-2 Définition des tenseurs de fabrique

II VER hydraulique et propriétés hydrauliques homogénéisées

- II-1 Principes d'homogénéisation hydraulique
- II-2 Allure des VER

III VER thermique et propriétés thermiques homogénéisées

- II-1 Proposition d'une méthode d'homogénéisation
- II-2 Discussion

Conclusion

Chapitre 3 Construction du modèle thermique, hydraulique et mécanique

Introduction

I Présentation du site de Nouvelle Romanche et choix des données

- I-1 Présentation du site
- I-2 Principaux résultats concernant le site de Nouvelle Romanche
 - I-2-1 Fracturation
 - I-2-2 Essais de perméabilité
 - I-2-3 Essais mécanique
 - a- Déformabilité
 - b- Contraintes in situ
- I-3 Choix des données
 - I-3-1 Paramètres géométriques
 - I-3-2 Génération des fractures et calcul des VER
 - I-3-2 Résultats concernant les VER
- I-4 Conclusion

II Construction du modèle hydraulique et mécanique

- II-1 Maillage
- II-2 Choix des paramètres HM
 - II-3-2-1 Pour la roche
 - II-3-2-2 Pour les joints
 - a- Choix de la loi de comportement
 - b- Implémentation numérique

- II-3 Chargement et interprétation
 - II-3-1 Chargement
 - II-3-2 Interprétation

Conclusion

Chapitre 4 Résultats de l'homogénéisation

Introduction

I Modèle géométrique complet

- I-1 Cas test 1
 - I-1-1 Propriétés homogénéisées
 - I-1-2 Analyse de la microstructure
 - I-1-3 Conclusion provisoire du cas test 1
- I-2 Cas test 2
 - I-2-1 Présentation des résultats
 - I-2-2 Discussion
- I-3 Conclusion de l'homogénéisation

II Modèle géométrique simplifié-Analyse de sensibilité

- II-1 Résultat de l'homogénéisation
 - II-1-1 Résultats de l'homogénéisation mécanique
 - a-résultats drainés
 - b-résultats non drainés
 - II-1-2 Résultats concernant l'homogénéisation hydraulique
- II-2 Analyse de la microstructure
 - II-2-1 Analyse de l'état de contraintes
 - II-2-2 Analyse des épaisseurs des fractures
 - II-2-3 Analyse des déformations
- II-3 Analyse de sensibilité
 - II-3-1 Influence des propriétés de la roche
 - II-3-1-1 Propriétés homogénéisées
 - II-3-1-2 Influence de la microstructure
 - II-3-2 Influence de la raideur tangentielle

Conclusion

Chapitre 5 Comportement THM des milieux fracturés

Recherche de la loi de comportement couplée

Introduction

I Introduction au formalisme des milieux poreux

I-1 Introduction à la notion d'apport de masse fluide

I-2 Loi de comportement thermo-poro-élastique

I-3 Lois d'évolution

a- Loi d'évolution de la pression interstitielle

b- Loi d'évolution de la température

I-4 Extension au comportement poro-élastique anisotrope

I-5 Relations complémentaires

I-6 Identification des paramètres thermo-poroélastiques

I-6-1 Identification des paramètres poroélastiques anisotropes

a- 1^{ère} hypothèse : Le coefficient de Biot est isotrope

b- 2^{ème} hypothèse : Le tenseur des coefficients de Biot est anisotrope

I-6-2 Identification des paramètres thermiques

II Applications

II-1 Propriétés poro-élastiques-Modèle avec pointes

a- 1^{ère} hypothèse : Les coefficients de Biot sont isotropes

b- 2^{ème} hypothèse : Les coefficients de Biot sont anisotropes

II-2 Propriétés poro-élastiques-Modèle sans pointe

II-3 Propriétés thermiques

II-4 Milieu fracturé-milieu poreux ?

Conclusion

Conclusion et perspectives

Introduction Générale

Les massifs rocheux se caractérisent par une fracturation à différentes échelles allant de microfractures à des failles de la taille de continents.

En géotechnique, on s'intéresse aux effets globaux de la microfracturation. Ces effets sont pris en compte dans le comportement de la roche par des techniques d'homogénéisation. Ainsi, on considère que la microfracturation augmente la porosité et la perméabilité du milieu ; sous sollicitations mécaniques, elle augmente la déformabilité de la roche, diminue sa résistance et développe l'anisotropie des propriétés élastiques.

A l'opposé, pour des fractures de plusieurs kilomètres d'extension, l'approche par homogénéisation n'est pas appropriée, car les phénomènes auxquels on s'intéresse sont souvent locaux comparés à l'échelle de la fracturation. Une approche explicite de représentation de la fracturation est alors pertinente pourvue que la fracturation soit facilement localisable par la cartographie géologique ou avec des techniques géophysiques comme la sismique.

On s'intéressera dans ce travail à l'échelle intermédiaire, c'est à dire à des fractures de tailles métriques à décamétriques.

La fracturation, à cette échelle, peut être source d'instabilités mécaniques pour un ouvrage. Cette instabilité peut être due à l'ouverture des fractures, au cisaillement le long de discontinuités ou à la coalescence des fractures c'est à dire à la rupture de la roche par des concentrations de contraintes le long de "ponts rocheux".

A cette échelle, les fractures individuelles affectent les ouvrages par leurs comportements individuels, par leurs interactions avec la roche et par leurs interactions avec les autres fractures.

De même, du point de vue hydraulique, une fracture constitue une zone de perméabilité élevée au sein d'une roche autrement quasi-imperméable. Mais, les arrivées d'eau dans un ouvrage dépendent beaucoup plus des relations entre les fractures, tels que leur degré de connectivité, que de leurs propriétés individuelles.

La reconnaissance et la caractérisation des chemins d'écoulement sont importants dans certains contextes tels que la production d'énergie géothermique dans les roches fracturées sèches ou le stockage de déchets radioactifs.

Dans le premier cas, la reconnaissance doit permettre une analyse appropriée de la production d'énergie géothermique en vue d'améliorer son rendement en positionnant au mieux les puits par exemple.

Dans un projet de stockage de déchets nucléaires, la caractérisation des chemins d'écoulements doit être effectuée pour tenter de se prémunir contre la communication d'eau contaminée par les déchets avec la biosphère.

Dans chacune de ces applications, les sollicitations sont d'origine mécanique : modification de l'état de contraintes autour des puits d'injection/production ou autour des galeries de stockage, mais elles sont également d'origine thermique.

Les sollicitations d'origine thermo-mécanique interviennent sur les propriétés hydrauliques des fractures : modification de l'épaisseur et augmentation de la longueur. Par delà ces effets locaux, elles influent sur l'écoulement de l'eau dans le massif rocheux.

De même qu'il ne serait possible de proposer une méthode de modélisation qui conviendrait à toutes les échelles de la fracturation, on ne peut pas en proposer une qui conviendrait à tous les types de projet. C'est pourquoi, les hypothèses et les simplifications adoptées sont celles qui conviennent au stockage profond de déchets radioactifs.

La première partie de ce manuscrit s'attache à décrire le comportement thermique, hydraulique et mécanique de la matrice rocheuse et des fractures en vue de l'identification des principaux couplages et interactions. Le parti pris retenu pour traiter les problèmes THM en milieu fracturé est celui de l'homogénéisation.

Se pose alors le problème de l'échelle d'application, c'est à dire du Volume Élémentaire Représentatif. Le VER est dépendant des propriétés homogénéisées. L'analyse critique des différentes techniques d'homogénéisation existantes et des possibilités de couplages sont l'objet du deuxième chapitre. Nous verrons en fin de ce chapitre que des techniques existent pour l'homogénéisation des propriétés hydrauliques, mêmes si elles sont encore l'objet de nombreux débats. En revanche, nous avons été amenés à proposer une méthode d'homogénéisation mécanique et thermique applicables aux massifs rocheux fracturés car les techniques existantes ne semblent pas adaptées aux massifs rocheux.

Le troisième chapitre porte sur la recherche des VER thermique, hydraulique et mécanique et sur la construction du modèle proposé dans le cas d'un site réel, le site EDF de Nouvelle Romanche sur lequel nous avons obtenu de nombreuses données intéressantes sur la fracturation. L'application de la méthode proposée et les principaux résultats obtenus sont présentés dans le quatrième chapitre.

Lorsque l'échelle d'application et les propriétés homogénéisées sont déterminées, on peut proposer une méthode d'étude du comportement THM des massifs rocheux fracturés. Pour cela, la possibilité d'assimiler un milieu fracturé à un milieu poreux est étudié dans le cinquième chapitre.

Ce mémoire s'achève par une conclusion qui fait ressortir la méthodologie mise au point et les principaux résultats obtenus.

Chapitre I : Modélisation des milieux fracturés

Introduction

A l'aube du XXI^{ème} siècle, la gestion des déchets radioactifs constitue un défi majeur des pays industrialisés. Tout en recherchant de nouvelles possibilités de retraitement, on s'oriente vers le stockage en formation géologique profonde. Parmi les sites géologiques possibles, les formations cristallines ont été retenues par de nombreux pays étrangers : Canada, Norvège, Japon, Suisse... En France, les formations cristallines sont étudiées au même titre que les formations argileuses.

L'intérêt de telles formations, pour le stockage de déchets radioactifs, réside, avant tout, dans leur forte résistance mécanique et leur faible déformabilité. Ainsi, de grandes cavités possédant une bonne tenue mécanique peuvent y être creusées.

Cependant, les formations cristallines sont l'objet d'une fracturation plus ou moins intense liée éventuellement à la tectonique et entraînant la création d'un ou plusieurs réseaux de fractures, chaque réseau présentant, généralement, une orientation préférentielle. Ces fractures se superposent souvent à d'autres fissurations résultant du refroidissement du magma et de la décompression des terrains lors de leur mise en place.

Ces discontinuités à diverses échelles n'entraînent pas nécessairement une instabilité mécanique de tout ouvrage souterrain réalisé dans un massif cristallin. Elles ne conduisent pas non plus de façon systématique à une circulation d'eau souterraines. Bien au contraire, de nombreux ouvrages souterrains réalisés dans les milieux cristallins témoignent d'une excellente tenue mécanique et se trouvent dans un état entièrement sec. C'est par exemple le cas de massifs granitiques étudiés au Canada et en Suisse dans les laboratoires souterrains de stockage de déchets radioactifs.

Ce constat n'est pas général : il existe également d'autres massifs cristallins soumis à une circulation d'eaux intenses. Citons par exemple le cas du laboratoire d'Aspö en Suède, étudié dans le but de stockage de déchets radioactifs.

Ces exemples contradictoires soulèvent le caractère complexe et parfois aléatoire de la fracturation des roches dures. Ils montrent aussi la difficulté d'une prédiction à long terme de la sûreté du stockage en formations cristallines.

En effet, la présence de fractures augmente la déformabilité du massif et constitue des chemins d'écoulements préférentiels pour l'eau. La réponse d'un massif rocheux à des sollicitations thermo-mécanique est donc essentiellement liée aux fractures.

Dans les milieux rocheux, les fractures ne sont pas de simples discontinuités, du fait de la forme irrégulière de leurs épontes, elles sont susceptibles de se déformer sous l'action de contraintes normales ou tangentielles. Ainsi, les fractures doivent être assimilés à des structures de faibles épaisseurs. Des lois phénoménologiques permettent de décrire l'évolution des propriétés mécaniques, hydrauliques et thermiques de telles structures.

I Comportement des fractures

Le comportement des massifs rocheux fracturés provient du comportement de la matrice rocheuse et des fractures. Afin de dégager les principaux couplages et interactions entre la roche et les fractures, il faut étudier le comportement mécanique, hydraulique et thermique de la roche et des fractures. Le choix d'une modélisation THM appropriée devra se faire en incorporant ces principaux phénomènes.

I-1 Comportement mécanique des discontinuités rocheuses

Les discontinuités rocheuses présentent des états de surface variables suivant l'origine des mécanismes qui les ont produites. Ainsi, les surfaces des épontes présentent des irrégularités différentes suivant qu'elles sont créées en extension, en compression ou en cisaillement.

Du fait de l'irrégularité de leurs surfaces, les joints rocheux transmettent les efforts de compression et de cisaillement et sont susceptibles de se déformer sous l'action de contraintes s'exerçant sur les épontes.

La déformation des joints rocheux dépend de la géométrie des surfaces en présence. La rugosité est un facteur primordial qui peut être représenté schématiquement par sa longueur d'onde. Une discontinuité naturelle peut avoir plusieurs longueurs d'ondes susceptibles d'introduire un effet d'échelle : en laboratoire, seuls de petits échantillons de roche de tailles parfois inférieures aux longueurs d'ondes de la rugosité

sont testés. Ainsi, les résultats d'essais de laboratoire ne sont pas forcément représentatifs du comportement des fractures naturelles.

Lorsque l'on étudie le comportement d'une discontinuité naturelle, on distingue généralement la composante normale (traction-compression), σ_n , et la composante tangentielle, τ , du vecteur contrainte s'appliquant sur les épontes. La déformation de la fracture est représentée par l'ouverture de la fracture, v , et le déplacement relatif tangentiel des deux épontes : u (figure I-1).

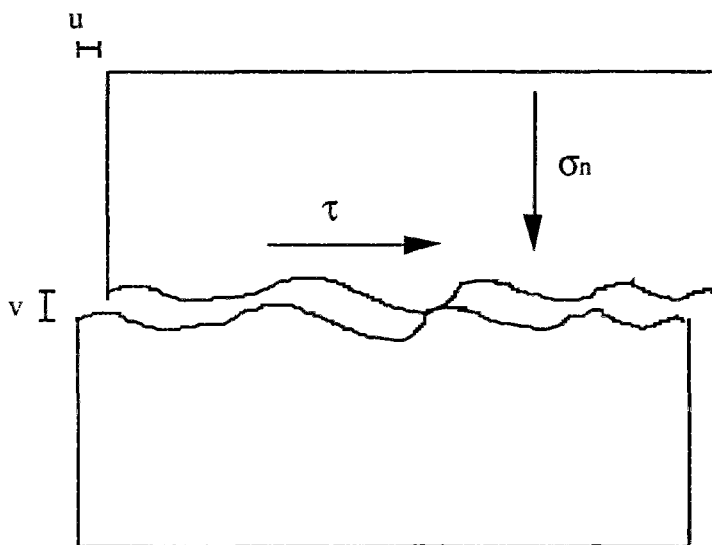


Figure I-1 : discontinuité naturelle

a- Comportement en traction-compression

La figure I-2 représente le comportement schématisé simplifié d'une discontinuité rocheuse en traction-compression. On constate sur cette figure que :

- En traction, la résistance est nulle voire faible lorsqu'il existe une cohésion induite par un matériau de remplissage (produit d'altération, recristallisation). L'ouverture des fractures tend vers l'infini pour une valeur finie de la contrainte de traction.
- En compression, l'ouverture des fractures tend vers une valeur finie proche de zéro lorsque l'on augmente la contrainte normale.

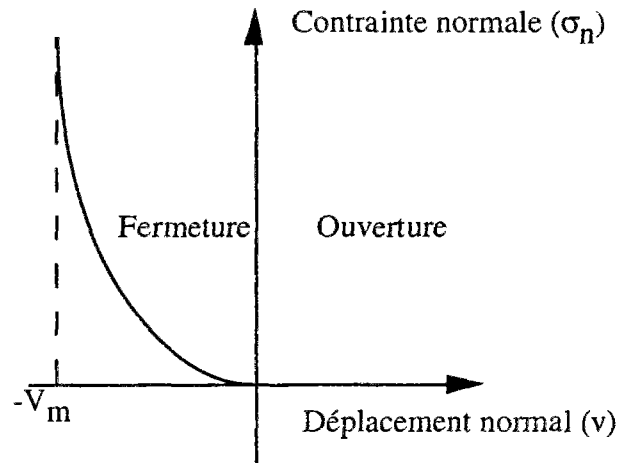


Figure I-2 : Comportement schématique d'un joint en traction-compression
L'ouverture et la compression sont supposées positives.

V_m représente la fermeture maximale du joint qui est inférieure à l'épaisseur du joint.

D'après Bandis et al. (1983), la forme de la courbe ouverture-contrainte normale de la figure 1 diffère suivant l'imbrication des épontes :

- Lorsque les joints sont appariés, c'est à dire lorsque les deux épontes du joint sont imbriquées, une loi de type hyperbolique permet de reproduire le comportement observé :

$$\sigma_n = \frac{v k_{ni} V_m}{V_m + v}, \quad \text{si } v < 0 \quad (1-a)$$

$$\sigma_n = 0, \quad \text{si } v > 0 \quad (1-b)$$

σ_n : contrainte normale sur les joints, k_{ni} : raideur initiale du joint,
 v : variation d'ouverture du joint, V_m : fermeture maximale.

- Lorsque les joints ne sont pas appariés, ces auteurs recommandent une loi de type logarithmique :

$$\log(\sigma_n) = \log(\sigma_0) + q v \quad \text{si } v < 0 \quad (2-a)$$

$$\sigma_n = 0 \quad \text{si } v > 0 \quad (2-b)$$

σ_0 : contrainte normale initiale pour laquelle il n'existe pas de variation d'ouverture des joints,
 q : constante.

En compression, après une décharge, les joints présentent une hystérésis marquée, une partie de l'ouverture des joints est récupérée du fait du comportement élastique du matériau formant les aspérités. Des ruptures des aspérités provenant de concentrations de contraintes entraînent des déplacements irréversibles des épontes. Un certain nombre de

cycle de charge et de décharge, généralement supérieur à trois (Sun et al., 1985) permet d'obtenir une relation reproductible entre la contrainte normale et la variation d'épaisseur des fractures.

b- Comportement en cisaillement

Le comportement en cisaillement des discontinuités rocheuses a fait l'objet de nombreuses études parmi lesquelles nous pouvons citer celles de Barton (1974), Lechnitz (1985), Cook (1992), etc. Nous nous attacherons à décrire, dans ce paragraphe, les principaux traits du comportement en cisaillement.

La figure I-3 d'après Rochet (1976) représente le comportement typique des joints en cisaillement. On constate sur cette figure que le comportement en cisaillement des joints est caractérisé :

- dans un premier temps, par une phase quasi-linéaire : le déplacement relatif des épontes est pratiquement proportionnel à la composante tangentielle du vecteur contrainte,
- on observe ensuite un pic de contrainte qui caractérise la rupture des indentations,
- puis, le déplacement relatif tangentiel des épontes se caractérise par une contrainte de cisaillement qui diminue de façon analogue à l'écroutissage négatif en plasticité radoucissante.
- On observe enfin un comportement asymptotique pour lequel le déplacement des épontes se fait à contrainte de cisaillement constante. Ce comportement caractérise le glissement des deux surfaces en contact.

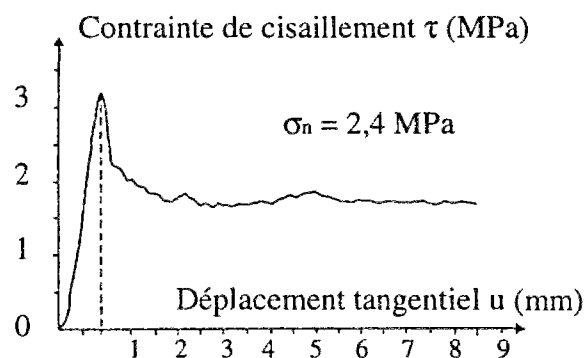


Figure I-3 : Comportement typique d'un joint en cisaillement (Rochet, 1976)

La pente de la droite correspondant à la partie linéaire, la valeur de la contrainte de pic et la valeur de la contrainte de glissement dépendent de la contrainte normale. Lorsque la contrainte normale augmente, la valeur du cisaillement pour lequel il y a glissement des épontes est plus élevée, les aspérités se brisent dès le début du cisaillement et le pic de contrainte devient moins marqué.

En diminuant la contrainte de cisaillement, on observe un déplacement relatif des épontes irréversible.

D'après Goodman (1976), la phase pré-pic peut être assimilée à une partie élastique linéaire pour lequel le déplacement des épontes ne dépend que de la déformation des aspérités :

$$\Delta\tau = k_{tt} \Delta u \quad (3)$$

$\Delta\tau$: variation de la contrainte de cisaillement, k_{tt} : raideur tangentielle,
 Δu : déplacement relatif tangentiel des épontes.

Le facteur de proportionnalité entre la contrainte de cisaillement et le déplacement relatif des deux épontes est appelé la raideur tangentielle, elle est généralement une fonction croissante de la contrainte normale.

Remarque : Du fait de l'abrasion des épontes, la géométrie des surfaces de discontinuités est modifiée par les mouvements de cisaillement qu'elles ont subis. Ainsi, si les surfaces des épontes présentent une indentation régulière et symétrique, celle-ci sera détruite au cours d'un déplacement imposé par un effort de cisaillement (Riss et al., 1995 ; Archambault et al., 1995).

c- Définition des critères de rupture

Le critère de rupture est défini par le lieu du pic de résistance dans l'espace des contraintes (σ_n, τ). La loi de frottement de Coulomb permet de décrire, de manière simple, la résistance de cisaillement de deux plans lisses :

$$\tau = \sigma_n \tan \phi_r \quad (4)$$

$\tan \phi_r$ et ϕ_r représentent respectivement le coefficient de frottement et l'angle de frottement résiduels des deux surfaces en contact. L'angle de frottement résiduel dépend de la nature de la roche, des caractéristiques mécaniques de la roche et de la géométrie des surfaces en présence. Cette expression fait apparaître qu'une augmentation de la

résistance au cisaillement est exclusivement due à l'augmentation de la contrainte normale.

Du fait de la forme irrégulière des épontes, un modèle de discontinuité lisse n'est pas adapté au comportement des fractures, le comportement est régi par le frottement le long des faces d'inclinaison des épontes.

L'équation (4) traduisant le comportement de surfaces en contact n'est valable que sur l'inclinaison des fractures ; elle doit être exprimée dans le plan moyen de la discontinuité où le critère de rupture s'exprime généralement sous la forme :

$$\tau = \sigma_n \tan(\phi_r + i) \quad (5)$$

i représente l'angle d'inclinaison des irrégularités qui est lié à la géométrie des épontes. Il est susceptible d'évoluer par polissage et par abrasion, au cours d'un cisaillement.

L'équation (4) exprime le critère de rupture au niveau de la facette tandis que l'équation (5) est le même critère ramené au plan moyen des discontinuités.

La figure I-4 présente l'allure typique d'un critère de rupture, elle permet de constater que la relation entre σ_n et τ est non linéaire. La pente de la courbe décroît progressivement en fonction de la contrainte normale. Pour une contrainte normale donnée, les aspérités les plus aiguës sont brisées, le déplacement est alors imposé par les aspérités les plus résistantes. Lorsque la contrainte normale augmente, un nombre plus important d'aspérités est brisé au cours d'un cisaillement ; l'importance des ruptures s'accroît avec l'augmentation de σ_n et la courbe s'infléchit ; l'angle d'inclinaison des aspérités diminue et le comportement tend vers le comportement de deux surfaces lisses en contact.

La forte pente à l'origine traduit l'influence des aspérités les plus inclinées.

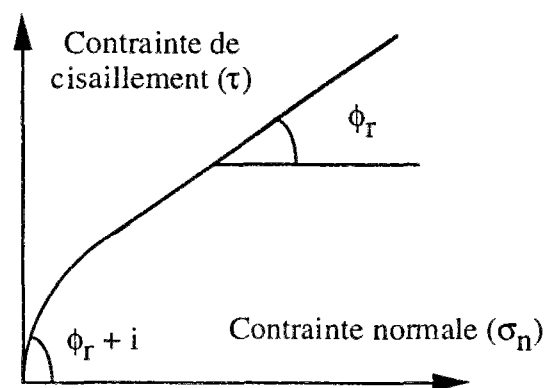


Figure I-4 : Critère de rupture d'une discontinuité rocheuse

d- Comportement dilatant des joints

Lors d'un cisaillement, le mouvement relatif des deux épontes se produit suivant la direction d'inclinaison des aspérités et se traduit par l'ouverture des fractures due à la géométrie des surfaces en contact.

La figure (I-5) représente l'évolution schématisée de l'ouverture d'un joint avec le déplacement tangentiel.

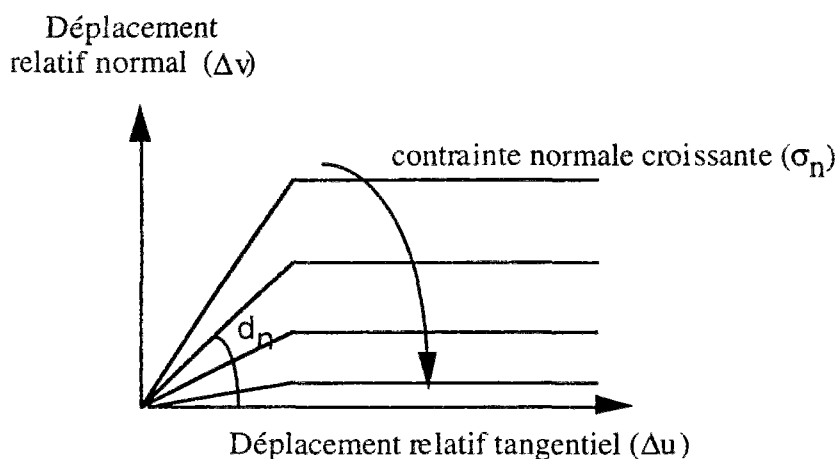


Figure I-5 : Évolution de l'ouverture des joints en fonction du déplacement tangentiel

L'épaisseur des fractures ne fait que croître avec le cisaillement. Les épontes des fractures demeurent bien ouvertes à cause de l'accumulation des débris provenant de la rupture des aspérités les plus aiguës.

La pente de la courbe (d_n) est appelée l'angle de dilatance, celle-ci diminue avec l'augmentation de la contrainte normale.

Pour représenter la partie linéaire de la courbe, Barton (1976) a proposé une relation empirique de la forme :

$$d_n = 0,5 \text{ JRC } \log\left(\frac{\sigma_c}{\sigma_n}\right) \quad \text{avec } 1 < \frac{\sigma_c}{\sigma_n} < 100 \quad (6)$$

σ_c : résistance en compression uniaxiale du matériau des épontes,
JRC : Joint Roughness Coefficient : coefficient de rugosité allant de zéro pour des surfaces lisses à 20 pour des surfaces très rugueuses.

Lorsque la contrainte normale sur les épontes dépasse la résistance maximale de la roche, il y a rupture de la roche et un modèle phénoménologique de comportement de joint n'est plus adapté.

La substitution de l'angle de dilatance dans le critère de rupture par son expression permet d'obtenir une relation explicite entre σ_n et τ :

$$\tau = \sigma_n \tan(\phi_r + 0,5 \text{ JRC} \log(\frac{\sigma_c}{\sigma_n})) \quad \frac{\sigma_c}{\sigma_n} > 100 \quad (7)$$

Pour de très faibles valeurs de la contrainte normale ($\frac{\sigma_c}{\sigma_n} > 100$), Barton propose :

$$\tau = \sigma_n \tan(70^\circ) \quad (8)$$

e- Modèle de comportement

Il serait difficile d'être exhaustif si on voulait passer en revue tous les modèles proposés pour le comportement des joints. On se contentera de citer ceux de Plesha (1987), Plesha et al. (1988), Jing (1989) et Cai et Horii (1992) qui assimilent le comportement pré-pic à un comportement élastique, et utilisent le formalisme de la plasticité pour décrire l'endommagement des épontes.

Les épontes sont représentées par une indentation régulière et symétrique. L'évolution de l'angle i que forment les aspérités avec le plan moyen des joints est décrite sous forme exponentielle :

$$i = i_0 \exp(-K W_p) \quad (9-a)$$

où
$$di = -K i dW_p \quad (9-b)$$

K : constante

W_p : travail plastique tel que :

$$dW_p = \underline{\sigma} d\underline{u}^p \quad (10)$$

$\underline{\sigma}$: vecteur contrainte s'appliquant sur les épontes,

$d\underline{u}^p$: déplacement irréversible.

Le formalisme de la plasticité est utilisé pour décrire l'évolution des déplacements irréversibles :

$$d\underline{u}^p = \lambda \frac{\partial f}{\partial \underline{\sigma}} \quad (11)$$

La fonction de charge f peut être choisie comme étant la loi de frottement de Coulomb :

$$f = |\tau| - \tan(\phi) \sigma_n \quad (12)$$

En charge, le multiplicateur plastique est défini par la condition de cohérence : $\dot{f} = 0$ et $f=0$.

Le modèle proposé relie les incréments de contraintes de compression et de cisaillement aux incréments de déplacement longitudinaux et transversaux par l'intermédiaire d'une matrice 2*2 généralement non symétrique :

$$\begin{pmatrix} d\sigma \\ d\tau \end{pmatrix} = (\mathbf{K}) \begin{pmatrix} du_n \\ du_t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} K_{nn} & K_{nt} \\ K_{tn} & K_{tt} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} du_n \\ du_t \end{pmatrix} \quad (13)$$

(\mathbf{K}) est la matrice de rigidité "élasto-plastique" et se présente sous une forme explicite. Ce modèle a été étendu en trois dimensions par Jing et al. (1994)

Gens et al. (1990) utilisent un critère parabolique et une variable d'écrouissage définie comme étant la norme des déplacements tangentiels irréversibles. Ce modèle a été implanté dans un code d'éléments finis et les résultats obtenus permettent de reproduire le comportement observé des joints.

Le modèle de comportement proposé par Saeb et Amadei (1990, 1992) prend en compte la différence de comportement en traction-compression entre les joints appariés et les joints non appariés, ainsi que la transition de l'un à l'autre au cours d'un cisaillement. Les auteurs utilisent le formalisme de l'élasticité non linéaire et obtiennent également une relation de la forme (13) dans laquelle la matrice de raideur apparaît sous une forme explicite.

Le modèle de Saeb et Amadei a été étendu par Souley et al. (1995) pour modéliser la décharge. Ce modèle a été implémenté dans le code d'éléments distincts UDEC et la démonstration de la possibilité de calculs de structure en deux dimensions a été faite (Souley et Homand-Etienne, 1995).

f- Influence de l'eau

La présence d'eau dans les fractures est susceptible d'avoir deux effets notables (Barton, 1976) :

- Elle peut développer des pressions interstitielles et ainsi modifier les contraintes normales appliquées sur les épontes :

$$\sigma_n' = \sigma_n + p_w \quad (14)$$

p_w : pression de l'eau,

σ_n' : contrainte normale effective.

- Elle modifie les propriétés des deux surfaces en contact et réduit les caractéristiques mécaniques du matériau formant les épontes. En particulier, il y a une diminution de la résistance au cisaillement et une variation de l'angle de frottement résiduel.

g- Influence de la température

En raison de l'irrégularité des épontes de fractures et de la dilatation différentielle des grains, un champ de température uniforme provoque un endommagement des épontes. Cet endommagement se traduit principalement par une diminution de la raideur tangentielle (Bilgin et Pasamehmetoglu, 1990).

I-2 Comportement hydraulique

L'eau dans les massifs fracturés est susceptible de cheminer à travers les fractures. Pour des valeurs élevées de la contrainte normale, l'aire en contact entre les épontes est de l'ordre de 40 à 70 % de l'aire totale des épontes (Bandis et al., 1983), des chemins d'écoulement continus existent, ce qui explique l'existence d'une perméabilité de fractures pour des contraintes élevées.

a- Lois d'écoulement

En dessous d'un certain niveau de contraintes, les épontes des joints peuvent être considérées comme planes et lisses (figure I-6), la distance séparant les épontes des fractures est déduite de l'ouverture mécanique. Cette représentation géométrique des joints n'est pas incompatible avec la représentation mécanique précédente où la rugosité avec ses différentes longueurs d'onde doit être modélisée, mais traduit simplement le fait que les phénomènes à modéliser sont totalement distincts.

Dans le cas d'un écoulement laminaire entre deux plans parallèles, l'application des équations de la mécanique des fluides conduit à une relation linéaire reliant la vitesse

moyenne du fluide au gradient de pression. En conditions isothermes, on retrouve l'équation de Poiseuille :

$$v = -\frac{\rho_f g e^2}{12\mu(T)} \frac{\partial P}{\partial z} \quad (15)$$

v : vitesse du fluide, e : épaisseur de la fracture,
 ρ_f : densité du fluide, P : pression,
 g : accélération de la pesanteur, μ : viscosité du fluide fonction de la température T .

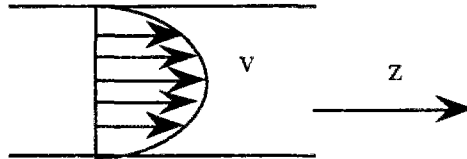


Figure I-6 : *profil de vitesse théorique de circulation d'un fluide dans une fracture plane à parois lisses*

Le passage d'un régime d'écoulement laminaire à un régime d'écoulement turbulent se fait pour un nombre de Reynolds voisin de 2400 (Louis, 1969 ; de Marsily, 1986). Compte tenu de l'épaisseur des fractures, ce seuil correspond à des vitesses d'écoulement élevées. Dans la pratique, un régime d'écoulement plus ou moins turbulent peut avoir lieu dans les fractures naturelles pour des vitesses relativement modérées qui correspondent à des nombres de Reynolds légèrement plus faibles que 2400. Ce fait tient à la rugosité des fractures qui occasionne des turbulences locales, même si l'écoulement peut être considéré globalement comme laminaire. C'est pour cette raison que certains auteurs (Louis, 1969) proposent d'autres expressions que la loi cubique dans lesquelles la vitesse d'écoulement est une fonction non linéaire du gradient de pression.

Lois proposées par C. Louis :

Si $Re < 2300$: Régime laminaire, sinon régime turbulent.

$$\text{Avec } Re = \frac{\rho v d}{\mu} \quad (16)$$

v : vitesse de circulation du fluide.
 d : longueur caractéristique qui est le diamètre hydraulique D_h .

$$D_h = 4 \frac{S}{p}$$

S : section d'écoulement,

p : périmètre extérieur de cette section.

Dans le cas où la fissure est très étendue $D_h = 2e$

C. Louis définit la rugosité relative : $R_r = \frac{\epsilon}{D_h}$, (17)

ϵ : hauteur moyenne des aspérités dans la fissure.

et suivant les valeurs de R_e et R_r (figure I-7), les 5 types de lois d'écoulements suivantes :

type 1- Régime laminaire lisse $v = -\left(\frac{\rho g e^2}{12\mu}\right) J_f$ (18)

type 2- Régime turbulent lisse $v = -\left(\frac{g}{0,079 \mu}\right) \left(\frac{2 \rho e^5}{R_r}\right)^{1/4} J_f^{4/7}$ (19)

type 3- Régime turbulent rugueux $v = -(4\sqrt{eg} \ln\left(\frac{3,7}{R_r}\right))\sqrt{J_f}$ (20)

type 4- Régime laminaire rugueux $v = -\left(\frac{\rho g e^2}{12\mu(1 + 8,8R_r^{1,5})}\right) J_f$ (21)

type 5- Régime turbulent très rugueux $v = -(4\sqrt{eg} \ln\left(\frac{1,9}{R_r}\right))\sqrt{J_f}$ (22)

J_f : gradient de charge hydraulique.

Dans le cas où les fissures ne sont pas entièrement ouvertes, C. Louis préconise la multiplication de ces expressions par le coefficient F qu'il appelle le degré de séparation des fissures :

$$F = \frac{\text{surface ouverte de fractures}}{\text{surface totale de fractures}} \quad (23)$$

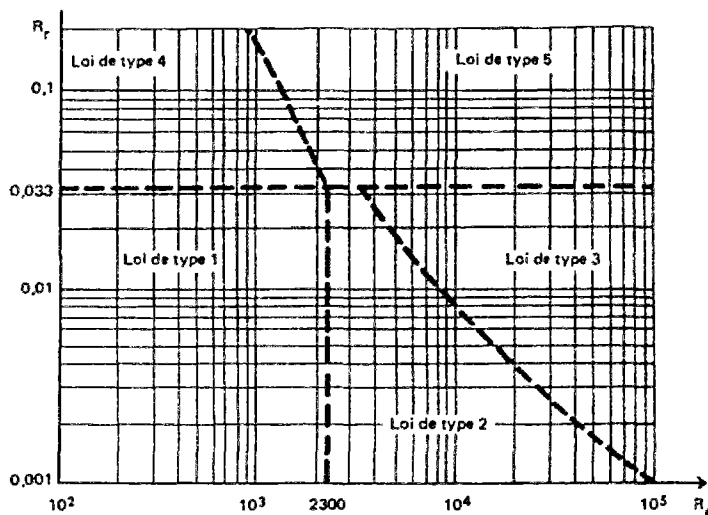


Figure I-7 : Domaine de validité des différentes lois proposées par Cl. Louis (1969)

b- Influence de la mécanique

Expérimentalement, la vitesse moyenne de circulation du fluide à l'intérieur d'une fracture s'avère en général proportionnelle au gradient de pression et au carré de l'ouverture de la fracture, et ceci pour des ouvertures pouvant être aussi faibles que $4\ \mu\text{m}$ (Witherspoon et al., 1980). Toutefois, du fait de la rugosité, l'ouverture hydraulique est différente de l'ouverture mécanique. Différents auteurs (Elliot et al., 1985 ; Barton et al., 1985) ont vérifié que l'ouverture hydraulique restait proportionnelle à l'ouverture mécanique au cours d'une compression. Lamas (1993) a effectué une analyse comparative des différentes lois proposées.

Sur de grandes gammes de sollicitations, l'aire en contact entre les fractures évolue, et on s'écarte d'une relation linéaire entre l'ouverture mécanique et l'ouverture hydraulique (Pyrak-Nolte et al., 1987). Les surfaces du matériau formant les épontes des fractures peuvent être détériorées par un cisaillement et la géométrie des épontes peut être modifiée. Ce phénomène peut affecter l'ouverture hydraulique des fractures et modifier leur conductivité apparente (Olsson et Brown, 1993 ; Gentier et al., 1997) mais il existe, à l'heure actuelle, peu de modèles permettant de rendre compte de ce comportement.

En deçà d'une certaine épaisseur, on ne peut plus considérer les épontes planes et lisses. Un phénomène de chenalisation apparaît : dans le plan de la fracture, l'eau emprunte des chemins préférentiels dépendant de la rugosité des épontes (Tsang et Tsang, 1987 ; Pyrak-Nolte et al., 1990).

Dans ce cas, la définition d'une conductivité hydraulique reste possible et la loi d'écoulement laminaire reste valable. Mais les fractures ne sont plus hydrauliquement actives dans toutes les directions.

L'état de contraintes correspondant au seuil de chenalisation dépend des propriétés morphologiques des joints. Cependant, ce seuil est flou et le passage d'un régime d'écoulement de type "loi cubique" à la chenalisation se traduit par une approximation de plus en plus grossière.

c- Influence de la température

La température n'intervient pas, à proprement parler, sur les propriétés hydrauliques des fractures. Toutefois, la viscosité de l'eau varie d'un ordre de grandeur

entre 20° et 100° C. Il existe ici un couplage du second ordre entre la thermique et l'hydraulique.

I-3 Loi de comportement thermique

Du point de vue thermique, l'eau conduit la chaleur et compte tenu de l'épaisseur des fractures, devrait être en équilibre thermique avec la roche. Mais des simulations numériques (Didry, 1995) ont montré que la chaleur évacuée par le biais de la convection par le fluide pouvait ne pas être négligeable pour des vitesses de circulation faibles. Dans ce cas, l'équation de conservation de la quantité de chaleur s'écrit de manière générale :

$$\rho_f C_f \left(\frac{\partial T_f}{\partial t} + \underline{v} \cdot \underline{\text{grad}} T_f \right) = \lambda_f \nabla^2 T_f \quad (24)$$

ρ_f : masse volumique du fluide, T_f : température du fluide,
 C_f : capacité calorifique du fluide, λ_f : conductivité thermique du fluide,
 \underline{v} : vitesse du fluide.

Avec comme conditions aux limites aux épontes de chaque fracture :

$$\lambda_r \frac{\partial T}{\partial n} = h(T_f - T_p) \quad (25)$$

T_p : température de paroi, n : normale aux épontes,
 λ_r : conductivité thermique de la roche,
 h : coefficient d'échange convectif entre la roche et le fluide.

En intégrant l'équation (24) sur l'épaisseur de la fracture, on obtient une équation plus facile à manipuler :

$$\rho_f C_f \left(\frac{\partial \bar{T}_f}{\partial t} + v \frac{\partial \bar{T}_f}{\partial z} \right) = \lambda_f \frac{\partial^2 \bar{T}_f}{\partial z^2} + \frac{2h}{e} (\bar{T}_f - T_p) \quad (26)$$

On reconnaît, dans cette équation, les termes de convection, de conduction et d'échange.

\bar{T}_f : température moyenne du fluide dans la fracture, z : direction de la fracture,
 v : composante suivant z de la vitesse.

Pour des coefficients constants et une température de paroi connue, il existe une solution analytique à cette équation (Bear, 1979).

II Comportement de la matrice rocheuse

Notre objectif est de montrer l'influence des fractures sur le comportement THM des massifs rocheux. Nous nous limiterons donc à la description simplifiée du comportement de la matrice rocheuse.

II-1 Comportement thermo-mécanique

Du point de vue mécanique, les roches cristallines telles que le granite ont un comportement élastique pouvant être assimilé en première approximation comme linéaire avec un seuil de rupture élevé dépendant de la contrainte moyenne. Au-delà de ce seuil, ces roches ont généralement un comportement fragile sous faible contrainte moyenne, ce comportement tend vers un comportement ductile sous très forte contrainte moyenne avec une phase de transition caractérisée par un comportement radoucissant au passage ductile-fragile. Le module d'Young étant élevé, de l'ordre de 50000 à 80000 MPa, les contraintes d'origine thermique proportionnelles au module d'Young à déformations bloquées peuvent être importantes, mais la présence de fractures dans le milieu augmente la déformabilité globale du massif.

Pour un granite sain, on peut admettre une loi de comportement thermo-élastique linéaire isotrope :

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \frac{1+\nu}{E} \underline{\underline{\sigma}} - \frac{\nu}{E} \text{tr}(\underline{\underline{\sigma}}) \underline{\underline{I}} - \alpha \Delta T \underline{\underline{I}} \quad (30)$$

$\underline{\underline{\varepsilon}}$: tenseur de déformations,

E : Module d'Young,

$\underline{\underline{\sigma}}$: tenseur de contraintes,

ν : coefficient de Poisson,

T : température,

α : coefficient de dilatation thermique,

$\underline{\underline{I}}$: tenseur unité.

II-2 Loi de comportement hydraulique

Le fluide circule de façon préférentielle dans les fractures. Rappelons à titre indicatif, que le débit traversant une formation de 100 mètres d'épaisseur et de perméabilité 10^{-7} m/s (10^{-14} m²) est égal à celui fourni par une fracture d'épaisseur 200 μ m dont l'écoulement est régi par la loi de Poiseuille (de Marsily, 1986). Il est donc raisonnable, que pour des applications telles que le stockage de déchets nucléaires ou la géothermie, la matrice rocheuse soit considérée comme étant imperméable. Pour

mémoire, la perméabilité intrinsèque d'un granite non fracturé est typiquement inférieure à 10^{-19} m^2 .

II-3 Comportement thermique

Du point de vue thermique, et compte tenu de la très faible perméabilité de la matrice d'un milieu cristallin, le transfert de chaleur s'effectue uniquement par conduction et la loi de Fourier peut s'appliquer. La loi de conservation de la chaleur se réduit à :

$$\rho_r C_r \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_r \nabla^2 T \quad (31)$$

ρ_r : masse volumique de la roche,

t : temps,

C_r : capacité calorifique de la roche,

∇^2 : Laplacien,

λ_r : conductivité thermique de la roche.

La conductivité thermique du granite est typiquement de $2,5 \text{ W/m}^2/\text{K}$, et varie peu avec la température.

Les lois citées ci-dessus sont valables en première approximation, des problèmes spécifiques peuvent nécessiter la prise en compte de certaines non linéarités des propriétés thermiques et élastiques.

III Couplages et interactions dominants

L'analyse du comportement de la roche et des fractures permet de constater qu'il existe des couplages au sein du massif et au sein des fractures, et qu'il peut exister de fortes interactions entre le massif et les fractures. Les couplages et les interactions majeurs peuvent être illustrés schématiquement sur la figure I-8.

III-1 - Principales interactions roche-fractures

- L'équilibre mécanique du massif résulte de l'interaction entre la roche et les fractures pouvant être assimilées à des joints dont on doit considérer le comportement spécifique. En l'absence de déchets exothermiques (avant un stockage de déchets C), le chargement mécanique est dû essentiellement à l'excavation des ouvrages qui

provoque une décompression des terrains et un relâchement de l'état de contraintes. En revanche, après la mise en place de colis de déchets exothermiques, la variation du champ de température provoquée par le dégagement de chaleur des déchets, entraîne d'abord une compression des terrains durant la phase de paroxysme thermique, suivie d'une décompression dans la phase de refroidissement.

- Le champ de température dans le massif dépend des propriétés thermiques de la roche et des fractures ; en raison de la surface en contact des fractures, les discontinuités ne devraient pas provoquer de sauts de température de part et d'autre des épontes, mais la présence d'un fluide en circulation peut, suivant sa vitesse d'écoulement, transférer une partie de la chaleur par convection.
- Suivant les conditions aux limites, de façon similaire à la pression interstitielle dans les milieux poreux, la présence d'eau dans les fractures est susceptible de reprendre une partie des efforts normalement supportés par les fractures.

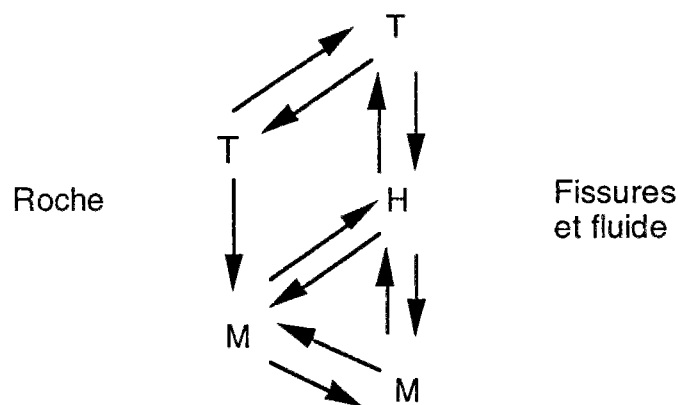


Figure I-8 : Principaux couplages et interactions dans les massifs rocheux fracturés

III-2 - Principaux couplages

- Le champ de contraintes dans le massif dépend du champ de température. C'est une conséquence du comportement thermo-élastique de la roche.
- La vitesse d'écoulement de l'eau dans les fractures dépend de leurs ouvertures qui sont susceptibles de varier en fonction de sollicitations thermo-mécaniques.

- L'eau, si elle est en circulation, n'est pas nécessairement en équilibre thermique avec la roche et peut éventuellement procéder au transfert d'une partie de la chaleur du massif par convection.
- La viscosité et la densité de l'eau dépendent fortement de la température. Pour mémoire, la viscosité change d'un facteur 10 entre 20 et 100 degrés Celsius. C'est une non linéarité que l'on peut qualifier de couplage du second ordre au sens où il n'existe pas de relation entre la vitesse d'écoulement et la température, mais ce sont les caractéristiques du fluide qui dépendent de la température.
- Les caractéristiques mécaniques des joints dépendent de la pression de l'eau. La présence d'un fluide dans une fracture va avoir un effet lubrifiant qui diminue sa résistance au cisaillement.
- La température est susceptible d'altérer les propriétés du joint. Du fait de la forme irrégulière des épontes, un champ de température uniforme peut entraîner des concentrations de contraintes pouvant provoquer un endommagement des épontes.
- *Un phénomène important pour l'étude de la circulation de l'eau dans les fractures, est la possibilité de dissolution-cristallisation de minéraux dans les fractures. Ce phénomène chimique s'il peut se révéler important pour appréhender le comportement à long terme d'un massif rocheux fracturé, nécessite au préalable une bonne connaissance du comportement THM. Sa modélisation ne peut être qu'un objectif à plus long terme et ne rentre donc pas dans le cadre de ce travail.*

IV Modélisation des milieux fracturés

Il existe deux approches couramment employées pour modéliser les milieux rocheux fracturés :

- l'approche milieu discontinu que l'on trouve aussi sous le nom d'approche explicite,
- l'approche implicite qui consiste à considérer le milieu fracturé comme un milieu continu homogène équivalent.

IV-1 Approche explicite

L'approche explicite consiste à tenir compte précisément de la position des fractures et du comportement thermo-hydro-mécanique de la roche et des fractures. Un

code de calcul est nécessaire pour tenir compte des couplages et interactions qui peuvent exister. Les deux formalismes les plus fréquents sur lesquels sont basés ces codes sont les éléments distincts et les éléments finis. Le formalisme des éléments distincts est basé sur la résolution de la deuxième équation de Newton (Cundall et Strack, 1979), les blocs de roches entourés de fractures peuvent être considérés comme déformables lorsqu'ils sont discrétisés avec des éléments finis. Goodman (1976) est probablement le premier à avoir utilisé les éléments finis pour modéliser les massifs rocheux fracturés, le massif est discrétisé avec des éléments finis conventionnels et les fractures avec des éléments particuliers appelés éléments joints.

En introduisant la position exacte des fractures dans un code de calcul, on peut modéliser le comportement THM des fractures et leurs interactions avec la roche de la manière la plus appropriée possible.

Toutefois, les densités de fissuration mesurées sur des sites réels sont souvent importantes. A Fanay-Augères, par exemple, une simulation du massif en deux dimensions de 100*100 mètres a nécessité de générer environ 70000 fractures (Long et Billau, 1987). Avec de telles densités de fractures, et lorsque les calculs sont fortement couplés, on ne peut pas, malgré les capacités informatiques actuelles, modéliser le comportement THM de toutes les fractures de façon explicite.

Une prise en compte implicite des fractures dans le comportement de la roche est alors nécessaire pour modéliser le massif rocheux.

IV-2 Approche implicite

L'approche implicite consiste à intégrer le comportement des fractures dans la loi de comportement global. En mécanique, les différentes techniques existantes font principalement appel aux méthodes d'homogénéisation ou utilisent une formulation empirique de la loi de comportement. Ces deux approches se prêtent mal à la prise en compte du caractère non linéaire du comportement des joints. De plus, en homogénéisation, il faut tenir compte de l'intersection des fractures qui peuvent définir des blocs. Depuis les travaux de Budiansky et O'Connell (1976) qui ont appliqué la méthode auto-cohérente aux milieux fissurés, de nombreux auteurs se sont intéressés à l'homogénéisation des propriétés mécaniques des massifs rocheux fracturés. Cai et Horii (1992, 1993) ont proposé une méthode d'homogénéisation qui tente de tenir compte d'une loi de comportement des joints anélastiques et des reports de contraintes en utilisant des résultats de calculs analytiques. Horii et Nemat-Nasser (1983) se sont

intéressés à la différence de comportement du massif en traction et en compression. Parmi les méthodes empiriques les plus usuelles, il y a l'utilisation des systèmes de Bieniawski (1989) qui définit le "Rock Mass Rating", et de Barton (Barton et al., 1974) avec le facteur Q. Oda (1988) quant à lui, propose une loi de comportement élastique en utilisant des tenseurs de Texture.

Lorsque de grands volumes de roches sont à étudier, seule l'approche consistant à considérer un milieu continu homogène équivalent peut être adoptée. Toutefois, trois conditions sont nécessaires pour procéder à une homogénéisation. Il faut qu'il existe ce qu'on appelle communément un Volume Élémentaire Représentatif, que l'on puisse trouver les propriétés homogénéisées et qu'elles puissent servir à effectuer des calculs de structures.

- Un VER est un élément de massif qui a les propriétés globales du massif. Ainsi, la fracturation à l'intérieur du VER doit avoir les caractéristiques statistiques : moyenne et moments, de l'ensemble du massif. En particulier, l'épaisseur, l'orientation, le degré de connexion des fractures, etc., doivent être ceux de l'ensemble du massif. Pour cela, les lois de répartition des fractures ne doivent pas dépendre de l'espace, c'est ce qu'on appelle l'hypothèse d'ergodicité : d'un point à l'autre de l'espace, la probabilité d'avoir un événement est la même. On parle aussi d'homogénéité statistique.
- Lorsque le milieu est statistiquement homogène, il n'est pas évident qu'il le reste sous l'action de sollicitations mécaniques ou thermiques. En particulier, l'ouverture des fractures dépend du champ de température par l'intermédiaire de contraintes d'origine thermique. Il faut donc que ce champ puisse être considéré comme uniforme sur le VER, à moins, bien sûr, que les propriétés homogénéisées ne dépendent pas (ou très peu) de l'ouverture des fractures, ce qui n'est malheureusement pas le cas de la perméabilité en grand.
- Pour pouvoir effectuer des calculs de structures avec les propriétés homogénéisées, il faut qu'il existe trois échelles dans le milieu : Micro, Mini, Macro (Hashin, 1983) telles que :

MICRO << MINI << MACRO

L'échelle micro est celle de la micro-structure qui est, dans notre cas, celle des fractures individuelles. L'échelle mini est celle du VER sur lequel est effectuée l'homogénéisation. L'échelle macro est celle de la structure que l'on veut étudier. Dans les massifs cristallins, les fractures sont généralement métriques à pluri-

métriques, c'est-à-dire comparable aux dimensions d'un ouvrage souterrain (galerie, puits).

La double exigence de gradients de sollicitations faibles et de structures de tailles très supérieures au VER, font que l'approche consistant à modéliser le milieu fracturé par un milieu homogène équivalent ne peut s'appliquer a priori qu'au massif dans son entier.

Conclusion

Il existe un grand nombre de méthodes de modélisation des milieux fracturés que l'on peut classer en deux grandes catégories. Le choix d'un modèle appartenant à l'une de ces catégories dépend de la nature du projet, mais également de l'objectif de l'étude. Ainsi, par exemple, pour des projets de stockage en galeries et puits, lorsque le voisinage des colis de déchets C est étudié, il existe de forts gradients de température et donc des sollicitations thermiques importantes. Ces sollicitations vont entraîner de fortes contraintes/déformations dans le milieu et une modification des caractéristiques, en particulier de l'ouverture, et donc, de la conductivité hydraulique des fractures. Dans ce contexte, seule l'approche " milieu discontinu " est adéquate. A l'inverse, lorsque l'on étudie le stockage et le massif dans leur entier, le nombre de fractures étant très élevé, en dehors des failles majeures, et compte tenu des capacités actuelles des ordinateurs, seule l'approche " milieu continu homogène équivalent " peut être opérationnelle.

Pour un même concept de stockage, un même milieu, mais en adoptant deux échelles d'espace distinctes, il convient d'utiliser deux méthodes de modélisation différentes, chacune pouvant conduire à des résultats spécifiques qui doivent être interprétés compte tenu de la nature du modèle et de l'échelle d'espace considérée. La comparaison des deux types d'approche (Millard et al., 1995 ; SKI report, 1996) a été effectuée dans le cadre du projet DECOVALEX (DEvelopment of COupled models and their VALidation against EXperiments in nuclear waste isolation).

Dans le cadre de cette recherche, nous nous limiterons à l'approche milieu continu homogène équivalent. L'approche milieu discontinu appliquée au champ proche des ouvrages de stockage a été développée par J. Couteau (1997) dans le cadre d'un stage de DEA.

La recherche des VER et de l'existence de méthodes d'homogénéisation prenant en compte le comportement de la structure " joint " et les principaux couplages THM fait l'objet du prochain chapitre.

Chapitre II : Recherche des VER et des propriétés homogénéisées

Introduction

La méthode la plus utilisée pour la recherche des VER est celle du calcul de la propriété à homogénéiser pour différentes tailles de massif. Lorsque cette grandeur ne dépend plus de la taille du massif, alors le VER est atteint. En réalité, on observe une certaine oscillation s'amortissant autour d'une valeur moyenne stabilisée, ce qui signifie que le VER est une notion subjective et qu'il faut fixer une précision à chaque fois que l'on procède à une homogénéisation.

Si l'on doit connaître les grandeurs globales pour déterminer le VER, celui-ci reste une notion intrinsèquement liée à la loi de comportement locale. Un VER hydraulique, par exemple, ne peut être obtenu qu'en admettant une certaine loi d'écoulement, celle de Poiseuille par exemple. Le VER correspondant peut être différent d'un VER obtenu par une autre loi d'écoulement local. De surcroît, il n'y a a priori aucune raison que le VER hydraulique se confonde avec le VER mécanique. De même, le fait que les processus thermo-hydro-mécaniques soient couplés ou non influe a priori sur le VER.

On conçoit que la détermination des VER hydraulique, thermique et mécanique présentée ci-dessous doit être considérée comme une première approximation obtenue dans un processus entièrement découplé.

De manière générale, la taille des VER dépend des propriétés homogénéisées, il convient de rechercher une méthode d'homogénéisation des propriétés mécaniques, thermiques et hydrauliques applicables aux massifs rocheux fracturés. Dans ce but, nous avons naturellement été amenés à faire une étude bibliographique pour déterminer les méthodes d'homogénéisation applicables au problème étudié.

S'il existe une méthode bien établie pour les propriétés hydrauliques, il convient d'en proposer une pour les propriétés thermiques ; nous n'en avons pas encore trouvé de satisfaisante, comme nous allons le voir, pour les propriétés mécaniques.

I VER Mécanique et propriétés mécaniques homogénéisées

Beaucoup de travaux ont été publiés sur l'homogénéisation des propriétés élastiques des solides comprenant des fissures. Kachanov (1994) ou Hashin (1983), par exemple ont fait des articles qui présentent une synthèse des différentes méthodes existantes. Mais les applications aux massifs rocheux avec, comme on l'observe souvent, une forte densité de fractures, sont encore peu courantes. Les auteurs ayant travaillé sur ce sujet considèrent souvent comme mécanisme principal de déformation, le comportement en pointe de fissures, alors qu'il semble dans le cas qui nous préoccupe, que ce soit plutôt le comportement des "joints" qui est plus important. Néanmoins, il est intéressant de connaître la démarche et d'analyser l'ampleur des adaptations à effectuer pour pouvoir appliquer les méthodes existantes au contexte spécifique des massifs rocheux fracturés.

I-1 Principes d'homogénéisation mécanique

L'hypothèse la plus simple consiste à considérer les fissures comme non interagissantes. On obtient alors une solution analytique exacte des propriétés élastiques homogénéisées. La démarche adoptée par Kachanov (1994) consiste, dans un premier temps, à calculer la variation d'énergie élastique créée par l'introduction de fissures dans un matériau sain, puis à égaliser l'énergie élastique du matériau considéré comme homogène, dont on cherche les propriétés, avec l'énergie élastique du matériau sain non fissuré diminuée de la variation de l'énergie due à l'introduction de fissures calculées précédemment.

On reprend ici les principales étapes du calcul pour mettre en évidence les paramètres permettant de définir le VER mécanique. Le lecteur intéressé par une présentation détaillée peut consulter l'annexe A.

Dans le cas où le matériau est non fissuré, la densité d'énergie de déformation élastique est :

$$f_0(\underline{\underline{\sigma}}) = \frac{1}{2} \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\varepsilon}} = \frac{1}{2} \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\mathbf{M}^0}} : \underline{\underline{\sigma}} \quad (1)$$

$\underline{\underline{\sigma}}$: tenseur des contraintes, $\underline{\underline{\varepsilon}}$: tenseurs des déformations,
 $\underline{\underline{\mathbf{M}^0}}$: tenseur d'élasticité d'ordre 4.

Si le matériau est isotrope :

$$f_0(\underline{\underline{\sigma}}) = \frac{1 + \nu_0}{E_0} \sigma_{ij} \sigma_{ij} - \frac{\nu_0}{2E_0} (\sigma_{kk})^2 \quad (2)$$

Dans le cas où le matériau est fissuré :

$$f(\underline{\underline{\sigma}}) = \frac{1}{2} \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\varepsilon}} = \frac{1}{2} \underline{\underline{\sigma}} : \mathbf{M} : \underline{\underline{\sigma}} \quad (3)$$

$$\underline{\underline{\sigma}} = \frac{1}{2V} \int_V \underline{\underline{\sigma}} dV \quad \underline{\underline{\varepsilon}} = \frac{1}{2V} \int_V \underline{\underline{\varepsilon}} dV$$

\mathbf{M} : matrice d'élasticité homogénéisée.

On pose :

$$f(\underline{\underline{\sigma}}) = f_0(\underline{\underline{\sigma}}) + \Delta f(\underline{\underline{\sigma}}) \quad (4)$$

$\Delta f(\underline{\underline{\sigma}})$: variation d'énergie élastique due à l'introduction des fissures dans le matériau.

La variation de densité d'énergie élastique due à l'introduction d'une fissure plane est (Horii et Nemat-Nasser, 1983) :

$$\Delta f_i(\underline{\underline{\sigma}}) = \underline{\underline{\sigma}} : \left(\frac{1}{2V} (\langle \underline{\underline{b}} \rangle \otimes \underline{\underline{n}} + \underline{\underline{n}} \otimes \langle \underline{\underline{b}} \rangle) ; S_i \right) \quad (5)$$

$\langle \underline{\underline{b}} \rangle$: variation de déplacement moyen sur les lèvres de la fissure,

$\underline{\underline{n}}$: normale à la fissure,

\otimes : produit tensoriel.

L'hypothèse des fissures non interagissantes consiste à considérer que le déplacement des lèvres des fissures ne dépend que des contraintes appliquées à la surface du solide fissuré. Ainsi, la variation de densité d'énergie élastique moyenne est déduite de la moyenne des déplacements sur les orientations des fissures :

$$\Delta f(\underline{\underline{\sigma}}) = \underline{\underline{\sigma}} : \left(\frac{1}{2V} \sum_i (\langle \underline{\underline{b}} \rangle \otimes \underline{\underline{n}} + \underline{\underline{n}} \otimes \langle \underline{\underline{b}} \rangle) ; S_i \right) \quad (6)$$

En développant l'expression précédente et en deux dimensions, on trouve :

$$\Delta f(\underline{\underline{\sigma}}) = \Delta f(\underline{\underline{\sigma}}, \underline{\underline{\alpha}}) \quad (7)$$

Avec

$$\underline{\underline{\alpha}} = \frac{1}{A} \sum_i (l_i^2 \underline{\underline{n}} \otimes \underline{\underline{n}})_i \quad (8)$$

Si la distribution des fissures laisse globalement le comportement isotrope :

$$\Delta f(\underline{\underline{\sigma}}, \underline{\underline{\alpha}}) = \Delta f(\underline{\underline{\sigma}}, \rho)$$

avec
$$\rho = \frac{1}{A} \sum_i (l_i^2)_i \quad (9)$$

en trois dimensions :

$$\Delta f(\underline{\sigma}) = \Delta f(\underline{\sigma}, \underline{\alpha}, \beta) \quad (10)$$

Avec
$$\underline{\alpha} = \frac{1}{V} \sum_i (l_i^3 \underline{n} \otimes \underline{n})_i \quad (11)$$

$$\beta = \frac{1}{V} \sum_i (l_i^3 \underline{n} \otimes \underline{n} \otimes \underline{n} \otimes \underline{n})_i \quad (12)$$

L'influence du tenseur β étant faible, peu d'erreurs sont commises lorsque celui-ci est omis.

Ces résultats ne sont applicables qu'au cas où la densité de fissures est suffisamment faible pour que l'hypothèse des fissures non interagissantes soit respectée. Toutefois, des simulations numériques ont montré un domaine de validité beaucoup plus étendu que celui auquel on aurait pu s'attendre. En effet, lorsqu'il y a interaction entre les fissures, il y a des zones d'amplification des contraintes sur les épontes des fissures, et des zones de réduction des contraintes (figures II-1 et II-2). Il y a compétition entre ces deux effets qui ont tendance à s'annuler.

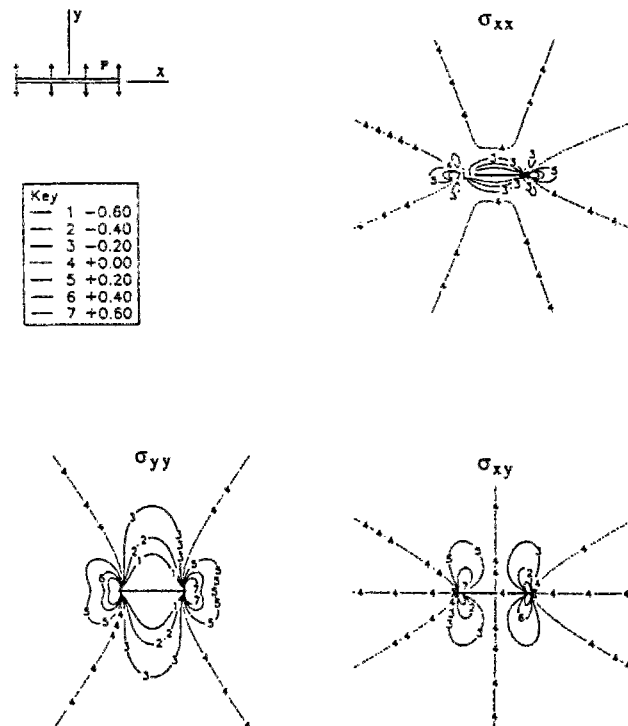


Figure II-1 : Zones d'amplifications et de réductions des contraintes pour un chargement de traction uniforme sur les épontes de la fissure calculées en élasticité (Kachanov, 1994)

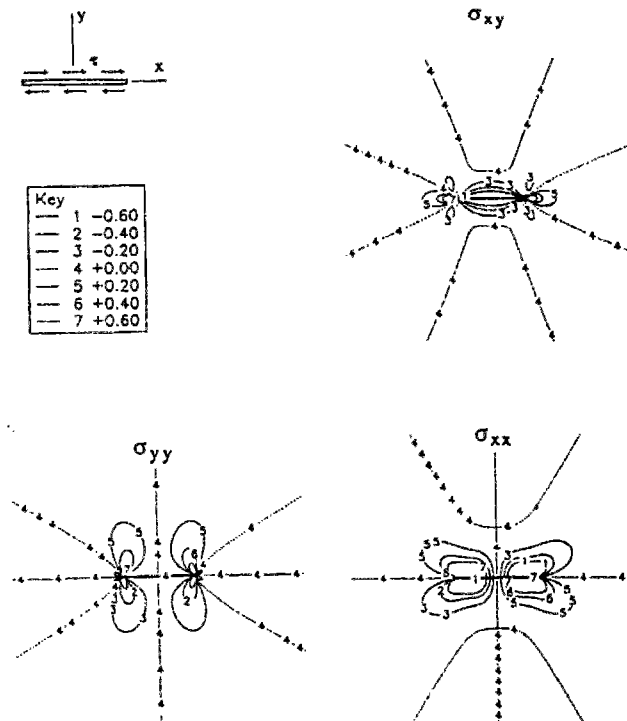


Figure II-2 : Zones d'amplifications et de réductions des contraintes pour un chargement de cisaillement uniforme sur les épontes de la fissure calculées en élasticité (Kachanov, 1994)

Les contraintes sont normalisées par rapport à l'état de référence

Lorsque l'interaction entre les fissures est considérée, la difficulté est d'évaluer les reports de contraintes sur les épontes des fissures. Un moyen pour tenter d'y parvenir est d'utiliser la méthode auto-cohérente. Celle-ci consiste à calculer la variation d'énergie élastique due à l'introduction des fissures dans le domaine où on recherche les propriétés et non plus, comme avec l'hypothèse des fissures non interagissantes, dans le domaine dont on connaît les propriétés. Budiansky et O'Connell (1976) ont montré que dans ce cas, pour des fissures planes de formes quelconques, laissant le comportement globalement isotrope, les propriétés homogénéisées dépendaient du paramètre de densité de fissures ϵ défini par :

$$\epsilon = \frac{2N}{\pi} \left\langle \frac{A^2}{P} \right\rangle \quad (13)$$

N : nombre de fissures par unité de volume, A : aire des fissures,
 P : périmètre des fissures, < > : moyenne.

Dans le cas de fissures circulaires de rayon a, nous avons ainsi :

$$\epsilon = N \langle a^3 \rangle \quad (14)$$

Si l'hypothèse des fissures non interagissantes considère que les reports moyens des contraintes sont nuls et ne sont pas pris en compte, l'hypothèse auto-cohérente considère que chaque fracture interagit avec toutes les autres. Cette interaction va toujours dans le sens d'une réduction de la rigidité, à tel point que l'hypothèse auto-cohérente prévoit l'annulation complète des propriétés élastiques pour une densité de fissures finie susceptible d'être rencontrée dans les massifs rocheux. Pour reprendre une image de Hashin (1983), l'hypothèse des fissures non interagissantes revient à dire que l'arbre dans la forêt ne voit pas les autres arbres, tandis qu'avec la méthode auto-cohérente l'arbre voit la forêt, en fait, l'arbre voit d'autres arbres. Pour éviter cette difficulté, Bruner (1976) a proposé un schéma différentiel auto-cohérent, pour lequel on considère que la densité de fissures croît progressivement de 0 à sa valeur finale.

Pour tenir compte des variations du champ de contraintes au voisinage de fissures interagissantes, certaines méthodes introduisent un facteur de transmission Λ (Kachanov, 1994) ou un "Stress Concentration Tensor" Λ_{ij} (Cai et Horii, 1992, 1993), ce qui revient à changer le tenseur des contraintes qui s'applique sur les épontes des fractures, ces paramètres dépendent de l'arrangement des fractures dans l'espace et ne sont connus analytiquement que pour quelques configurations spécifiques.

Le Ravalec et Gueguen (1996) ont proposé une méthode originale qu'ils ont appelé "*schéma différentiel auto-cohérent étendu*", qui combine l'approche différentielle auto-cohérente et l'approche milieu poreux. Cette approche permet l'accès aux propriétés élastiques homogénéisées drainées et non drainées pour des densités de fissures élevées.

Ces techniques considèrent les fissures comme des discontinuités, on fait donc l'hypothèse que les contraintes à l'interface de ces discontinuités sont nulles. La prise en compte d'une loi de comportement des fissures, éventuellement non linéaire, est probablement possible en écrivant une forme incrémentale de variation de densité d'énergie. La principale difficulté tient à la densité de fissures rencontrée généralement dans les massifs rocheux fracturés. L'hypothèse des fissures non interagissantes n'est pas justifiée, et il faut calculer les reports de contraintes d'une fissure sur une autre ; cet exercice devient particulièrement difficile lorsque les fissures sont sécantes, les travaux dans ce domaine sont rares, et n'ont pas encore conduit à des résultats probants.

Rajoutons que nous sommes obligés de postuler a priori le comportement global comme élastique, ce qui ne peut être le cas que si on considère que le comportement de chaque composante est élastique. Or, nous avons vu qu'à partir d'un certain niveau de sollicitations, le comportement en cisaillement des fractures présente des déplacements irréversibles. Le comportement homogénéisé devrait être capable de modéliser ce phénomène.

Dans chacune des techniques évoquées ci-dessus, les propriétés homogénéisées ne dépendent que des propriétés mécaniques du massif et de l'arrangement des fractures dans l'espace, ces dernières informations étant regroupées dans les tenseurs $\underline{\alpha}$ (formule 11) et β (formule 12) dans l'hypothèse des fissures non interagissantes, et dans le paramètre ϵ (formule 13) dans le cas de l'hypothèse auto-cohérente (ou des techniques dérivées). Le VER mécanique sera donc atteint lorsque les paramètres $\underline{\alpha}$ et β ou ϵ sont représentatifs du massif dans son entier.

A l'opposé des techniques analytiques qui viennent d'être exposées brièvement, Oda (1988) a choisi d'utiliser une approche empirique. Pour cela, l'auteur a défini des tenseurs appelés des tenseurs de texture regroupant les informations géométriques concernant la fracturation. A partir d'expériences de laboratoires sur des matériaux fissurés artificiellement, l'auteur a proposé un modèle de comportement de la roche fracturée en utilisant les tenseurs de texture.

Nous allons détailler dans un premier temps les propriétés de ces tenseurs avant de discuter de leur intérêt pour la recherche des VER.

I-2 Définition des tenseurs de texture

Pour décrire la géométrie des fractures, Oda propose de considérer les facteurs suivants :

- La densité de fissures $\rho = \frac{m^{(v)}}{V}$ $m^{(v)}$: nombre de fissures ayant leur centre dans le volume V.
- La dimension des fissures.
- L'orientation de chaque fissure. On peut définir une fonction densité de répartition d'orientation de fissures dépendant éventuellement de la longueur r de chaque fissure $E(\underline{n},r)$ Chaque fissure a deux surfaces et donc deux vecteurs normaux à ces surfaces, $E(\underline{n},r)$ doit donc avoir les propriétés suivantes :

$$\int_0^{\infty} \int_{\Omega} E(\underline{n},r) d\Omega dr = 2 \int_0^{\infty} \int_{\Omega/2} E(\underline{n},r) d\Omega dr = 1 \quad E(\underline{n},r) = E(-\underline{n},r) \quad (15)$$

$E(\underline{n},r) = E(\underline{n})f(r)$ si \underline{n} et r sont des variables indépendantes.

A l'aide des trois éléments qui viennent d'être décrits, Oda établit un tenseur de texture :

$$\mathbf{F} = \frac{\pi\rho}{4} \int_{\Omega} \int_0^{\infty} (r^3 \underline{n} \otimes \underline{n} \otimes \dots \underline{n}) E(\underline{n}, r) d\Omega dr \quad (16)$$

\otimes est le produit tensoriel.

La forme discrète de \mathbf{F} est :

$$\mathbf{F} = \frac{\pi}{4V} \sum_{k=1}^{m(v)} r_k^3 \underline{n}_k \otimes \underline{n}_k \otimes \dots \underline{n}_k \quad (17)$$

Où k désigne la $k^{\text{ième}}$ fracture des $m^{(v)}$ fractures dans le volume V .

Les propriétés du tenseur de texture sont :

- Il est sans dimension.
- Le rang du tenseur est pair, \mathbf{F} est identiquement nul si son rang est impair (par la propriété $E(\underline{n}, r) = E(-\underline{n}, r)$).
- Le tenseur est symétrique par permutation de deux de ses indices.

- Le tenseur d'ordre 0, F_0 vaut
$$F_0 = \frac{\pi\rho}{4} \int_0^{\infty} r^3 f(r) dr \quad (18)$$

et est équivalent au paramètre de concentration de fissures, ϵ , introduit dans la méthode auto-cohérente (Budiansky et O'Connell, 1976).

- Le tenseur d'ordre 2, F_{ij} vaut
$$F_{ij} = \frac{\pi\rho}{4} \int_{\Omega} \int_0^{\infty} r^3 n_i n_j E(\underline{n}, r) d\Omega dr \quad (19)$$

et est équivalent au tenseur de concentration de fissures défini par Kachanov (1980, 1994).

- Le tenseur d'ordre 4, F_{ijkl} vaut
$$F_{ijkl} = \frac{\pi\rho}{4} \int_{\Omega} \int_0^{\infty} r^3 n_i n_j n_k n_l E(\underline{n}, r) d\Omega dr \quad (20)$$

mais il n'est pas aisé à interpréter physiquement, néanmoins intuitivement, il représente avec plus de détails la géométrie des fissures, ce tenseur est à rapprocher du tenseur β .

ODA définit des règles de similarité :

Deux corps (A) et (B) seront dits géométriquement similaires si $\mathbf{F}^{(A)} = \mathbf{F}^{(B)}$. Si $\mathbf{F}^{(A)}$ et $\mathbf{F}^{(B)}$ sont d'un ordre peu élevé, ils seront grossièrement similaires. Par contre, plus l'ordre des tenseurs de texture sera élevé, plus les corps seront similaires.

Reprenons 5 exemples particuliers de tenseurs de texture calculés dans un carré de côté a (Oda, 1988).

Cas A :	8 fractures	$r/a = 0,25$	$\theta = 0^\circ$
	8 fractures	$r/a = 0,25$	$\theta = 90^\circ$
Cas B :	8 fractures	$r/a = 0,25$	$\theta = 45^\circ$
	8 fractures	$r/a = 0,25$	$\theta = 135^\circ$
Cas C :	4 fractures	$r/a = 0,25$	$\theta = 0^\circ$
	4 fractures	$r/a = 0,25$	$\theta = 45^\circ$
	4 fractures	$r/a = 0,25$	$\theta = 90^\circ$
	4 fractures	$r/a = 0,25$	$\theta = 135^\circ$
Cas D :	16 fractures orientées aléatoirement		
Cas E :	une infinité de fractures aléatoires telles que : r tend vers 0, $m^{(v)}$ tend vers l'infini et $F_0 = \frac{r^2 m^{(v)}}{V}$ tend vers 1.		

On obtient :

$$F_0^{(A)} = 1 \quad F_0^{(B)} = 1 \quad F_0^{(C)} = 1 \quad F_0^{(D)} = 1 \quad F_0^{(E)} = 1$$

$$F_{ij} = \begin{pmatrix} F_{11} & F_{12} \\ F_{12} & F_{22} \end{pmatrix}$$

$$F_{ij}^{(A)} = \begin{pmatrix} 0,5 & 0 \\ 0 & 0,5 \end{pmatrix} \quad F_{ij}^{(B)} = \begin{pmatrix} 0,5 & 0 \\ 0 & 0,5 \end{pmatrix} \quad F_{ij}^{(C)} = \begin{pmatrix} 0,5 & 0 \\ 0 & 0,5 \end{pmatrix}$$

$$F_{ij}^{(D)} = \begin{pmatrix} 0,488 & -0,09 \\ -0,09 & 0,512 \end{pmatrix} \quad F_{ij}^{(E)} = \begin{pmatrix} 0,5 & 0 \\ 0 & 0,5 \end{pmatrix}$$

$$F_{ijkl} = \begin{pmatrix} F_{1111} & F_{1122} & F_{1112} \\ F_{2211} & F_{2222} & F_{2212} \\ F_{1211} & F_{1222} & F_{1212} \end{pmatrix}$$

$$F_{ijkl}^{(A)} = \begin{pmatrix} 0,5 & 0 & 0 \\ 0 & 0,5 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad F_{ijkl}^{(B)} = \begin{pmatrix} 0,25 & 0,25 & 0 \\ 0,25 & 0,25 & 0 \\ 0 & 0 & 0,25 \end{pmatrix} \quad F_{ijkl}^{(C)} = \begin{pmatrix} 0,375 & 0,125 & 0 \\ 0,125 & 0,375 & 0 \\ 0 & 0 & 0,125 \end{pmatrix}$$

$$F_{ijkl}^{(D)} = \begin{pmatrix} 0,378 & 0,109 & -0,039 \\ 0,109 & 0,403 & -0,056 \\ -0,039 & -0,056 & 0,109 \end{pmatrix} \quad F_{ijkl}^{(E)} = \begin{pmatrix} 0,375 & 0,125 & 0 \\ 0,125 & 0,375 & 0 \\ 0 & 0 & 0,125 \end{pmatrix}$$

On remarque que $F_0^{(A)} = F_0^{(B)} = F_0^{(C)} = F_0^{(D)} = F_0^{(E)} = 1$

$$F_{ij}^{(A)} = F_{ij}^{(B)} = F_{ij}^{(C)} = F_{ij}^{(E)} = \frac{\delta_{ij}}{2} \equiv F_{ij}^{(D)}$$

Tous les échantillons sont caractérisés par le même tenseur d'ordre 2, il n'y a pas de différence à moins de considérer les tenseurs d'ordre plus élevé.

Remarquons qu'un tenseur symétrique d'ordre 4 s'écrit :

$$F_{ijkl} = \lambda \delta_{ij} \delta_{kl} + \mu (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) \quad (21)$$

λ et μ étant des constantes.

F reste inchangé quelle que soit la permutation de deux indices, alors $\lambda = \mu$, ce qui impose:

$$F_{1111} = F_{2222} = 3F_{1122} = 3\lambda \quad \text{et} \quad F_{1222} = F_{1112} = 0$$

$F^{(A)}$ et $F^{(B)}$ ne sont donc pas isotropes au sens de la précédente relation car $F_{1111} \neq 3F_{1122}$

L'échantillon C est isotrope au sens de la relation (21) mais non si on regarde les tenseurs de texture d'ordre plus élevé. L'isotropie du tenseur de texture d'ordre 2 n'est pas suffisante pour conclure à l'isotropie du corps fissuré.

A partir d'essais de laboratoire, ODA propose une correction à apporter à la loi de comportement élastique pour tenir compte de la fissuration.

$$\bar{\epsilon}_{ij} = \left[\frac{1+\nu}{E} \delta_{ik} \delta_{jl} - \frac{\nu}{E} \delta_{ij} \delta_{kl} + C_{ijkl} \right] \bar{\sigma}_{kl} \quad (22)$$

$$C_{ijkl} = \frac{\pi}{8E} \left[\delta_{ij} F_{kl} + \delta_{jl} F_{ik} + \delta_{jk} F_{il} + \delta_{ik} F_{jl} \right] \quad (23)$$

$\bar{\epsilon}$ et $\bar{\sigma}$ sont les tenseurs globaux de déformations et de contraintes.

D'après l'auteur, qui a effectué des essais de laboratoire sur des matériaux fissurés artificiellement, cette relation semble pouvoir décrire le comportement des matériaux fissurés. Remarquons que cette relation n'est valable que si le comportement du matériau fissuré est isotrope. Il semble qu'une extension de cette loi aux matériaux anisotropes puisse être formulée en utilisant les tenseurs de texture d'ordre plus élevé.

La relation, ainsi formulée, ne peut pas être valable pour tous les trajets de chargement, car même si le degré de connexion des fractures est implicitement contenu dans le tenseur de texture, la fermeture éventuelle d'une partie des fissures sous différents chargements n'est pas prise en compte.

A notre connaissance, la validité de la loi de comportement proposée dans le cas de massifs rocheux fracturés n'a pas encore été démontrée, il semble cependant que les tenseurs de texture contiennent effectivement toutes les informations géométriques nécessaires à une homogénéisation, et de ce fait, dès lors qu'un comportement local du type élastique est considéré, les tenseurs de ODA peuvent prétendre à définir le VER mécanique.

Si la formulation de la loi de comportement proposée par Oda est purement empirique et ne prend pas en compte la loi de comportement des fractures, les tenseurs de texture apparaissent de façon plus ou moins explicite dans toutes les méthodes d'homogénéisation mécanique.

Nous ne pouvons pas, à ce stade de travail, proposer une méthode d'homogénéisation mécanique appropriée et rigoureuse, mais il est a priori probable qu'une formulation de la loi de comportement global des massifs rocheux fracturés fasse intervenir, au moins indirectement, ces tenseurs. C'est pourquoi nous proposons de les utiliser en tant qu'indicateur sans doute approché du VER mécanique.

II VER Hydraulique

Pour la recherche du VER hydraulique, nous préconisons une méthode initialement développée par Long et al. (1982, 1985) dont nous allons reprendre les principales étapes du raisonnement. Cette méthode est fondée sur les hypothèses suivantes :

- La roche saine est imperméable, en conséquence la perméabilité globale ne dépend que des caractéristiques de la fracturation (position, orientation, longueur, épaisseur des fractures).
- Chaque fracture est plane.
- On néglige les pertes de charges aux croisements des fissures.

II-1 Principes d'homogénéisation hydraulique

Pour trouver le VER, on calcule le tenseur de conductivité hydraulique pour différentes tailles de massif. Lorsque ce tenseur ne dépend plus de cette taille, le VER est atteint.

Pour la démonstration, nous supposerons que le milieu continu équivalent existe et que la loi de Darcy, qui exprime une relation linéaire entre la vitesse moyenne de

circulation d'un fluide dans un milieu poreux saturé et le gradient de charge, peut s'appliquer à grande échelle. Tant que l'on choisit localement une loi d'écoulement linéaire (Loi de Poiseuille par exemple), cette hypothèse semble être justifiée.

Détermination de la perméabilité apparente dans une direction

La loi de Darcy est :

$$\underline{v} = - \underline{K} \text{ grad } \phi \quad (24)$$

ou
$$v_j = - K_{ij} \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \quad (25)$$

ϕ : potentiel hydraulique, \underline{v} : vitesse moyenne du fluide,
 \underline{K} : tenseur de perméabilité.

La perméabilité apparente K_a dans la direction i est telle que :

$$Q = -K_a A \frac{\partial \phi}{\partial x_i} n_i \quad (26)$$

Q : débit sortant de la formation, A : aire perpendiculaire au flux,
 n_i : cosinus directeurs du vecteur unité dans la direction du gradient.

Soit
$$\frac{1}{K_a} = - \frac{A \frac{\partial \phi}{\partial x_i} n_i}{Q} \quad (27)$$

En supposant un gradient constant :

$$\frac{\partial \phi}{\partial x_i} n_i = \frac{\phi_2 - \phi_1}{L} \quad (28)$$

En deux dimensions, en choisissant un domaine carré, $A = L$ et en substituant (28) dans (27) :

$$\frac{1}{K_a} = - \frac{(\phi_2 - \phi_1)}{Q} \quad (29)$$

Si $\phi_2 = 0$ et $\phi_1 = 1$ alors
$$Q = K_a \quad (30)$$

Détermination du tenseur de perméabilité

En utilisant la loi de Darcy (26) :

$$A v_j n_j = - K_{ij} A \frac{\partial \phi}{\partial x_i} n_j = Q \quad (31)$$

En égalisant avec (27) :

$$-K_a A \frac{\partial \phi}{\partial x_i} n_i = -K_{ij} A \frac{\partial \phi}{\partial x_i} n_j \quad (32)$$

Soit
$$K_{ij} = K_a n_i n_j \quad (33)$$

Si K_a est mesuré et $1/\sqrt{K_a}$ est dessiné dans la direction n_i , alors :

$$n_i = x_i \frac{1}{\sqrt{K_a}} \quad (34)$$

Les composantes x_i sont les coordonnées du point.

La substitution de (34) dans (33) donne :

$$K_{ij} x_i x_j = 1 \quad (35)$$

ce qui est l'équation d'un ellipsoïde de demi-axes $\sqrt{1/K_1}$, $\sqrt{1/K_2}$ et $\sqrt{1/K_3}$. Les axes majeurs de l'ellipsoïde sont les directions principales du tenseur de perméabilité globale.

Dans la pratique, ce calcul nécessite le recours à un outil informatique qui doit déterminer :

- la perméabilité homogénéisée dans une direction,
- le VER,
- le tenseur de perméabilité globale du massif s'il existe.

Pratiquement, rechercher la perméabilité apparente pour différentes tailles de massif et différentes directions du gradient de charge est une opération fastidieuse, on peut se contenter de rechercher la perméabilité apparente dans une seule direction et déterminer le VER à partir de la courbe (perméabilité apparente - taille du massif) pour ensuite vérifier que pour cette taille précise, on obtient une ellipse dans la représentation de $(1/\sqrt{K_a}, \alpha)$ dans un repère polaire.

II-2 Allure du VER

Lorsque la densité de fissures est faible, il n'existe pas de perméabilité en grand. Au fur et à mesure que la densité de fissuration croît, les fractures commencent à se connecter jusqu'à former des amas de tailles finies où il existe une perméabilité locale, le VER doit être supérieur à la taille de ces amas pour rester compatible avec une perméabilité homogénéisée nulle, puis la taille de ces amas augmente jusqu'à créer un amas de taille

infinie. On est alors au seuil de percolation, où il existe une perméabilité en grand mais la taille du VER est théoriquement infinie. Lorsque la densité de fissures augmente davantage, le degré de connexion des fractures croît et la taille du VER se réduit (Long et al.) (figure II-3).

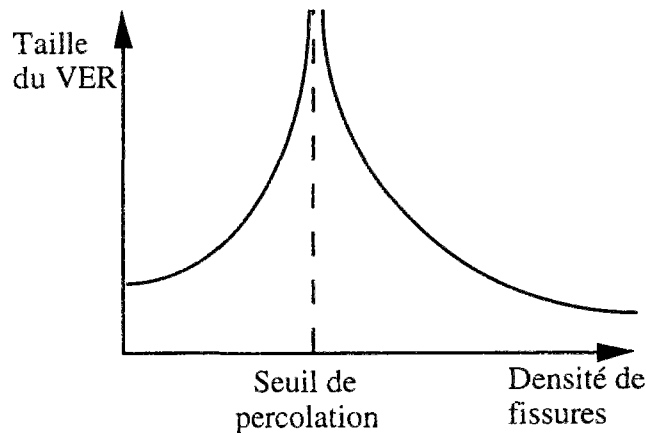


Figure 3 : Allure théorique du VER hydraulique en fonction de la densité de fissures

Il existe une densité de fissuration définissant le seuil de percolation pour laquelle le VER est infini et un milieu continu n'existe pas.

Plus problématique encore est le fait que le VER peut devenir très grand, allant au delà de la zone pour laquelle, on peut considérer la fracturation comme statistiquement homogène. *"Ce milieu (continu) ne peut être défini que sur un support assez grand, mais ce support ne doit contenir que des fractures relevant d'un même niveau de structures"* (Feuga B., 1993). Lorsque ce n'est pas le cas, un milieu continu homogène équivalent n'existe pas.

III VER Thermique

L'idée de la recherche du VER thermique est la même que celle du VER hydraulique : un volume de roche est simulé avec des fractures obéissant aux lois de répartitions statistiques observées par la reconnaissance in situ. On calcule le tenseur de conductivité thermique équivalent pour différentes tailles de massif. Le VER est atteint lorsque ce tenseur présente une allure suffisamment régulière qui ne dépend plus de la taille du massif.

III-1 Proposition d'une méthode d'homogénéisation des propriétés thermiques

Les propriétés thermiques homogénéisées dépendent des processus thermiques à modéliser. Nous supposons que le mode de transfert de chaleur est dominé par la conduction, et nous ne nous intéresserons pas aux phénomènes de convection, qui peuvent exister lorsque du fluide circule à grande vitesse dans les fractures.

On considérera la conductivité thermique de la fracture comme étant celle du fluide qui la remplit, éventuellement voisine de zéro, s'il y a du vide. En toute rigueur, la conductivité de la fracture dépend également de la forme et de la surface de contact des épontes.

La loi de Fourier de conduction de chaleur est :

$$\underline{q} = -\underline{\lambda} \nabla T \quad (36)$$

\underline{q} : flux de chaleur, $\underline{\lambda}$: tenseur de conductivité thermique.

Nous allons détailler la démarche adoptée en deux dimensions.

Établissons les conductivités équivalentes pour un carré de côté unité parcouru par une fracture d'épaisseur e et de conductivité λ_f (figure II-4), le tenseur de conductivité équivalent dans un repère lié à la fracture est :

$$\underline{\lambda} = \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{pmatrix}_{e_1, e_2} \quad (37)$$

Avec $\lambda_1 = \frac{1}{\frac{1-e}{\lambda} + \frac{e}{\lambda_f}}$ $\lambda_2 = (1-e)\lambda + e\lambda_f$ (38)

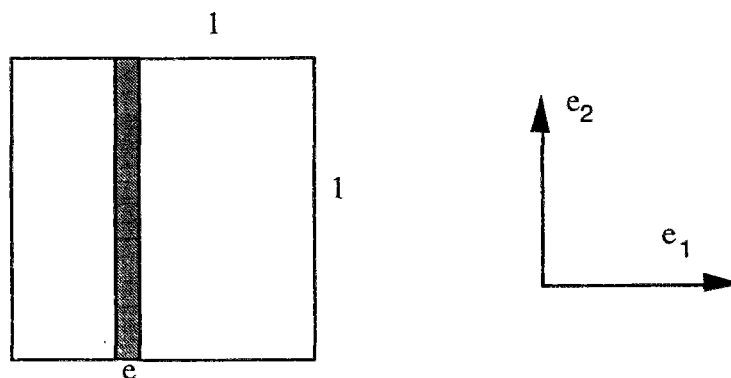


Figure II-4 : Modèle d'une fracture infinie idéale

Considérons maintenant que le carré est de côté L et la fissure d'extension $2r$ et d'épaisseur e , en admettant qu'un flux de chaleur rentrant par une facette reste perpendiculaire à celle-ci :

$$\underline{\lambda}' = \begin{pmatrix} \lambda'_1 & 0 \\ 0 & \lambda'_2 \end{pmatrix}_{e_1, e_2}$$

$$\lambda'_1 = \left(1 - \frac{2r}{L}\right) \lambda + \frac{2r}{L} \lambda_{\text{per.}} \quad \lambda'_2 = \left(1 - \frac{e}{L}\right) \lambda + \frac{e}{L} \lambda_{\text{par.}} \quad (39)$$

$$\text{avec } \lambda_{\text{per.}} = \frac{1}{\frac{1-e/L}{\lambda} + \frac{e/L}{\lambda_f}} \quad \lambda_{\text{par.}} = \frac{1}{\frac{1-2r/L}{\lambda} + \frac{2r/L}{\lambda_f}} \quad (40)$$

Les indices "per." et "par." se rapportent respectivement au sens perpendiculaire et parallèle à la fracture.

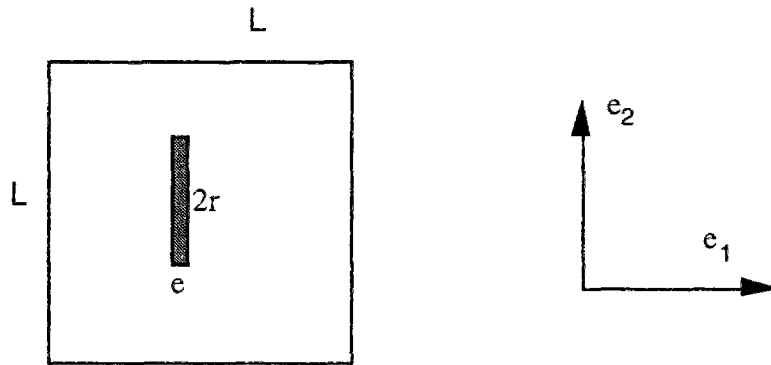


Figure II-5 : Modèle d'une fracture finie idéale

On obtient donc :

$$\lambda'_1 = \left(1 - \frac{2r}{L}\right) \lambda + \frac{2r}{L} \frac{1}{\frac{1-e/L}{\lambda} + \frac{e/L}{\lambda_f}} \quad \lambda'_2 = \left(1 - \frac{e}{L}\right) \lambda + \frac{e}{L} \frac{1}{\frac{1-2r/L}{\lambda} + \frac{2r/L}{\lambda_f}} \quad (41)$$

Dans un repère quelconque :

$$\underline{\lambda}_{\text{eq}} = {}^T \underline{\mathbf{R}} \underline{\lambda}' \underline{\mathbf{R}} \quad (42)$$

\mathbf{R} étant la matrice de passage du repère lié à la fracture au repère dans lequel on cherche les propriétés homogénéisées.

Si l'on suppose maintenant que le repère est parcouru par N fractures d'extension $2r_i$ et d'épaisseur e_i , on peut admettre que le tenseur de conductivité globale est :

$$\underline{\lambda}_{\text{tot}} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \underline{\lambda}_{\text{eq}i} \quad (43)$$

L'hypothèse de superposition de tous les tenseurs de conductivité équivalent de chaque fracture est une hypothèse forte qui peut être compromise si les fractures interagissent thermiquement. Elle n'a pas de justification autre que celle d'obtenir une formulation simple du tenseur de conductivité équivalent. Pour affaiblir cette hypothèse, nous allons considérer l'introduction des fractures une par une et calculer le tenseur de conductivité homogénéisée.

Supposons un milieu initialement transversalement isotrope de tenseur de conductivité λ dans le repère $(\underline{x}, \underline{y})$:

$$\underline{\lambda} = \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{pmatrix}_{\underline{x}, \underline{y}}$$

parcouru par une fracture d'épaisseur e et d'extension $2r$ faisant un angle α avec l'axe (Ox)

$\underline{\lambda}$ s'écrit dans le repère lié à la fracture :

$$\underline{\lambda} = \begin{pmatrix} \lambda_{11} & \lambda_{12} \\ \lambda_{12} & \lambda_{22} \end{pmatrix} \quad (44)$$

Avec :

$$\lambda_{11} = \cos^2 \alpha \lambda_1 + \sin^2 \alpha \lambda_2 \quad (45)$$

$$\lambda_{22} = \sin^2 \alpha \lambda_1 + \cos^2 \alpha \lambda_2 \quad (46)$$

$$\lambda_{12} = \sin \alpha \cos \alpha (\lambda_1 - \lambda_2) \quad (47)$$

Si on peut admettre qu'un flux thermique rentrant par une facette reste perpendiculaire à cette facette, alors, les termes non diagonaux de la matrice de conductivité ne sont pas affectés par la fracturation. On peut réutiliser les formules déjà établies :

$$\lambda'_{11} = \left(1 - \frac{2r}{L}\right) \lambda_{11} + \frac{2r}{L} \frac{1}{\frac{1-e/L}{\lambda_{11}} + \frac{e/L}{\lambda_f}} \quad (48)$$

$$\lambda'_{22} = \left(1 - \frac{e}{L}\right) \lambda_{22} + \frac{e}{L} \frac{1}{\frac{1-2r/L}{\lambda_{22}} + \frac{2r/L}{\lambda_f}} \quad (49)$$

$$\lambda'_{12} = \lambda_{12} \quad (50)$$

Pour rétablir la matrice de conductivité dans le repère (0x,0y) il suffit d'effectuer une rotation d' angle $-\alpha$:

$$\lambda_{11} = \cos^2\alpha \lambda_{11}' + \sin^2\alpha \lambda_{22}' + 2\sin\alpha\cos\alpha \lambda_{12}' \quad (51)$$

$$\lambda_{22} = \sin^2\alpha \lambda_{11}' + \cos^2\alpha \lambda_{22}' - 2\sin\alpha\cos\alpha \lambda_{12}' \quad (52)$$

$$\lambda_{12} = (\cos^2\alpha - \sin^2\alpha) \lambda_{12}' - \sin\alpha \cos\alpha (\lambda_{11}' - \lambda_{22}') \quad (53)$$

La matrice des conductivités restant symétrique, le tenseur des conductivités devient orthotrope. Ceci permet de vérifier, a posteriori, que les paramètres introduits n'aboutissent pas à des valeurs irréalistes des composantes principales du tenseur de conductivité.

III-2 Discussion

Lorsque, la conduction est le mode principal de transfert de chaleur dans les massifs rocheux fracturés, on dispose de méthodes, sans doute approchée, de détermination du VER et des propriétés thermiques homogénéisées. Nous discuterons plus loin de l'intérêt qu'il y a à améliorer les modèles proposés.

En revanche, dès que la circulation d'un fluide dans les fractures est susceptible de transporter de la chaleur de manière significative, il faut tenir compte des phénomènes suivants (G. de Marsily, 1986) :

- La conduction pure dans la phase solide et dans la phase liquide ; cette dernière étant en principe beaucoup plus faible que la première.
- Le transport de chaleur par convection dans la phase liquide. Si les deux phases sont à la même température, le transfert de chaleur se traduit par une conductivité équivalente anisotrope dépendant de la vitesse de circulation du fluide. Cette vitesse de circulation pouvant être, par exemple, la vitesse de Darcy dans le massif considéré comme homogène.
- L'échange de chaleur entre les deux phases en fonction de leur différence de température et de la vitesse de circulation du fluide.

Remarquons que l'hétérogénéité du champ de vitesse du fluide dans les fractures (provenant de l'hétérogénéité des épaisseurs des fractures) conduit à un terme de dispersion dans l'équation de propagation de la chaleur. Ce terme est analogue à celui de la dispersion de la concentration dans un transport de masse en solution.

Si la température du fluide est différente de la température de la matrice rocheuse, il faut définir une température homogène pour l'échantillon considéré et tenter de relier la conductivité apparente à un flux thermique imposé. Ceci permettrait de définir une conductivité thermique homogénéisée à condition que celle-ci ne dépende pas de la taille du massif.

Conclusion

Des techniques permettant de trouver, en première approximation, les VER mécanique, thermique et hydraulique ont été présentées. L'application de ces techniques à un cas concret nécessite le développement d'un outil permettant de générer des réseaux de fractures à partir de lois statistiques tirées de l'expérience. Une telle démarche permet d'un point de vue thermique et hydraulique de déterminer les propriétés homogénéisées (VER et tenseurs de conductivités équivalents) des massifs fracturés. D'un point de vue mécanique, cette démarche aiderait au choix du VER et pourrait prévoir l'anisotropie éventuelle du massif.

Toutefois, comme l'a montré l'étude bibliographique concernant les différentes méthodes d'homogénéisation des propriétés mécaniques, aucune méthode rigoureuse d'homogénéisation des propriétés mécaniques des massifs fracturés n'a pu être proposée.

Les techniques d'identification in situ des propriétés globales des massifs rocheux fracturés se sont toujours heurtées à la difficulté liée aux dimensions à considérer pour pouvoir assimiler le milieu à un milieu continu. D'un autre côté, les techniques analytiques existantes se confrontent à deux difficultés majeures :

- D'une part, le calcul du report des contraintes d'une fracture sur l'autre ; lorsque les fractures sont proches, il existe des zones d'amplification de contraintes et des zones de réduction de contraintes. Le calcul de ces reports de contraintes est particulièrement difficile lorsque les fractures sont sécantes.
- D'autre part, on doit tenir compte du comportement spécifique des fractures qui sont susceptibles de s'ouvrir ou de se refermer suivant l'état de contraintes appliqué.

C'est pourquoi, nous nous proposons de recourir à une simulation numérique pour engendrer un champ de fractures et effectuer un calcul complet, tenant compte de la position exacte de chaque fracture. Ainsi, le report des contraintes dus à l'interaction des

fissures, de même que les effets dus à l'interpénétration des fractures peuvent être considérés.

Les simulations numériques seront effectuées sur des volumes pouvant être considérés comme continus, c'est-à-dire au-delà du VER. Elles s'effectueront dans l'esprit des expériences de laboratoire pour permettre d'identifier les propriétés mécaniques homogénéisées. En couplant cette nouvelle méthode de recherche des propriétés mécaniques avec celle des propriétés hydrauliques proposée par Long (1985), on pourra étudier, entre autres, l'influence de sollicitations mécaniques sur la perméabilité homogénéisée des massifs rocheux fracturés.

Parmi les méthodes existantes pour modéliser les fractures, notre choix s'est porté sur les *éléments joints* car leur mise en oeuvre permet de reproduire convenablement le comportement des fractures.

Chapitre III : Construction des modèles thermique, hydraulique et mécanique

Introduction

Dans les milieux fracturés, les informations nécessaires à une homogénéisation sont :

- la distribution statistique des fractures,
- les propriétés mécaniques et thermiques de la roche,
- les propriétés mécanique, thermique et hydraulique des fractures.

La confrontation des résultats de la modélisation fondée sur l'homogénéisation et des mesures in situ doit valider la démarche proposée.

Nous avons appliqué la méthode de détermination des VER mécanique, thermique et hydraulique au cas du site Nouvelle Romanche de la centrale hydroélectrique EDF dans du gneiss pour lequel nous avons pu obtenir des données. Au delà du VER, on construit un modèle numérique pour identifier les propriétés homogénéisées.

I Site de Nouvelle Romanche et choix des données

I-1 Site de Nouvelle Romanche

Les données retenues pour déterminer les propriétés homogénéisées d'un massif rocheux fracturé sont celles obtenues sur le site de Nouvelle Romanche, et fournies par EDF (Quemart, 1995). Dans le but de construire une usine hydroélectrique, EDF a creusé deux galeries d'une longueur de 300 mètres et de 56,40 mètres dans le massif du Pic de la Fare constitué de gneiss et situé à une trentaine de kilomètres à l'ESE de Grenoble. Le recouvrement atteint 360 mètres et s'étale sur 1400 mètres dans le sens horizontal.

Des relevés de fracturation effectués sur ce site ont permis de déterminer les lois statistiques vérifiées par l'orientation, le pendage, la longueur des fractures ; ce qui est particulièrement précieux pour la modélisation. Des venues d'eau dans les galeries ont été

observées et ont fait l'objet de mesures et de modélisation (Brueel, 1995). Cela offre une base de comparaison pour la détermination de la perméabilité homogénéisée. De plus, les caractéristiques de la roche non fracturée ont été mesurées en laboratoire. En outre, des essais à la plaque et au dilatomètre ont été réalisés in situ, et permettent d'avoir une estimation des caractéristiques mécaniques du massif. L'état de contraintes σ_1 , par ailleurs, a été mesuré par des essais de fracturation hydraulique, appelés HTPF, et des essais au vérin plat.

I-2 Principaux résultats concernant le site de Nouvelle romanche

I-2-1 Fracturation

Les relevés de fracturation ont été interprétés en termes statistiques, et ont permis d'identifier cinq grandes familles statistiquement représentatives du point de vue de la densité, de l'orientation, du pendage et de la longueur des fractures. La loi d'orientation a été prise comme étant celle de Fischer, avec un paramètre de dispersion de 10. La loi log-normale a été choisie pour représenter les rayons des fractures (dans l'hypothèse de fractures assimilées à des disques), le rayon moyen des fractures est de 3,90 mètres pour chaque famille.

Le tableau III-1 tiré de D. Brueel (1995) récapitule les résultats obtenus :

Famille	1	2	3	4	5
Densité	0,0056	0,0150	0,0068	0,0058	0,094
Orientation	N107,50SW	N130,90	N171,84W	N32,50W	N64,80W
μ	1,30	1,30	1,30	1,30	1,30
σ	0,33	0,33	0,33	0,33	0,33

Tableau III-1 : Données de la carrière de Baton

μ et σ sont les paramètres de la loi lognormale pour la longueur des fractures
La densité est exprimée en fractures par m^{-3}

I-2-2 Essais de perméabilité

La perméabilité du massif a été déterminée en suivant la méthode proposée par Cacas (1989) où un modèle géométrique de la fracturation est engendré à partir des lois statistiques reconnues in situ. La conductivité hydraulique des fractures a été ajustée pour

reproduire le débit d'exhaure dans les galeries. L'hypothèse de chenalisation de l'écoulement de l'eau dans les fractures a été adoptée.

La perméabilité en grand s'est révélée anisotrope, et vaut environ $3 \cdot 10^{-13} \text{ m}^2$ dans le sens vertical et entre $1,5 \cdot 10^{-13} \text{ m}^2$ et $2 \cdot 10^{-13} \text{ m}^2$ dans le sens horizontal (Bruehl D., 1995).

A partir de la courbe (perméabilité-taille du massif), le VER hydraulique peut être estimé à environ 50 mètres.

I-2-3 Essais mécaniques

Les conclusions de ce paragraphe sont tirées de Blais et Catel (1995).

a- Déformabilité

La déformabilité de la roche a été mesurée en laboratoire, par des essais de compression uniaxiale sur des éprouvettes, et in situ, par des essais au vérin à plaque de charge et au dilatomètre.

Les résultats des essais uniaxiaux de compression réalisés sur des éprouvettes prélevées des sondages carottés donnent une valeur du module d'Young comprise entre 39000 MPa et 65000 MPa avec une moyenne de 52000 MPa.

Les essais in situ ont été réalisés sur la paroi de la galerie, où le rocher est a priori décomprimé et endommagé par des tirs de creusement, ainsi que dans le massif où les déformations sont représentatives du massif confiné.

Les essais au vérin à plaque de charge ont été réalisés après avoir purgé le rocher sur plusieurs décimètres à un mètre, et conduisent à une valeur du module d'Young de 3000 à 6000 MPa pour le rocher décomprimé, et de 10000 à 30000 MPa pour la roche confinée.

Pour les essais au dilatomètre réalisés à partir d'un forage, les valeurs du module d'Young trouvées sont de 2500 à 11000 MPa pour le rocher décomprimé et de 14000 à 28000 MPa pour la roche confinée.

b- Contraintes in situ

Les contraintes en place ont été mesurées par 9 essais aux vérins plats et par 18 essais de fracturation hydraulique du type HTPF, le champ de contraintes a été supposé

homogène dans le volume de roche englobant les fractures testées. Les valeurs jugées incohérentes données par un essai au vérin plat et trois essais HTPF ont été supprimées. L'inversion des données a été réalisée simultanément sur les deux types d'essais par la méthode de Tarantola et Valette (1982). Les trois contraintes principales, σ_1 , σ_2 , σ_3 , obtenues sont les suivantes :

$$\begin{array}{lll} \sigma_1 = 12,5 \text{ MPa} \pm 0,5 \text{ MPa} & \phi_1 = \text{N}125^\circ \pm 5^\circ \text{ E} & \theta_1 = 15^\circ \pm 5^\circ \\ \sigma_2 = 6,8 \text{ MPa} \pm 0,8 \text{ MPa} & \phi_2 = \text{N-}39^\circ \pm 7^\circ \text{ E} & \theta_2 = 76^\circ \pm 5^\circ \\ \sigma_3 = 4,0 \text{ MPa} \pm 0,7 \text{ MPa} & \phi_3 = \text{N-}130^\circ \pm 8^\circ \text{ E} & \theta_3 = 87^\circ \pm 5^\circ \end{array}$$

ϕ : orientation,

θ : pendage mesuré par rapport à la verticale.

La réalisation d'essais aux vérins plats et d'essais de fracturation hydraulique a permis d'estimer précisément le tenseur de contraintes régional du site de Nouvelle Romanche. La valeur des contraintes est relativement élevée compte tenu de la profondeur de l'ouvrage, et traduit l'existence d'un régime tectonique actif dans la région.

I-3 Choix des données

I-3-1 Paramètres géométriques

Notre objectif n'est pas de faire une nouvelle interprétation des résultats obtenus précédemment, mais d'avoir un jeu de données réalistes permettant de réaliser de l'homogénéisation. Nous avons donc choisi de simuler les fractures dans le massif à l'aide des données suivantes :

- Une loi d'orientation des fractures uniforme, de façon à avoir un comportement homogénéisé isotrope sous un chargement isotrope.
- Une densité de fractures de $0,0426 \text{ m}^{-3}$, ce qui correspond à la somme des densités des différentes familles de fractures.
- Une loi d'extension des fractures lognormale de paramètres $\mu = 1,3$ et $\sigma = 0,33$.

Pour la détermination du VER hydraulique, et en l'absence de données, on a choisi de considérer toutes les fractures avec une même épaisseur de $5 \mu\text{m}$.

I-3-2 Logiciel de simulation des fractures et de recherche des VER

Des techniques permettant de trouver, en première approximation, les VER mécanique, thermique et hydraulique ont été présentées dans le chapitre précédent. L'application de ces techniques a nécessité le développement d'un outil numérique permettant de générer des fractures suivant des lois statistiques et de rechercher les VER.

Le logiciel développé permet d'engendrer un, ou plusieurs réseaux, de fractures à partir du choix des lois statistiques concernant la dimension caractéristique (rayon pour des fractures assimilées à des disques), l'orientation, le pendage et l'épaisseur des fractures. La position des fractures est répartie aléatoirement suivant une loi uniforme. Les lois de répartition sont disponibles dans une bibliothèque qui contient les quatre lois les plus courantes : uniforme, exponentielle, Gaussienne, log-normale, les propriétés de ces lois sont récapitulées dans le tableau III-2. Au besoin, tout autre type de loi peut être introduite.

Loi	uniforme $a < x < b$	exponentielle $0 < x < +\infty$	normale $-\infty < x < +\infty$	log-normale $0 < x < +\infty$
f(x) Loi de répartition	$\frac{1}{b-a}$	$\lambda e^{-\lambda x}$	$\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-m)^2}{2\sigma^2}\right)$	$\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi x}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(\ln(x)-m)^2}{\sigma^2}\right)$
E(x) Espérance	$\frac{a+b}{2}$	$\frac{1}{\lambda}$	m	$\exp\left(\mu + \frac{1}{2} \sigma^2\right)$
V(x) Variance	$\frac{1}{12} (a-b)^2$	$\frac{1}{\lambda^2}$	σ^2	$\exp(2\mu + \sigma^2) \exp(\sigma^2 - 1)$

Tableau III-2 : *Lois statistiques disponibles dans le logiciel de simulation mis au point*

L'utilisateur choisit la taille du domaine à modéliser, le nombre de réseaux de fractures, la densité de fractures de chaque réseau et les lois statistiques avec leurs paramètres pour le rayon, l'orientation, le pendage et l'épaisseur de chaque réseau. La génération des fractures peut s'effectuer en deux ou en trois dimensions. En trois dimensions, une coupe du massif est nécessaire pour pouvoir modéliser les phénomènes couplés. Cette coupe s'effectue suivant un plan défini par l'utilisateur. Le logiciel calcule pour une ou plusieurs tailles de massif prédéfini les tenseurs de Oda d'ordre 0, 2 et 4, la conductivité thermique équivalente et la perméabilité équivalente dans une direction. Pour reconstituer le tenseur de perméabilité, nous avons besoin de connaître la perméabilité équivalente dans plusieurs directions, suivant les instructions programmées par l'utilisateur, on peut imposer au massif une rotation de façon à imposer une autre direction de charge.

I-3-3 Résultats concernant les VER

Le tenseur de Oda d'ordre 0 et un invariant de ce tenseur d'ordre 2 sont représentés sur la figure III-1. La perméabilité en grand en fonction de la taille du massif est représentée sur la figure III-2. Sur ces figures, le VER mécanique et le VER hydraulique sont de tailles comparables et peuvent être pris égaux respectivement à 40 et 45 mètres, ce qui est environ 5 fois l'extension moyenne des fractures. L'allure de la perméabilité en fonction de la taille du volume est tout à fait comparable aux résultats déjà obtenus (Bruehl, 1995). La reconnaissance in situ a permis de révéler l'existence de compartiments secs (Quemart, 1995) d'une taille allant jusqu'à environ quinze mètres. Cette observation se retrouve sur la courbe (perméabilité apparente - taille du massif) où la perméabilité est nulle pour une taille inférieure à dix mètres et où il existe des variations de grandes amplitudes autour de la valeur de la perméabilité stabilisée.

La valeur de la perméabilité trouvée est inférieure d'un facteur cent à celle obtenue dans la modélisation de Bruehl ($3 \cdot 10^{-15} \text{ m}^2$ contre $2,5 \cdot 10^{-13} \text{ m}^2$). Ce fait tient à la très faible valeur de l'ouverture des fissures choisie ($5 \mu\text{m}$), rappelons que dans la loi d'écoulement utilisée, le débit est proportionnel au cube de l'épaisseur des fractures, ce qui signifie qu'en prenant une épaisseur de $25 \mu\text{m}$, par exemple, nous aurions obtenu une valeur de la perméabilité en grand 125 fois plus importante.

La figure III-3 présente le tenseur de perméabilité pour un massif de 40×40 mètres, on observe un cercle très régulier qui indique une valeur moyenne légèrement inférieure à celle déduite de la figure III-2. Cette différence tient à des fluctuations autour de la valeur moyenne. Les deux types de courbes, (perméabilité directionnelle-taille du massif) et ellipse de perméabilité, sont donc nécessaires pour trouver le VER, puisque dans ce dernier cas la régularité de l'ellipse de perméabilité n'est pas un critère suffisant de détermination du VER.

En prenant une conductivité thermique typique d'un géomatériau de $2,5 \text{ W/m}^2/\text{K}$ pour la matrice rocheuse, et la conductivité thermique de l'eau, $0,6 \text{ W/m}^2/\text{K}$, pour les fractures, on obtient une conductivité thermique homogénéisée inférieure de moins de 1% à celle de la roche saine.

Comme cela avait déjà été constaté lors de la modélisation de l'expérience THM de Fanay-Augères (Rejeb, Vouille et Derlich, 1990), tant que le mode de propagation de la chaleur est la conduction, la conductivité thermique homogénéisée est la même que la conductivité thermique de la matrice rocheuse, et le milieu peut être considéré comme continu. Si les méthodes proposées de détermination des conductivités homogénéisées

peuvent comporter des hypothèses qui paraissent trop simplificatrices, la recherche d'une méthode plus rigoureuse ne s'impose pas.

Tenseurs de Oda

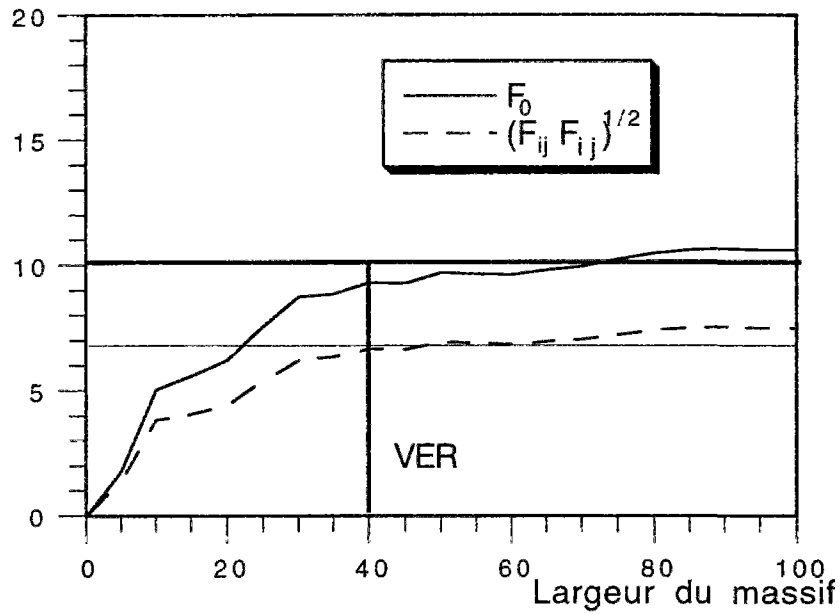


Figure III-1 : Tenseurs de Oda en fonction de la taille du massif

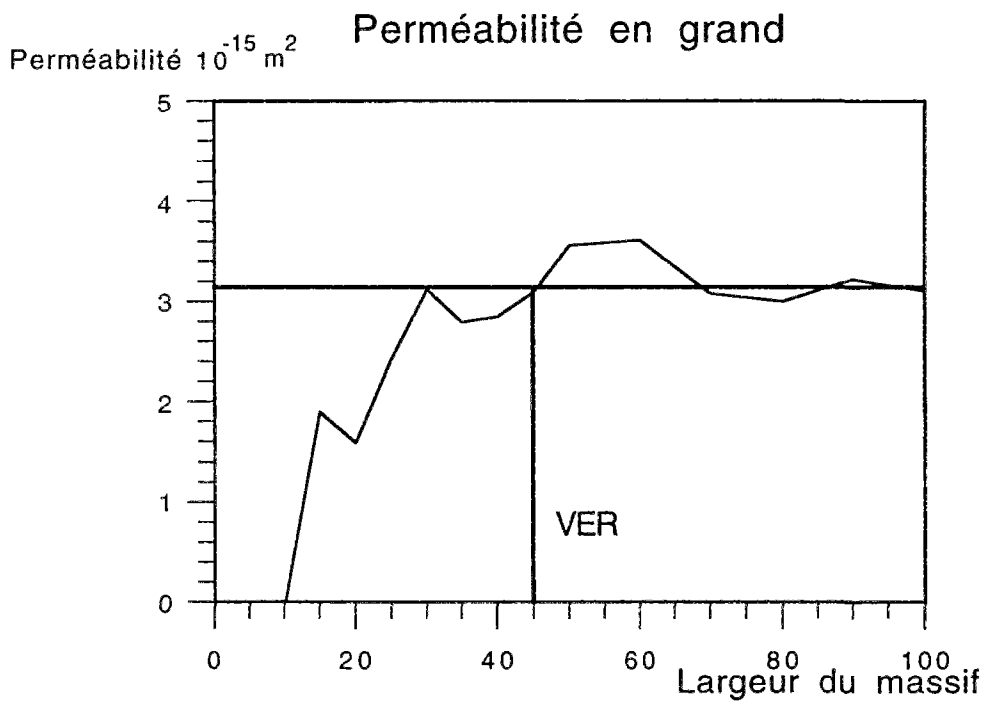


Figure III-2 : perméabilité directionnelle en fonction de la taille du massif

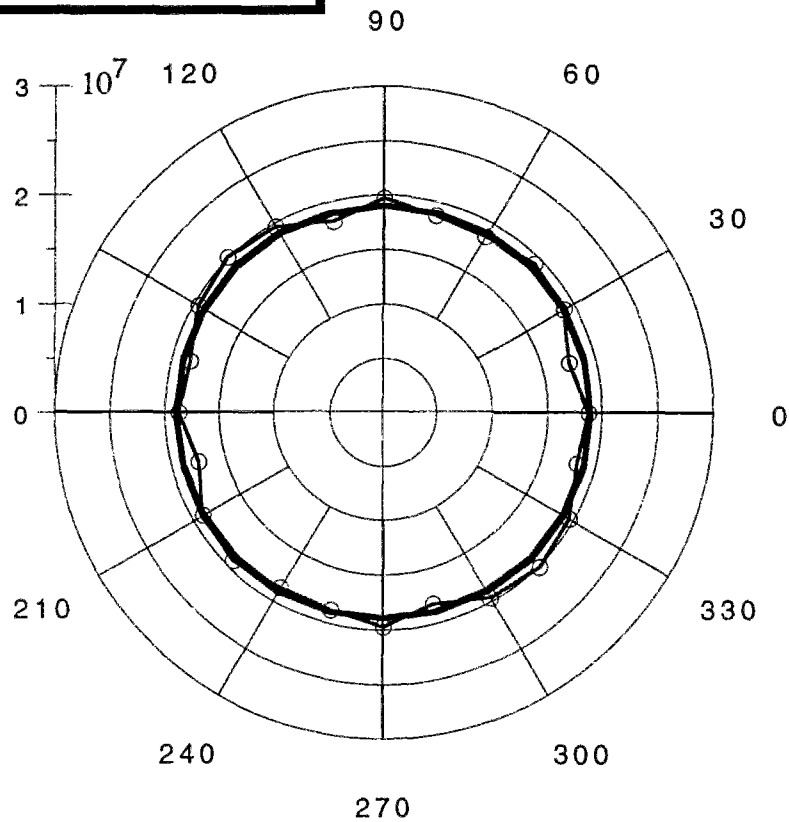
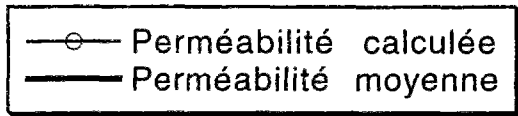


Figure III-3 : *Ellipse de perméabilité pour une taille de 40*40 mètres*

I-4 Conclusion

Les VER mécanique, hydraulique et thermique ont été déterminés pour un jeu de données obtenues sur un site réel dans un massif cristallin fracturé.

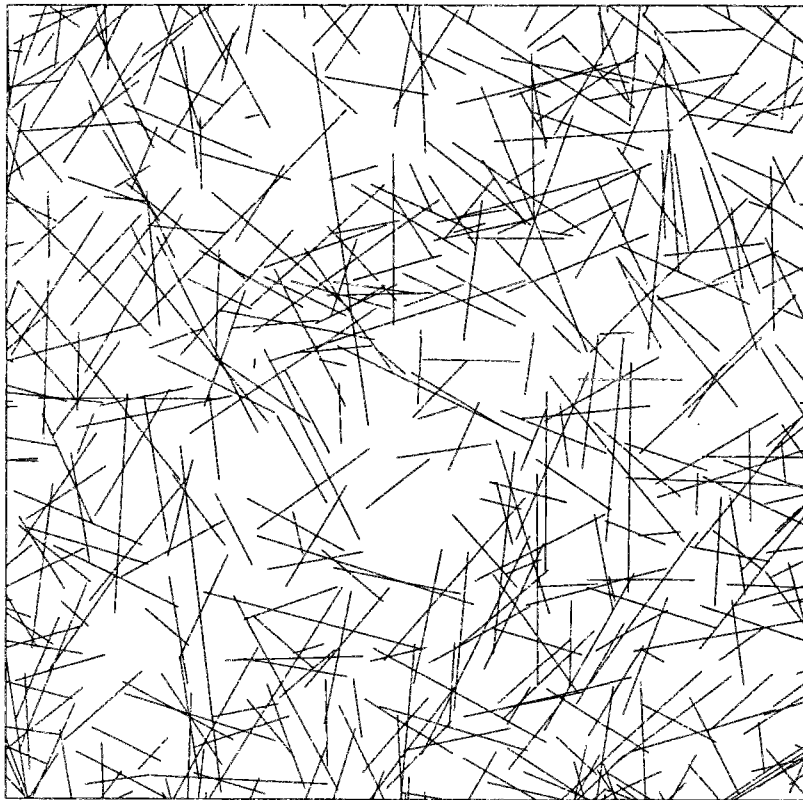
Les principales conclusions obtenues pour ce jeu de données sont :

- Le VER mécanique peut être estimé à environ 40 mètres, ce qui correspond à environ 5 fois la taille moyenne des fractures.
- La taille du VER hydraulique est de 45 mètres*45mètres et est comparable à celle du VER mécanique.
- Tant que le transfert de chaleur est dominé par la conduction, les propriétés thermiques homogénéisées sont identiques aux propriétés de la roche saine.

Nous avons donc choisi de rechercher les propriétés homogénéisées par une méthode numérique sur un massif qui correspond à la taille maximale des VER, soit 45*45

mètres. La figure III-4 représente le champ de fractures. A cette échelle, il y a 507 fractures. La figure III-5 présente le réseau hydrauliquement conducteur.

45.

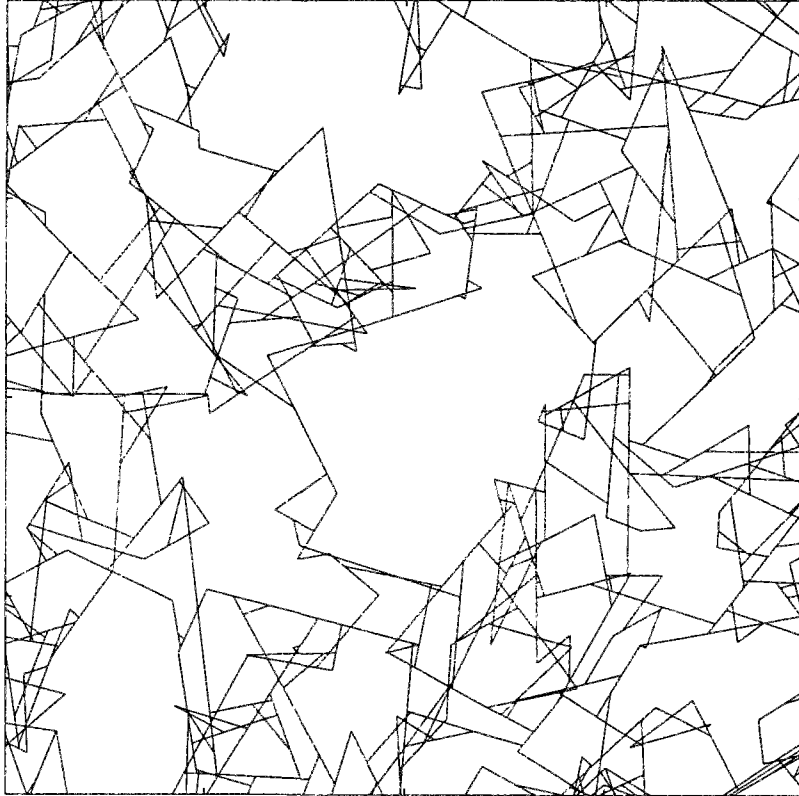


0.

45.

Figure III-4 : réseau total

45.



0.

45.

Figure III-5 : réseau conducteur

II Construction du modèle thermique, hydraulique et mécanique

II-1 Maillage

Nous avons choisi de modéliser un massif qui correspond au plus grand des VER, soit ici 45*45 mètres. Pour pouvoir utiliser un code d'éléments finis développé à G3S (GEOMECH), il a fallu développer un pré-processeur, dont nous allons rapidement voir les principales fonctions.

Certaines fractures ou extrémités de fractures, trop petites, peuvent être éliminées du réseau de fractures initial. On définit des blocs à partir des fractures et par création de liaison dans la roche. Chaque bloc est ensuite maillé de façon à ce que les mailles soient le plus isocèles possibles et sans créer d'autres points que ceux qui existent pour définir le bloc. Ceci permet d'avoir un nombre de noeud minimal pour le maillage et facilite un calcul rapide. Les fractures étant distribuées aléatoirement dans le cas étudié, certaines mailles peuvent être trop aplaties, un programme de régularisation permet de supprimer certaines mailles, ceci se fait en déformant le réseau conducteur. Le réseau conducteur est reconstitué et on peut vérifier que la perméabilité en grand n'a que peu variée (voire pas du tout, si seulement des "bras morts" ont été supprimés). Les noeuds sont renumérotés pour le calcul hydraulique. Les éléments joints sont créés en dédoublant les côtés des mailles correspondant à des fractures. Les points sont renumérotés pour les calculs mécaniques de façon à minimiser la largeur de bande. Les numéros des joints dans le calcul mécanique correspondent aux numéros des liaisons dans le calcul hydraulique. Le calcul mécanique est effectué sous différents chargements et les épaisseurs calculées des fractures sont introduites dans le calcul de la perméabilité équivalente.

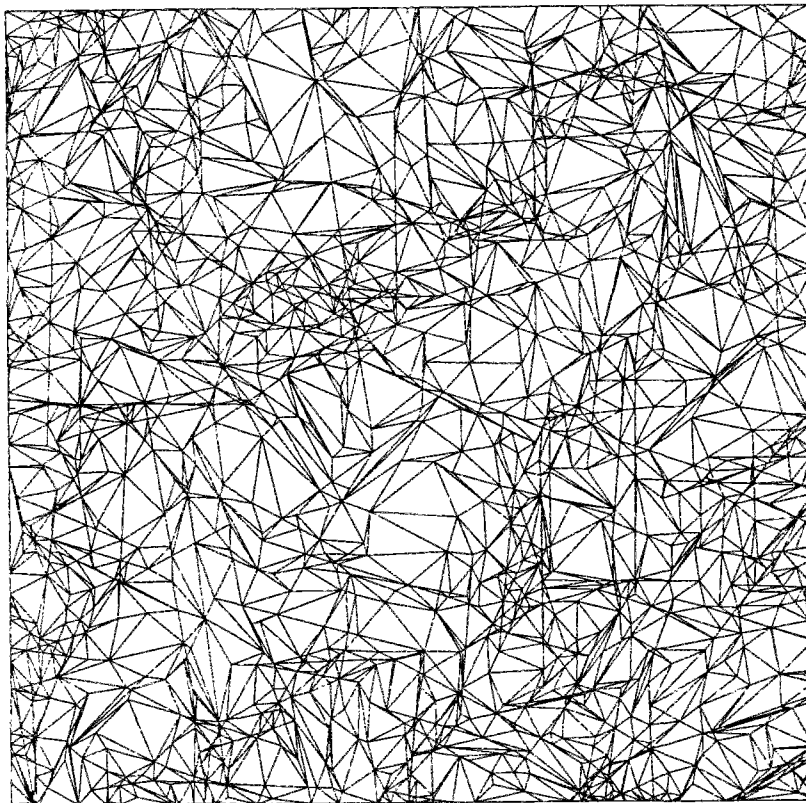
Deux types de géométries vont être étudiées. Dans la première, nous avons choisi de tronquer, arbitrairement, toutes les extrémités de fractures inférieures à 50 cm. La déformation du massif résultera du comportement de la roche et des joints, mais également du comportement en pointe des fissures. Les mailles de tailles inférieures 10^{-2} m^2 sont supprimées afin de réduire la taille du problème étudié. La figure III-6 représente le maillage, il y a au total 5424 noeuds, 3075 éléments finis triangulaires à trois noeuds et 2349 éléments joints à quatre noeuds.

Dans la deuxième géométrie, nous avons tronqué toutes les extrémités de fractures. Le réseau hydrauliquement conducteur sera le même que pour le cas précédent mais, les

pointes de fissures n'introduiront plus de singularités de contraintes. La déformation du massif proviendra uniquement du comportement de la roche et des joints. Il y a 4163 noeuds, 2433 éléments finis et 2011 éléments joints (figure III-7).

L'étude du modèle géométrique simplifié permettra d'étudier l'influence du comportement en pointe de fissure sur le comportement global et l'influence du maillage sur les propriétés homogénéisées.

45.

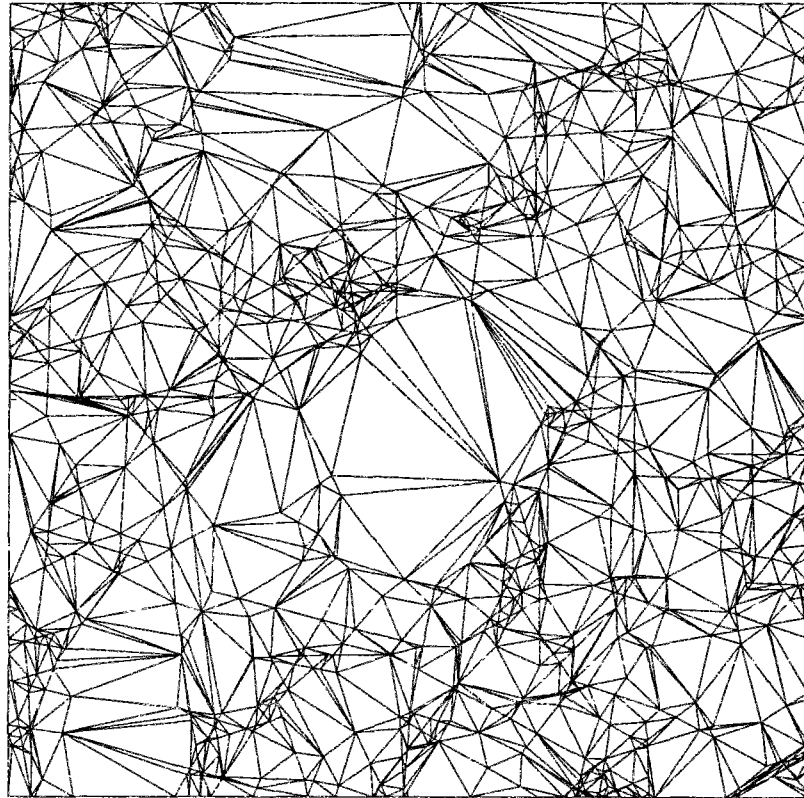


0.

45.

Figure III-6 : Maillage-modèle géométrique complet

45.



0.

45.

Figure III-7 : Maillage-modèle géométrique simplifié

II-2 Choix des paramètres Hydro-Mécaniques

II-2-1 Pour la roche

Les roches cristallines sont caractérisées par une forte résistance mécanique, et dans l'objectif de procéder à de l'homogénéisation, nous n'avons modélisé que la partie élastique linéaire du comportement de la roche. De plus, l'hypothèse d'isotropie des propriétés mécaniques a été faite. Les essais de laboratoire donnent un module d'Young moyen pour les échantillons testés de 52000 MPa, c'est donc la valeur qui a été retenue comme module d'Young de la roche saine. Le coefficient de Poisson a été choisi égal à 0,2 ; valeur typique des roches cristallines.

La perméabilité de la matrice du granite est très faible et a été considérée comme nulle vis-à-vis de la perméabilité des fractures.

II-2-2 Pour les joints

II-2-2-1 Comportement mécanique

a- Choix de la loi de comportement

Pour le choix de la loi de comportement mécanique des joints, nous ne disposons, à ce jour, d'aucune donnée sur le site de Nouvelle Romanche. Or c'est la déformabilité des fractures qui conditionne le comportement mécanique global et la perméabilité en grand du massif.

Pour reproduire le comportement en traction-compression des fractures, nous avons choisi la loi de Goodman (1976). Elle possède l'avantage, au contraire de la loi de Bandis, d'être régulière ce qui facilite son implémentation dans un code de calcul.

En cisaillement, on a choisi de s'en tenir à la modélisation de la partie pré-pic du comportement des joints qui est assimilée à de l'élasticité linéaire.

On ne tient pas compte de l'irréversibilité du comportement des joints, ni des couplages entre le comportement en traction-compression et en cisaillement (apparition de la dilatance, par exemple). La loi de comportement choisie se réduit donc à :

$$\Delta\sigma = K_n \Delta v \quad (1-a)$$

$$\Delta\tau = K_t \Delta u \quad (1-b)$$

En traction-compression, la loi de Goodman est :

$$\frac{\Delta\sigma + \sigma_0 - P - \xi}{\xi} = A \left(\frac{U_0 + \Delta v}{V_m - U_0 - \Delta v} \right)^t \quad (2)$$

σ_0 : contrainte initiale normale sur les épontes du joint,

V_m : fermeture maximale du joint,

P : pression de fluide.

U_0 : déplacement normal initial,

U_0 est défini tel que :

$$\frac{\sigma_0 - \xi}{\xi} = A \left(\frac{U_0}{V_m - U_0} \right)^t \quad (3)$$

On considérera des conditions aux limites de type drainé et de type non drainé. En conditions drainées, il n'existe pas de surpression de fluide. En conditions non drainées, la pression de fluide est proportionnelle à la variation de volume total des fissures.

En condition drainée : $P = 0$ (4)

En condition non drainée : $P = \frac{1}{C_w} \frac{\sum \Delta V_j}{\sum V_j}$ (5)

C_w : compressibilité du fluide, V_j : volume occupé par les joints.

Pour le choix des paramètres de la loi de Goodman, nous nous sommes inspirés d'une étude bibliographique effectuée par Zhao (1992) qui a étudié différents types de joints naturels dans le granite de Carnmenellis situé en Cornouailles en Angleterre. La figure III-8 montre le comportement typique de 4 joints.

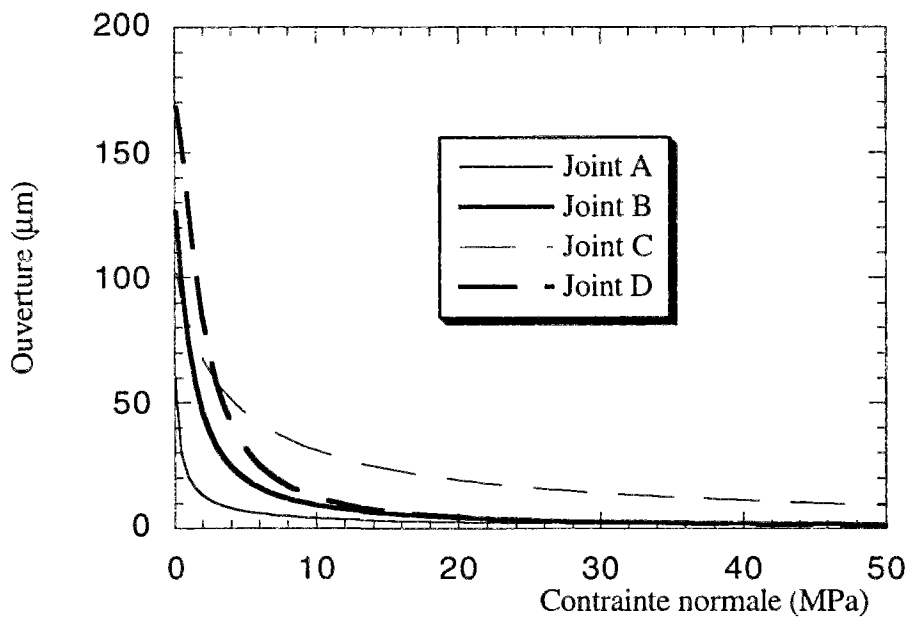


Figure III-8 : comportement typique des joints en traction-compression

Les valeurs des paramètres correspondant à ces joints sont reportées dans le tableau III-3. On testera deux types de joints.

- Le joint A qui est assez "dur" et se rapproche d'une condition de contact unilatéral.
- Le joint D qui est au contraire assez "mou".

	Joint A	Joint B	Joint C	Joint D
A	3,9	9,97	27,94	17,29
t	1,22	0,83	1,11	0,65
ζ (MPa)	0,10	0,12	0,14	0,11
V_m (µm)	60,2	126,1	102,0	168,0

Tableau III-3 : Paramètres caractéristiques de la loi de Goodman

Pour le choix de la valeur de la raideur tangentielle, nous nous sommes inspirés de deux études expérimentales. La première a été réalisée à G3S par Su Kun et concerne l'étude des propriétés hydro-mécaniques des joints dans un granite fissuré artificiellement par un essai brésilien. Les résultats des essais indiquent une valeur de la raideur tangentielle d'environ 20000 MPa/m pour une contrainte normale sur les épontes de 20 MPa. La seconde étude a été conduite à l'Ecole des Mines de Paris par Charlot et Massart (1995) sur des joints dans du béton. La raideur tangentielle déduite de ces expériences est de 2000 MPa/m en l'absence de contrainte normale sur les épontes. On recherchera les propriétés homogénéisées pour ces deux valeurs et on analysera la sensibilité des résultats à ce paramètre en vue de déterminer l'importance d'une description précise de la raideur tangentielle en fonction de la contrainte normale.

Dans l'objectif de chercher les propriétés élastiques homogénéisées, nous n'avons pas modélisé la phase anélastique du comportement des joints.

Remarques : Suivant leurs modes de formation (extension, compression, stylolithes, etc.), les fractures doivent avoir un comportement différent. On doit donc s'attendre à une dispersion des propriétés des joints en relation avec le type d'événement géologique qui leur a donné naissance. Le choix d'une loi de comportement identique pour tous les joints ne semble donc pas approprié pour le calcul des propriétés homogénéisées. Toutefois, dans le but de montrer la faisabilité de la démarche adoptée et en l'absence de données sur le sujet, la dispersion des propriétés des joints n'a pas été prise en compte.

b- Implémentation numérique

La programmation du comportement des joints s'est faite dans un programme d'éléments finis développé au G3S "GEOMECH". Elle s'est faite en suivant la méthodologie proposée par Goodman (1976) qui différencie le comportement en traction du comportement en compression. La méthode de résolution est l'algorithme d'itérations directes appelée aussi "*méthode de Picard*" (Zienkiewicz et Taylor, 1991).

En conditions non drainées, si on considère un module de compressibilité du fluide de 2000 MPa (ce qui correspond au module de compressibilité de l'eau à température ambiante) et une porosité de joint typique de 10^{-5} , comme on verra plus loin, on constate qu'une variation de porosité globale de $5 \cdot 10^{-9}$ conduit à une variation de pression interstitielle de 1 MPa ! Dans ces conditions, il est nécessaire de pouvoir obtenir une très grande précision sur le calcul de l'ouverture des fractures. L'algorithme de calcul simulant

les conditions aux limites non drainées converge d'environ trois ordres de grandeurs à chaque itération. Le calcul est extrêmement rapide et on obtient une précision de 10^{-4} sur la pression en environ 7 itérations.

II-2-2-2 Loi de comportement hydraulique des joints

La loi de comportement hydraulique des joints choisie est celle qui correspond à des épontes planes et lisses. On admet, de plus, que toutes les fractures sont suffisamment ouvertes pour que l'écoulement soit laminaire. Dans ce cas, la loi d'écoulement se réduit à la loi de Poiseuille :

$$\underline{v} = - \frac{e^2}{12\mu} \underline{\text{grad}}P \quad (6)$$

En l'absence de données sur le site de Nouvelle Romanche, l'influence de la rugosité sur l'écoulement n'a pas été prise en compte et l'ouverture hydraulique est prise égale à l'ouverture mécanique.

II-3 Chargement et interprétation

L'esprit dans lequel sont effectuées les simulations numériques est de se rapprocher des conditions expérimentales de détermination du comportement d'un échantillon de roche. Les simulations numériques sont donc effectuées de manière analogue à un essai triaxial. Le comportement sera identifié en "oubliant" le comportement de la microstructure pour ne s'intéresser qu'au comportement macroscopique.

II-3-1 Contraintes initiales et chargement

Les contraintes initiales, σ_0 , seront prises isotropes et égales à 10 MPa. Cette valeur correspond à une profondeur d'environ 400 mètres en l'absence d'événements tectoniques majeurs.

On considère que les faces gauches et inférieures du modèle reposent sur des appuis simples. La face droite du modèle sera soumise à une contrainte normale, σ_0 , équilibrant la contrainte initiale horizontale. La face supérieure du modèle sera soumise à un chargement variable : σ_1 (figure III-9).

Les déformations longitudinale et transversale sont calculées en moyennant les déplacements sur les bords supérieur et droit du modèle.

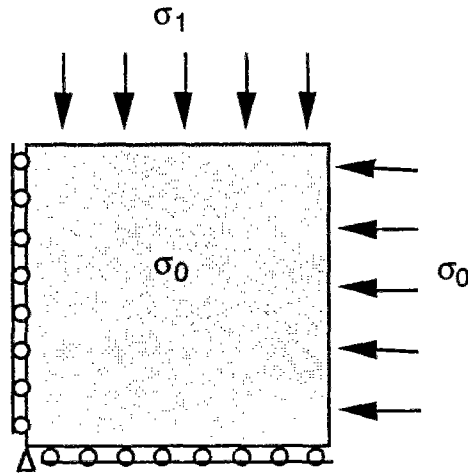


Figure III-9 : Conditions aux limites

Les déformations dépendant de l'état de contraintes, et ce dernier devenant anisotrope, le matériau va avoir un comportement apparent anisotrope. On admet que l'anisotropie induite par le chargement va être d'axes principaux confondus avec les directions principales du tenseur des contraintes. Dans ces conditions, l'anisotropie induite par le chargement va être, au plus, de type orthotrope.

II-3-2 Interprétation des résultats - Interprétation en terme d'élasticité

Compte tenu du comportement élastique non linéaire admis pour les joints, il est naturel de considérer que le comportement global est de type élastique, non linéaire et orthotrope.

La loi de comportement élastique non linéaire orthotrope s'écrit dans le repère d'orthotropie :

$$\begin{pmatrix} \Delta \varepsilon_1 \\ \Delta \varepsilon_2 \\ \Delta \varepsilon_3 \\ \Delta \gamma_{12} \\ \Delta \gamma_{13} \\ \Delta \gamma_{23} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{E_1} & \frac{\nu_{12}}{E_1} & \frac{\nu_{13}}{E_1} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\nu_{21}}{E_2} & \frac{1}{E_2} & \frac{\nu_{23}}{E_2} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\nu_{31}}{E_3} & \frac{\nu_{32}}{E_3} & \frac{1}{E_3} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{G_{12}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{G_{13}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{G_{23}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Delta \sigma_1 \\ \Delta \sigma_2 \\ \Delta \sigma_3 \\ \Delta \tau_{12} \\ \Delta \tau_{13} \\ \Delta \tau_{23} \end{pmatrix} \quad (7)$$

E_i : module d'Young dans la direction i ,

ν_{ij} : coefficient de Poisson de la direction i à la direction j ,
 G_{ij} : module de cisaillement dans le plan $(i-j)$.

Pour vérifier les principes thermodynamiques (Salençon, 1996), la matrice ci-dessus doit être symétrique, ce qui conduit aux relations suivantes :

$$\nu_{12}E_2 = \nu_{21}E_1 \quad \nu_{13}E_3 = \nu_{31}E_1 \quad \nu_{23}E_3 = \nu_{32}E_2 \quad (8-a-b-c)$$

On choisit d'effectuer les calculs dans l'hypothèse des contraintes planes, dans ces conditions, $\Delta\sigma_3 = 0$. On choisit, de plus, d'imposer $\Delta\sigma_2 = 0$. La loi de comportement se réduit à :

$$\left. \begin{aligned} \Delta\varepsilon_1 &= \frac{\Delta\sigma_1}{E_1} \\ \Delta\varepsilon_2 &= -\frac{\nu_{12}}{E_1} \Delta\sigma_1 \end{aligned} \right\} \quad (9-a-b)$$

Il n'y a que deux coefficients élastiques à déterminer. Ils sont donnés par la mesure des déformations moyennes sur les faces supérieure et latérale du modèle. Ces deux coefficients seront calculés avec des conditions aux limites de type drainé et non drainé et les résultats seront interprétés en terme de modules d'Young drainé et non drainé, et de coefficients de Poisson drainé et non drainé.

Les résultats seront présentés en fonction de la surcharge de contraintes sur la face supérieure du modèle ($\sigma_1 - \sigma_0$). Lorsque deux contraintes principales sont égales, cette expression est équivalente à la contrainte déviatorique. La contrainte déviatorique définie ci-dessous étant positive, la distinction entre compression et extension nécessite de faire appel au troisième invariant du tenseur déviateur des contraintes ($J_3 = \det \underline{s}$) lié à l'angle de Lode (Thorel et Ghoreychi, 1996).

Contrainte déviatorique :

$$q = \sqrt{\frac{3}{2}(\underline{\underline{\sigma}} - \frac{1}{3} \text{tr}(\underline{\underline{\sigma}}))(\underline{\underline{\sigma}} - \frac{1}{3} \text{tr}(\underline{\underline{\sigma}}))}$$

On appellera extension ou compression, les trajets de chargement dans lesquels on relâche ou on augmente la contrainte sur la face supérieure du modèle.

En laboratoire, il est usuel de réaliser, entre autres, des expériences de compression isotrope. Un modèle en deux dimensions n'est pas apte à reproduire de tels chargements, car la fracturation n'est pas modélisée dans la troisième direction. Les expériences en contraintes planes, tant que l'on ne se préoccupe pas des déformations dans la troisième direction, ne font pas intervenir les propriétés des massifs rocheux dans cette direction.

Les simulations numériques seront présentées dans une gamme de sollicitations étendues pour pouvoir identifier le comportement homogénéisé dans un domaine qui comprend toutes les possibilités de chargement mécanique et de chargement thermique.

Conclusion

Tout modèle pertinent d'étude des structures doit incorporer les mécanismes importants et montrer sa capacité à prédire convenablement les phénomènes majeurs.

Or, le modèle proposé et mis en oeuvre sur un site réel, ne répond à aucun de ces deux critères. D'une part, des informations essentielles comme le comportement mécanique des joints sont manquantes. D'autre part, les ouvrages réalisés sont de tailles très inférieures aux VER hydraulique et mécanique, une approche par homogénéisation n'est donc pas adaptée à l'étude de l'ouvrage. Notre objectif n'est donc pas de modéliser le site particulier de Nouvelle Romanche mais plutôt de poser une configuration simple et plausible, et de proposer une méthodologie d'étude transposable à d'autres sites.

Dans le prochain chapitre, les expériences numériques seront réalisées pour rechercher l'intérêt d'une description fine de la roche et des joints, et de mettre en évidence des phénomènes particuliers liés à la présence de fractures.

Ces simulations numériques seront donc réalisées dans l'esprit des expériences de laboratoire dont les résultats seront analysés pour conduire à une meilleure compréhension du comportement Thermo-Hydro-Mécanique des massifs rocheux fracturés.

Chapitre IV : Résultats de l'homogénéisation numérique

Introduction

Les simulations numériques sont effectuées dans l'esprit des expériences de laboratoire pour pouvoir identifier les propriétés macroscopiques d'un échantillon de massif. Le choix de l'hypothèse des contraintes planes permet d'accéder facilement aux propriétés mécaniques homogénéisées du matériau pouvant devenir anisotrope sous l'action de sollicitations mécaniques anisotropes.

Toutefois, le calcul en deux dimensions rend difficile l'identification des propriétés du matériau équivalent, car de telles modélisations reviennent à des essais peu classiques en laboratoire. C'est pourquoi, nous présenterons, dans un premier temps, les résultats des "essais bruts". Nous calculerons ensuite les caractéristiques mécaniques et hydrauliques homogénéisées suivant la procédure décrite dans le chapitre 3.

Les différents "cas tests" sont effectués pour mettre en évidence les paramètres importants qui interviennent dans le comportement global. Ceci, afin de dégager les perspectives d'études à venir pour la caractérisation du comportement de chacune des composantes élémentaires constituant le matériau homogénéisé.

Dans la suite, le terme de porosité désignera la porosité de joints, c'est-à-dire le volume occupé par les joints ramené au volume total, ceci pour rester cohérent avec l'hypothèse initiale de l'imperméabilité de la matrice rocheuse. La porosité de la roche saine sera donc considérée comme une porosité occluse qui n'influe pas sur le comportement hydraulique. Les ordres de grandeurs de la porosité ne sont pas ceux que l'on obtiendrait par des mesures en laboratoire sur des échantillons sains, et rendent d'autant moins intuitifs les résultats obtenus.

Les déformations et les propriétés mécaniques homogénéisées seront mesurées par rapport à un état de référence de chargement isotrope équilibrant les contraintes initiales dans l'élément de volume considéré.

Dans tous les cas tests étudiés, on admettra, pour simplifier, que tous les joints obéissent à la même loi de comportement. Cette hypothèse est sévère et ne permet pas de rendre compte de la dispersion des propriétés des joints liée à la tectonique.

Rappel des hypothèses de calcul :

La matrice rocheuse est considérée comme élastique linéaire homogène isotrope avec un module d'Young de 52000 MPa et un coefficient de Poisson de 0,2.

Les joints, en traction-compression, suivent la loi hyperbolique de Goodman ; en cisaillement, on admet qu'ils ont un comportement élastique linéaire.

Bien que les développements numériques permettent d'introduire une relation entre la raideur tangentielle et la contrainte normale, cette possibilité ne sera pas utilisée. De même, on ne prendra pas en compte l'influence du cisaillement sur le comportement normal, ce qui signifie que l'on considère que les joints ne sont pas dilatants (Cf. Ch. I, I-1-d).

Les contraintes initiales sont considérées isotropes et égales à 10 MPa.

I Modèle géométrique complet

La loi de comportement en traction-compression choisie pour ce premier "cas test" est celle du joint D (Chapitre III figure III-1) qui correspond à un joint dont la raideur varie fortement. En cisaillement, on admet que la raideur tangentielle est constante, elle est égale à $20000 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{-1}$ dans le "cas test 1" et $2000 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{-1}$ dans le "cas test 2." Les termes non diagonaux de la matrice de rigidité du joint sont considérés comme nuls.

I-1 Cas test 1

La raideur tangentielle choisie de ce premier cas est représentative d'un joint artificiel dans du granite sous une contrainte normale d'environ 10 MPa.

I-1-1 Résultats de l'homogénéisation

La courbe déviateur-déformation est représentée sur la figure IV-1, et l'interprétation en terme de module d'Young et de coefficient de Poisson homogénéisé est reporté sur la figure IV-2.

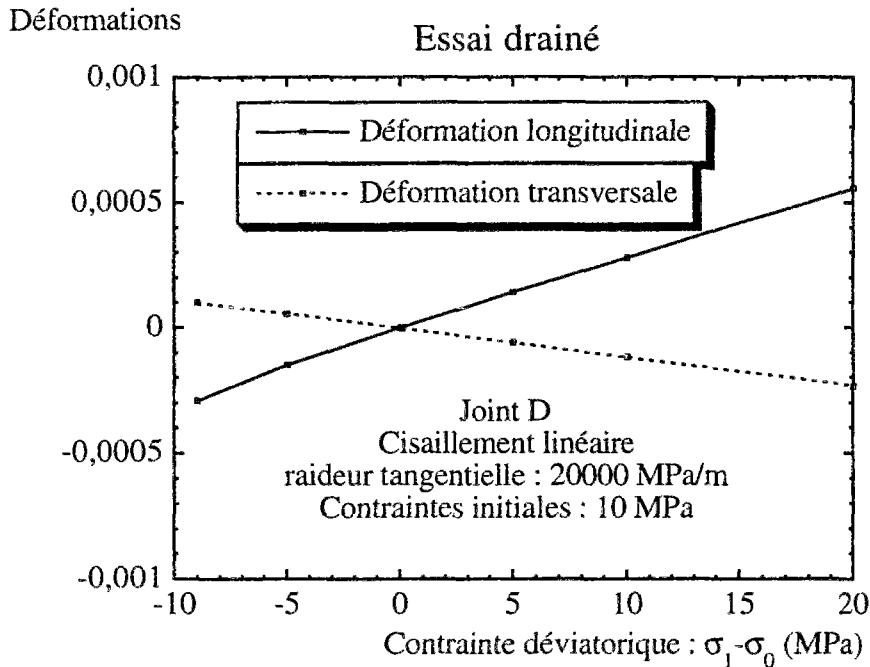


Figure IV-1 : Déformations en fonction de la contrainte appliquée

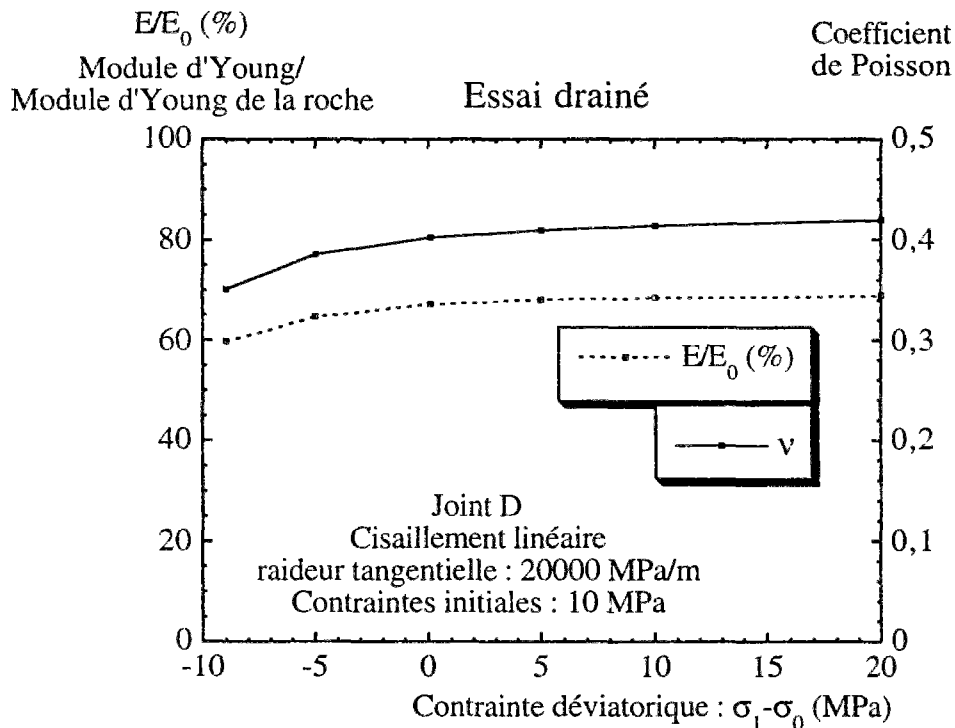


Figure IV-2 : Propriétés homogénéisées en fonction de la contrainte appliquée

On observe sur la figure IV-1 que les déformations varient d'une façon pratiquement linéaire avec l'état de contrainte, alors que la loi de comportement du joint en traction-compression est fortement non linéaire. Cette constatation se répercute sur le module d'Young et le coefficient de Poisson homogénéisé (figure IV-2) qui varient peu,

respectivement entre 60 % et 70 % de la valeur de la roche saine et entre 0,35 à 0,42 dans la plage des sollicitations considérées. On observe une augmentation du module d'Young et du coefficient de Poisson au fur et à mesure que le chargement déviatorique augmente.

Remarquons que le coefficient de Poisson homogénéisé est plus élevé que celui de la roche saine.

Alors que la roche ne présente pas de phase continue sur l'échantillon modélisé, elle est découpée en blocs bien individualisés, et que les joints ne sont dotés que d'une faible résistance à la traction, la forte valeur du module d'Young obtenue pour une contrainte sur la face supérieure du modèle (σ_1) de 1 MPa suggère qu'il est possible que le matériau homogénéisé puisse supporter des tractions. Une explication possible est le développement d'un effet de "voûte" où les contraintes redistribuées sur les joints sont des contraintes de compression. Malheureusement, cette hypothèse ne peut pas être vérifiée car tous les blocs débouchant sur la face supérieure du modèle ne bénéficient pas de cet effet. Certains d'entre eux ne trouvent pas de position d'équilibre et conduisent à la divergence du calcul numérique.

La figure IV-3 représente l'évolution des perméabilités homogénéisées horizontale et verticale calculées à partir du champ de déplacement des fractures, ainsi que la porosité en fonction de l'état de contraintes. On constate que les deux perméabilités croissent lorsque la contrainte sur la face supérieure du modèle est relâchée et décroissent lorsque celle-ci est augmentée. Ce constat n'est pas intuitif car, comme on le verra plus loin, en compression, si les fissures perpendiculaires au chargement ont tendance à se fermer, en revanche les fissures parallèles au chargement ont tendance à s'ouvrir. Toutefois, cette ouverture, n'est pas de nature à changer le sens de l'évolution des perméabilités.

Le développement d'une anisotropie de perméabilité avec l'état de contraintes n'est pas très significatif. En compression, l'anisotropie de perméabilité est d'environ de deux (perméabilité verticale/perméabilité horizontale) pour une anisotropie des contraintes de trois (σ_1 / σ_0). En extension un facteur d'anisotropie des contraintes de dix (σ_0 / σ_1) se traduit par une anisotropie de perméabilité d'environ de deux.

Si l'anisotropie de perméabilité développée est faible, la variation de perméabilité avec l'état de contrainte est, elle, relativement importante.

La porosité de fissures est très faible et demeure environ d'un facteur dix inférieure aux déformations constatées. La déformation est donc due en grande partie à la déformation de la matrice rocheuse. La porosité de fissures semble suivre une évolution hyperbolique dans la gamme de sollicitations considérées.

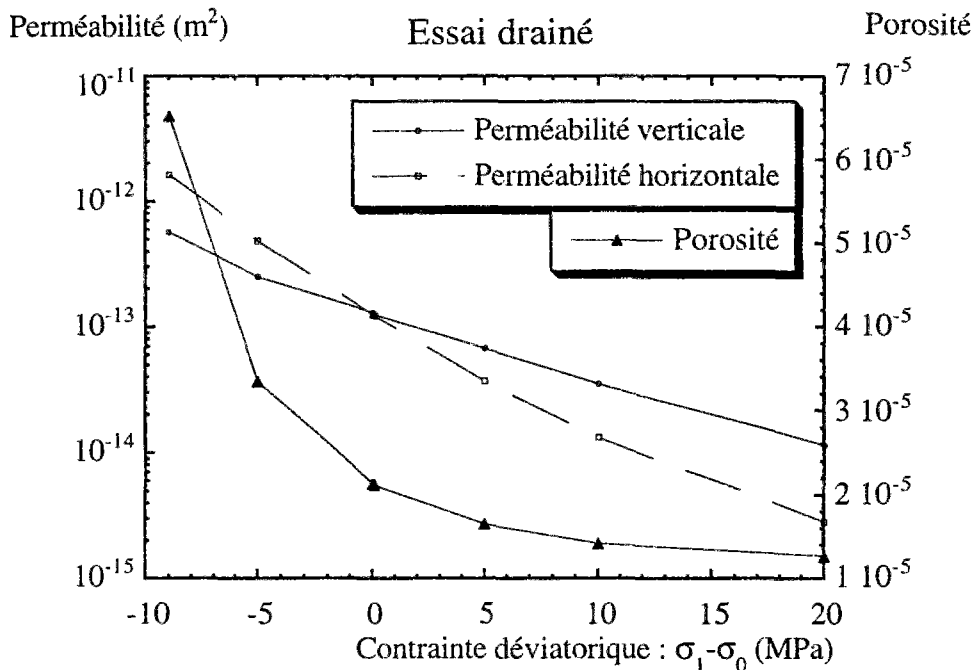


Figure IV-3 : *Évolution des perméabilités horizontale, verticale, et de la porosité avec la contrainte appliquée*

La figure 4 représente les déformations et l'évolution de la pression interstitielle en fonction du chargement appliqué lors d'un essai non drainé. On constate que les évolutions sont linéaires. Il en résulte que les propriétés mécaniques homogénéisées sont constantes et ne dépendent pas du chargement dans la gamme de contraintes étudiées. Ce constat peut paraître surprenant puisque le comportement en traction-compression des fractures est fortement non linéaire. L'explication est que la présence d'un fluide rigidifie fortement les fractures, même si le fluide ne reprend pas tous les efforts.

Précisons que des pressions interstitielles négatives inférieures à la pression atmosphérique n'ont pas de signification physique. En effet, un fluide tel que l'eau ne peut pas supporter de telles pressions et des phénomènes de cavitation devraient apparaître dans le fluide ; phénomènes qui ne sont pas pris en compte dans le modèle utilisé. Les calculs ont été conduits dans une gamme relativement étendue de variation de la pression interstitielle dans l'unique but de vérifier l'éventuelle non linéarité du comportement homogénéisé non drainé.

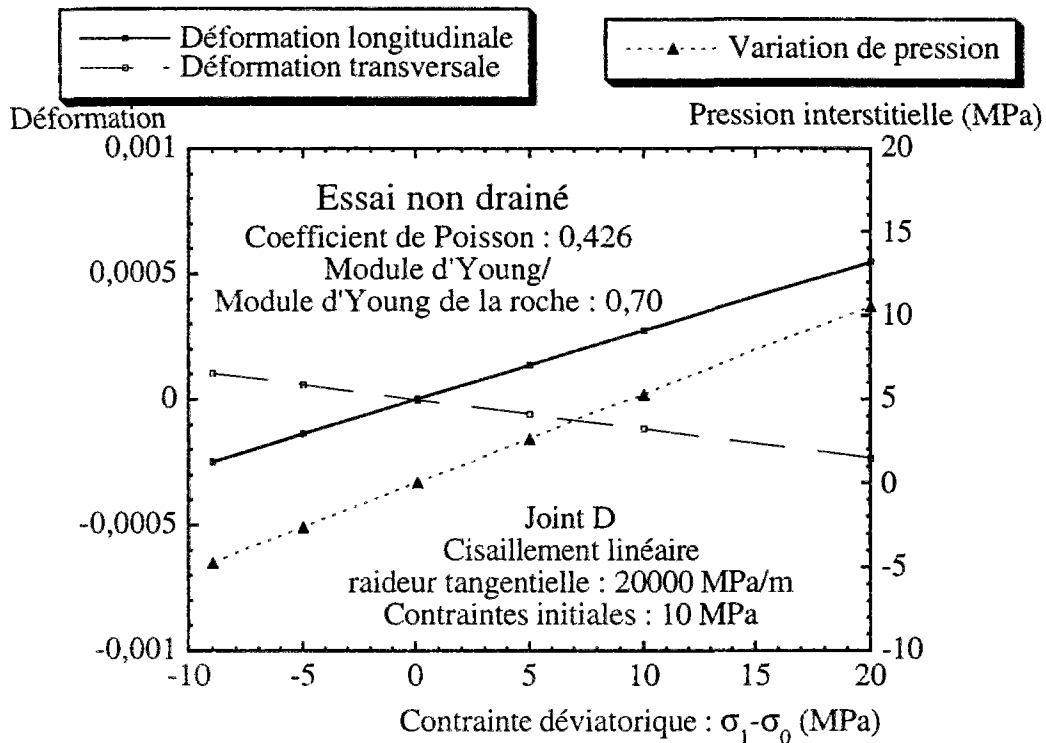


Figure IV-4 : Évolution des déformations et de la pression interstitielle en fonction de la contrainte appliquée

L'interprétation en terme de propriétés élastiques non drainées conduit à un module d'Young non drainé égal à 70 % de la valeur de la roche saine, et un coefficient de Poisson non drainé de 0,426.

On peut en déduire que le comportement non drainé est isotrope puisque la répartition des fractures est isotrope et que les propriétés homogénéisées ne dépendent pas des contraintes appliquées.

Ces valeurs permettent de calculer indirectement les valeurs du module de compressibilité et du module de cisaillement. Ceux-ci valent respectivement 82000 MPa et 12760 MPa environ. Ces valeurs sont à comparer à celles de la roche saine. Le module de compressibilité de la roche saine est de 29000 MPa et le module de cisaillement de 22000 MPa. On constate que la roche fracturée est beaucoup moins compressible que la roche saine, ce qui paraît très surprenant ! En réalité, les mesures réalisées sont des mesures *indirectes* puisqu'elles sont déduites des valeurs des modules d'Young et des coefficients de Poisson apparents dans un essai déviatorique, et non à partir d'un essai de compression isotrope. La valeur du coefficient de Poisson trouvée étant très forte et le module de compressibilité très sensible à ce paramètre, on retrouve une grande valeur du module de compressibilité. Le module de cisaillement non drainé est, par contre, beaucoup plus faible que le module de cisaillement de la roche saine, ce qui est naturel.

En considérant les propriétés drainées comme isotropes au voisinage de l'état initial correspondant à un état de compression isotrope, on peut également calculer les valeurs du module de compressibilité et du module de cisaillement. Ceux-ci valent respectivement 59460 MPa et 12450 MPa. Le module de compressibilité du matériau en condition drainée est plus faible que le module de compressibilité du matériau en condition non drainée. Par contre, les modules de cisaillement sont très proches (la différence relative n'est que de 2,4 %).

I-1-2 Analyse de la microstructure

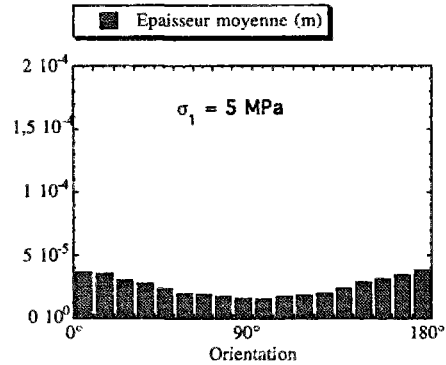
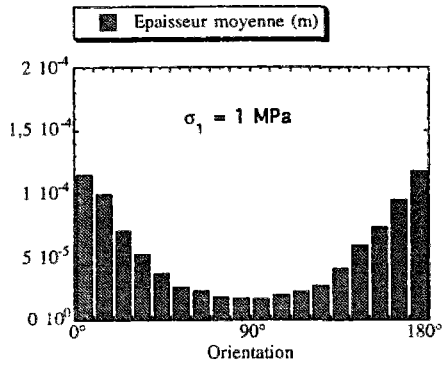
Les expériences numériques nous permettent l'accès aux phénomènes à l'échelle de la microstructure, définie ici comme l'échelle des fractures individuelles. Une représentation synthétique de ces phénomènes sera donc tentée.

Les figures IV-5-a à IV-5-f représentent l'épaisseur moyenne des fissures en fonction de leur orientation.

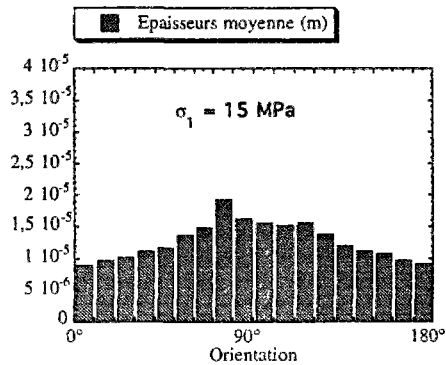
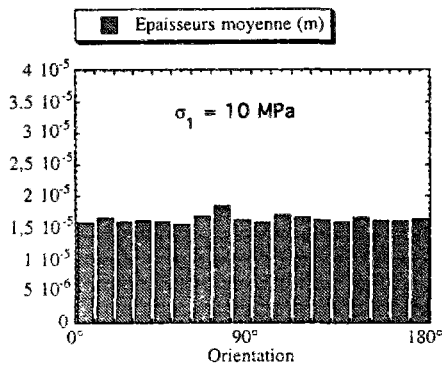
En extension, on constate une ouverture des fissures perpendiculaire au chargement, tandis que les fissures parallèles au chargement s'ouvrent beaucoup moins.

En compression, les fissures perpendiculaires au chargement ont tendance à se refermer, tandis que celles qui sont parallèles au chargement s'ouvrent. Cette ouverture influe sur l'évolution de la porosité (figure IV-3) dont la diminution devient moins marquée avec l'augmentation de la contrainte sur la face supérieure du modèle. Toutefois, elle n'est pas de nature à changer le sens de l'évolution de la perméabilité verticale. Il est possible qu'à partir d'un certain seuil de chargement, une augmentation de la porosité soit constatée mais un tel phénomène, s'il se produisait, aurait lieu en dehors des sollicitations étudiées.

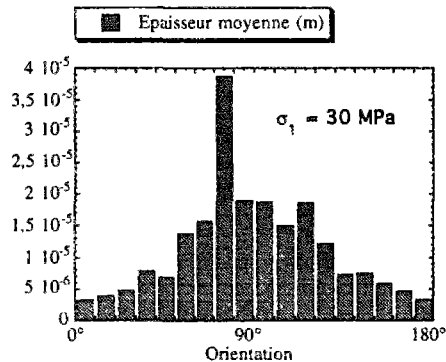
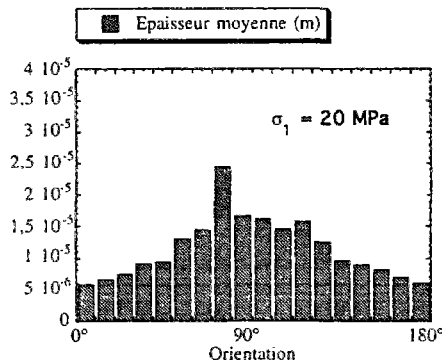
En extension, l'allure des figures est suffisamment régulière pour que l'on puisse considérer que le calcul des épaisseurs des fractures est représentatif des épaisseurs des joints dans le massif modélisé. En compression, l'allure est beaucoup moins régulière. On voit ici la dépendance du VER avec les propriétés homogénéisées. En fonction de l'allure de ces figures, c'est à l'utilisateur éventuel du modèle d'apprécier si le VER n'est plus atteint et s'il faut refaire le calcul pour une plus grande taille de massif



Figures IV-5-a -b : Ouverture moyenne des fractures en fonction de leurs orientations



Figures IV-5-c -d : Ouverture moyenne des fractures en fonction de leurs orientations



Figures IV-5-e -f : Ouverture moyenne des fractures en fonction de leurs orientations

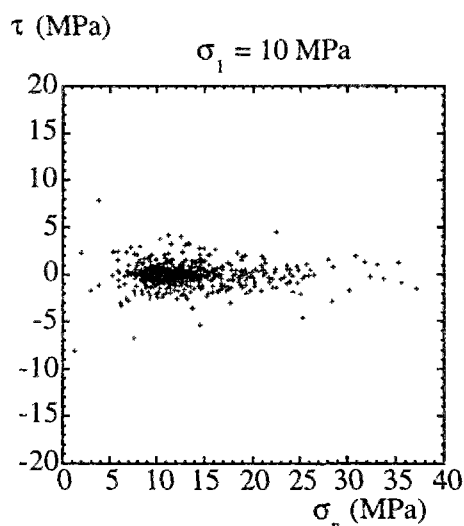
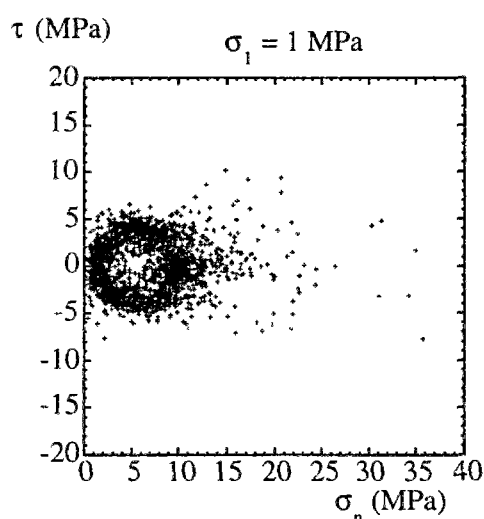
L'ouverture des fissures horizontales sous un chargement de compression n'est pas de nature à changer le sens de l'évolution de la perméabilité verticale pour ce cas de calcul dans la gamme de sollicitations considérées. De même, si on observe une diminution de la porosité avec l'augmentation du chargement, on ne peut pas affirmer avec certitude que la porosité n'augmentera pas à partir d'un certain niveau de chargement.

Les figures IV-6-a à IV-6-d montrent la contrainte tangentielle en fonction de la contrainte normale sur chaque joint. On observe une dispersion à l'état initial. Les extrémités des fissures introduisent des singularités de contraintes. Ces singularités sont mal estimées avec le nombre de mailles choisi et le type d'éléments utilisés (à fonction de forme linéaire) et introduisent des perturbations dans la réponse du matériau.

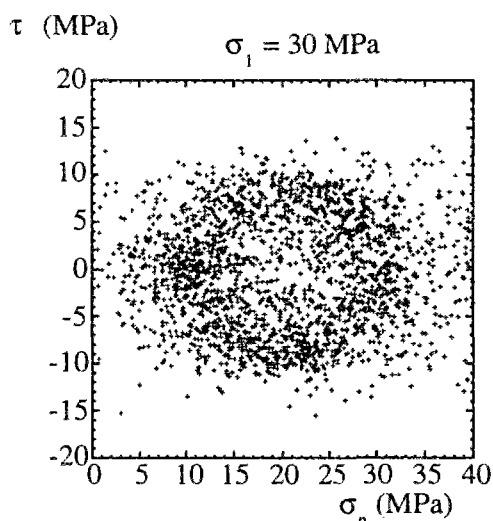
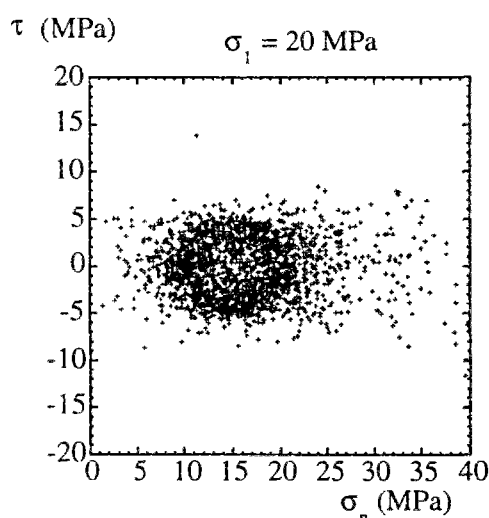
Lorsqu'un chargement est appliqué, l'état de contraintes sur les joints s'organise grossièrement suivant un cercle. Ce cercle serait celui de Mohr pour un matériau homogène pour lequel on représenterait la contrainte de cisaillement en fonction de la contrainte normale dans toutes les orientations possibles.

La dispersion observée croît avec le chargement. Cette dispersion traduit l'existence de chemins de contraintes préférentiels dans le matériau.

On ne remarque pas clairement, sur ces figures, l'existence d'un effet de "voûte" où les contraintes redistribuées sur les joints sont des contraintes de compression.



Figures IV-6-a IV-6-b : Contrainte tangentielle en fonction de la contrainte normale sur les joints



Figures IV-6-c IV-6-d : Contrainte tangentielle en fonction de la contrainte normale sur les joints

Remarque : Sur ces figures, on conçoit toute la difficulté qui existe à retrouver à grande échelle l'état de contraintes in situ à partir des mesures locales de contraintes.

I-1-3 Conclusion provisoire du "cas test 1"

La démarche adoptée pour trouver les propriétés mécaniques homogénéisées et la dépendance des propriétés hydrauliques avec l'état de contraintes semble prometteuse. Les simulations numériques ont permis de déterminer les propriétés élastiques homogénéisées devenant peu à peu anisotrope sous un chargement anisotrope.

I-2 "Cas test 2"

Le "cas test 2" est réalisé avec les mêmes paramètres que le "cas test 1", excepté pour la raideur tangentielle qui est dix fois plus faible et vaut 2000 MPa/m. Cette valeur a été obtenue, sous une contrainte normale nulle, sur un joint rugueux dans un béton fracturé artificiellement (Charlot et Massart, 1995).

I-2-1 Présentation des résultats

La figure IV-7 représente les déformations verticale, horizontale et l'évolution de la porosité de joints en fonction du chargement appliqué. On constate que la porosité est de l'ordre de grandeur des déformations.

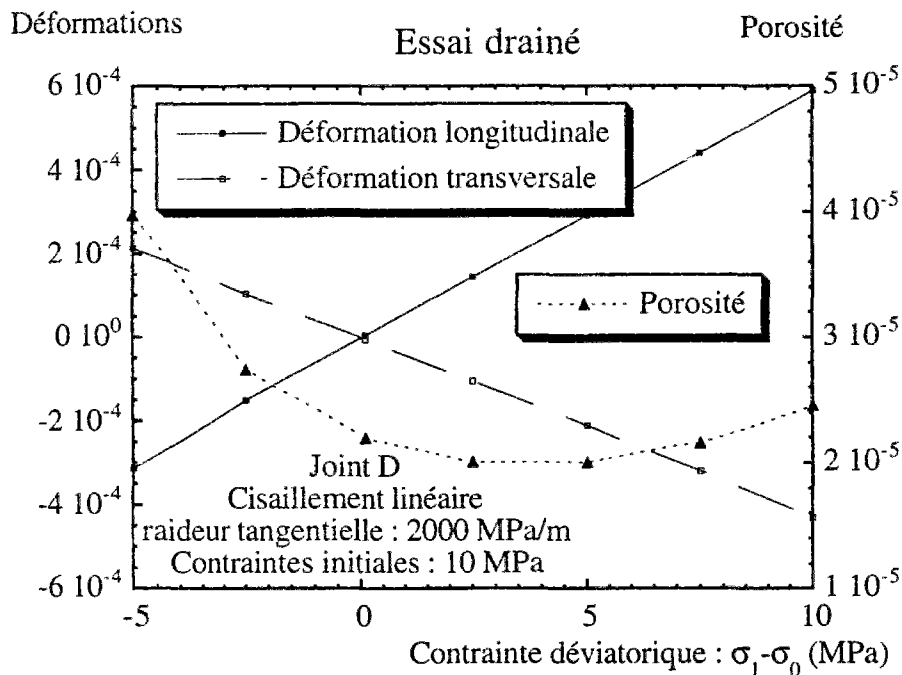
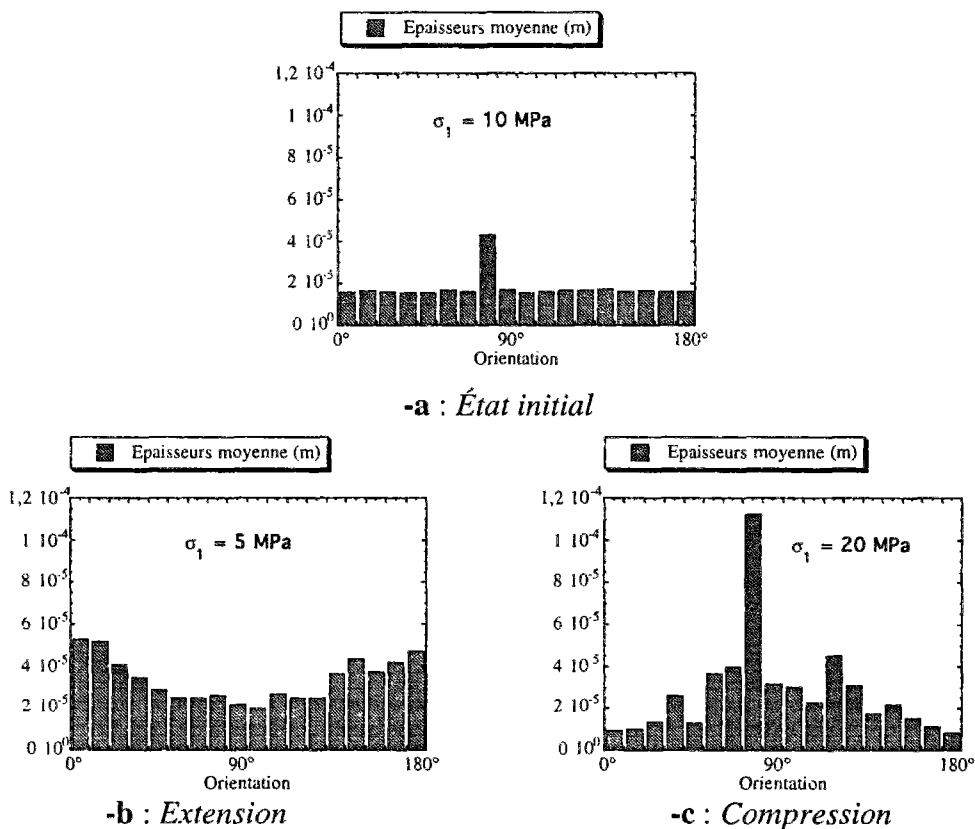


Figure IV-7 : Évolution des déformations horizontale, verticale et de la porosité en fonction du chargement appliqué

L'interprétation précédente en terme de milieu continu élastique conduirait à des valeurs du module d'Young d'environ 17000 MPa et à un coefficient de Poisson supérieur à 0,5 !

Les figures IV-8-a à IV-8-c montrent l'ouverture des fractures en fonction de la contrainte appliquée. Ces figures sont suffisamment régulières pour que l'on puisse estimer que l'on est au-dessus du VER. On constate que l'ouverture des fractures verticales en compression est plus forte que la fermeture des fractures, ce qui conduit à une augmentation de la porosité de joint. La porosité de joint augmente plus vite que la déformation volumique ne diminue, ce qui conduit à un comportement global apparent dilatant. Ce comportement dilatant se manifeste dès l'application d'une faible charge.



Figures IV-8 : Épaisseurs des fractures en fonction de leurs orientations

I-2-2 Discussion

Un très faible écart de chargement par rapport à l'état de contraintes isotropes conduit à une valeur du coefficient de Poisson supérieure à 0,5. Il ne semble donc pas que cette valeur puisse être expliquée par une forte anisotropie des propriétés élastiques justifiant une variation du coefficient de Poisson entre -1 et 1.

L'explication la plus probable est celle d'un effet de structure : la diminution de la raideur tangentielle entraîne, pour une même valeur des contraintes appliquées, de grands déplacements dans la structure en dépit du fait que l'on puisse toujours considérer l'hypothèse de petites déformations, mais il y a localisation des déformations à l'interface des blocs.

Dans ce cas, on ne peut plus considérer uniquement la phase élastique du comportement en cisaillement des joints. Il faudrait également considérer le comportement anélastique. Cette voie n'a pas été suivie car elle pose deux difficultés :

- Vu le nombre important de joints et le caractère déjà fortement non linéaire du comportement en traction-compression, l'introduction d'une nouvelle non linéarité dans le comportement en cisaillement a de fortes chances de conduire à la divergence du calcul numérique.
- L'hypothèse de l'élasticité ne conviendrait plus pour interpréter les résultats des expériences numériques, il faut établir un cadre théorique capable de tenir compte de la localisation des déformations à l'interface des blocs. La recherche de la loi de comportement et sa forme n'ont pas été abordées dans ce mémoire et pourraient constituer une perspective importante de ce travail.

I-3 Conclusion sur l'homogénéisation

Une méthode a été développée afin de déterminer les propriétés mécaniques homogénéisées. Elle a été associée à celle déjà existante de détermination des propriétés hydrauliques homogénéisées et permet d'analyser l'influence de l'état de contraintes sur la perméabilité en grand.

Les résultats obtenus montrent que le formalisme de l'élasticité n'est pas toujours apte à reproduire le comportement mécanique homogénéisé d'un massif rocheux fracturé ; cela semble dépendre beaucoup du comportement en cisaillement des discontinuités.

Toutefois, les singularités de contraintes introduites par les extrémités de fissures sont susceptibles d'influer sur la précision des résultats du calcul numérique. La deuxième partie de ce chapitre va s'attacher à justifier l'explication fournie concernant le caractère dilatant du comportement homogénéisé et tenter de lever l'indétermination concernant la validité des résultats obtenus.

II Modèle géométrique simplifié-Analyse de sensibilité

Les résultats de la modélisation ont montré qu'il n'était pas toujours possible de trouver un comportement élastique homogénéisé. Des effets de structures peuvent conduire à un comportement homogénéisé dilatant même si le comportement des fractures et de la matrice rocheuse sont individuellement élastiques.

Nous avons également montré la dépendance de la perméabilité homogénéisée à l'état de contraintes.

Les simulations numériques permettent de déterminer si les propriétés homogénéisées des massifs rocheux fracturés sont indépendantes de certaines des propriétés des fractures ou de la roche. Les calculs numériques sont encore relativement "lourds" en dépit des moyens informatiques actuels. On ne se livrera donc pas à une étude de sensibilité, mais on tentera de dégager des tendances "principales".

Les extrémités libres des fractures constituent des "bras morts" (Priest, 1993) du point de vue hydraulique et n'interviennent pas dans l'écoulement. Par contre, du point de vue mécanique, elles introduisent des singularités de contraintes. Ces singularités modifient les contraintes appliquées sur les épontes, et sont difficiles à modéliser numériquement. La première interrogation concerne à la fois l'utilité d'avoir une description géologique du type de terminaison des fractures, et de d'affiner le maillage à proximité des pointes de fissures.

Le comportement en traction-compression des joints semble intervenir de façon faible sur le comportement mécanique homogénéisé. Le comportement en cisaillement contrôle le comportement mécanique global. En est-il de même pour le comportement hydraulique homogénéisé ?

La connaissance du réseau d'écoulement et du comportement en cisaillement des joints est-elle suffisante pour en déduire le comportement hydro-mécanique des massifs rocheux fracturés ?

Des éléments de réponse sont apportés à ces questions à travers quelques calculs spécifiques. Ces calculs sont effectués sur le modèle pour lequel on a tronqué toutes les extrémités de fissures pour éliminer toutes les singularités de contraintes (hormis aux croisements des fractures).

Dans la suite, le modèle précédent pour lequel les extrémités des fractures ont été conservées sera appelé "*avec pointes*", par opposition au modèle dans lequel les extrémités sont tronquées qui sera appelé "*sans pointe*".

II-1 Influence de la loi de comportement en traction-compression

Pour étudier l'influence du comportement en traction-compression, nous avons choisi d'analyser les résultats de simulations numériques effectuées avec les joints A et D définis dans le chapitre 3, figure III-8.

Le joint A correspond à un comportement qui se rapproche d'un contact unilatéral, tandis que le joint D présente une raideur normale qui varie de façon fortement non linéaire, les paramètres de ces joints sont rappelés dans le tableau IV-1.

	A	t	ξ	V_m
Joint D	17,29	0,65	0,16 MPa	168 μm
Joint A	3,9	1,22	0,10 MPa	60,2 μm

Tableau IV-1 : paramètres de la loi de Goodman pour les joints A et D

II-1-1 Résultat de l'homogénéisation mécanique

Les résultats sont interprétés de manière identique à ceux du cas précédent. Par abus de langage, on désignera par joint D ou joint A, les calculs réalisés avec la loi en traction-compression des joints D ou A.

a- Résultats en condition drainée

Les figures IV-9-a et IV-9-b présentent les déformations longitudinale et transversale en fonction de la contrainte déviatorique pour les joints A et D. On constate une évolution faiblement non linéaire.

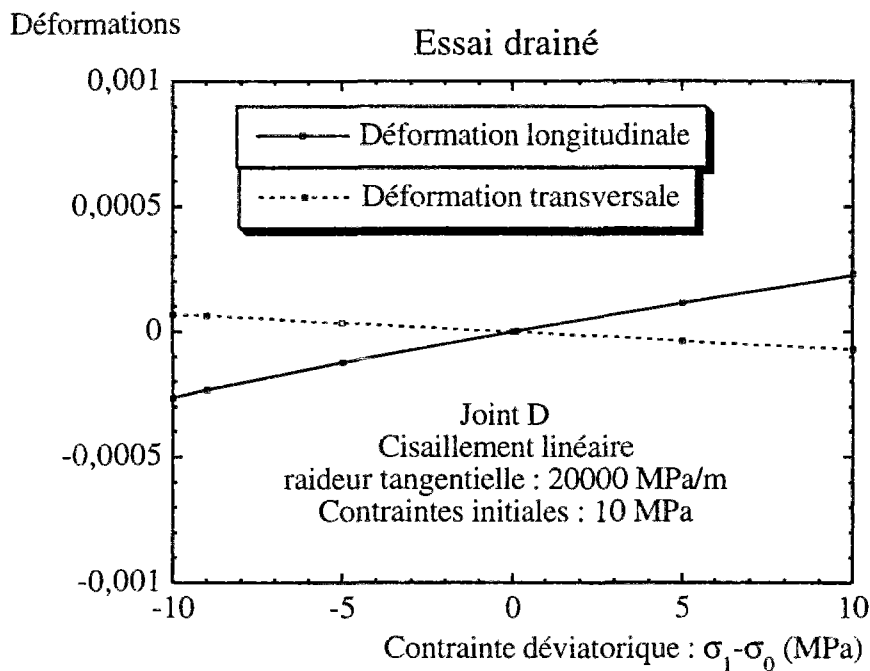


Figure IV-9-a : Joint D - Évolution des déformations longitudinale et transversale en fonction du déviateur des contraintes

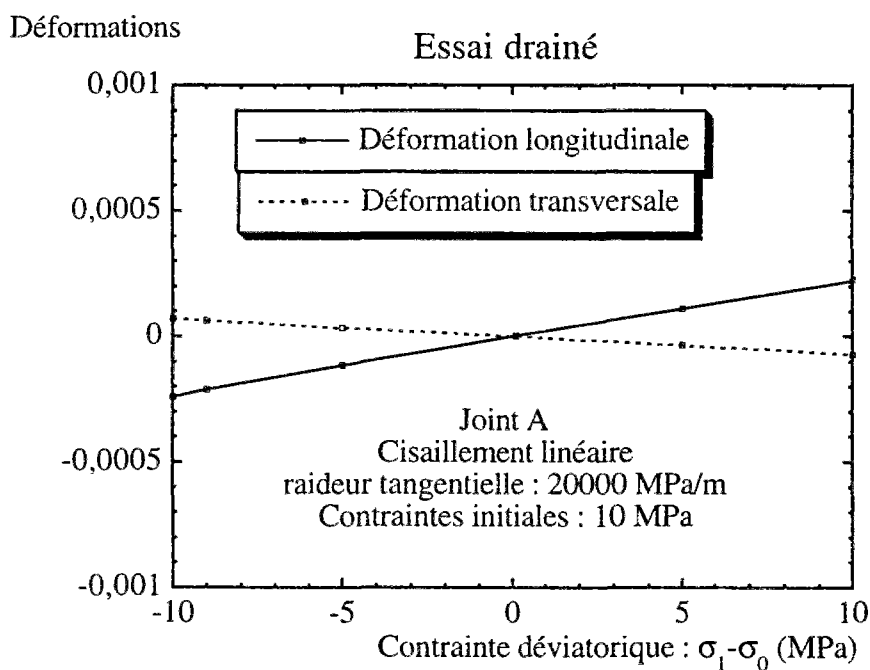


Figure IV-9-b : Joint A - Évolution des déformations longitudinale et transversale en fonction du déviateur des contraintes

L'interprétation en terme de module d'Young et de coefficient de Poisson homogénéisé est donnée sur la figure 10.

Pour le joint D, le module d'Young varie entre 70 et 85 % du module d'Young de la matrice rocheuse. Le coefficient de Poisson varie entre 0,28 et 0,32.

Pour le joint A, le module d'Young varie entre 80 et 85 % du module d'Young de la matrice rocheuse. Le coefficient de Poisson varie entre 0,3 et 0,32.

Les valeurs des propriétés homogénéisées sont très proches. La différence est d'autant plus petite que l'on est en régime de compression.

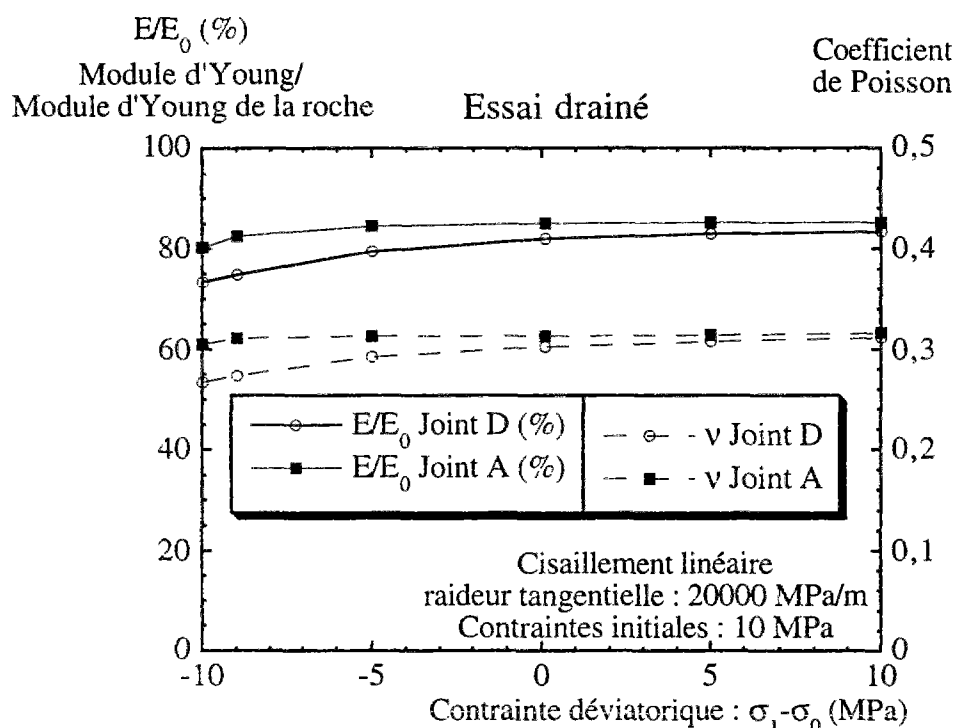


Figure IV-10 : Évolution du module d'Young et du coefficient de Poisson homogénéisé en fonction du déviateur des contraintes

Lorsque l'on modélise les pointes des fissures, le module d'Young varie entre 60 % et 70 % de la valeur de la roche saine, tandis que le coefficient de Poisson varie entre 0,35 et 0,42.

Les résultats sont sensiblement les mêmes que ceux du modèle avec pointes. Le module d'Young homogénéisé est plus élevé lorsque les extrémités de fissures ne sont pas considérées. Le coefficient de Poisson est moins important dans ce cas.

On ne saurait attribuer cette différence uniquement au comportement en pointe de fissures. Il est difficile d'évaluer la part du nombre plus important de joints considéré dans le modèle avec pointes.

Ces résultats montrent néanmoins que dans les massifs rocheux fracturés, le comportement mécanique homogénéisé est dominé par le comportement en cisaillement

des joints, et dans une moindre mesure, par le comportement en traction-compression et par les singularités introduites par les pointes des fissures.

Le comportement choisi (élastique linéaire) autorise les épontes à subir de grands déplacements, ce qui permet la convergence du calcul numérique pour une contrainte nulle appliquée sur la face supérieure du modèle.

b- Résultats en condition non drainée

La figure IV-11 présente l'évolution de la pression et des déformations longitudinale et transversale en fonction du déviateur des contraintes pour les deux types de joints en condition non drainée.

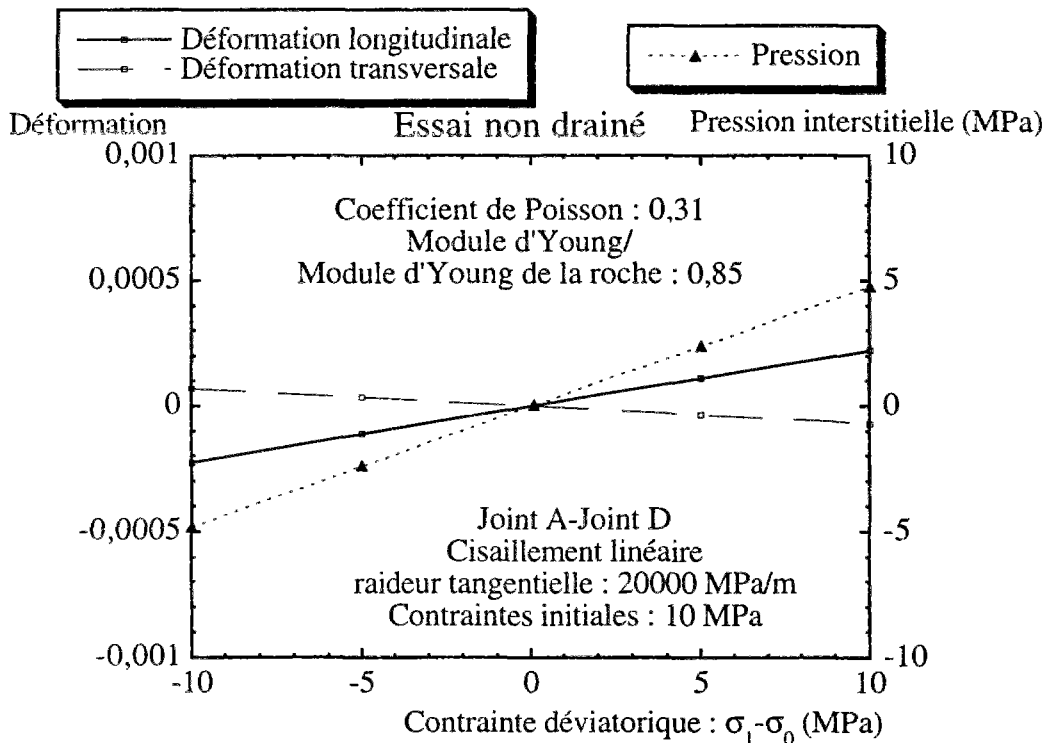


Figure IV-11 : Joints A et D - Évolution des déformations et de la pression de fluide en fonction du déviateur des contraintes

Les résultats sont confondus pour les deux types de joints. Les propriétés élastiques homogénéisées non drainées ne dépendent pas du comportement en traction-compression des joints.

De plus, comme cela avait déjà été observé pour le modèle avec pointes, l'évolution des déformations est linéaire. Il en résulte que les propriétés élastiques homogénéisées non

drainées sont constantes. La distribution des orientations des fractures étant uniforme, le comportement non drainé peut être considéré comme isotrope.

La valeur du module d'Young est de 85 % de celui de la roche saine. Le coefficient de Poisson est 0,31.

Ces valeurs sont à rapprocher des valeurs obtenues pour le modèle avec pointes. On avait obtenu un module d'Young non drainé de 70 % de celui de la roche saine et un coefficient de Poisson de 0,426.

Le modèle avec pointes est plus mou, le module d'Young correspondant est plus faible, et le coefficient de Poisson est plus élevé.

L'interprétation en terme de module de cisaillement et de module de compressibilité donne respectivement 16 900 MPa et 38 800 MPa. Le modèle avec pointes conduisait à un module de cisaillement de 12 800 MPa et un module de compressibilité de 82 000 MPa.

Le module de cisaillement obtenu sur le modèle avec pointe est moins élevé que celui du modèle sans pointe. Par contre le module de compressibilité est deux fois plus élevé.

Les valeurs du module d'Young et du coefficient de Poisson sont peu différentes ; par contre, l'interprétation en terme de module de cisaillement et de module de compressibilité conduit à des valeurs nettement différentes.

L'évolution de la pression interstitielle est linéaire en fonction du chargement. La pression interstitielle vaut un peu moins de 5 MPa pour un chargement déviatorique de 10 MPa.

Pour mémoire, dans le modèle avec pointe, la pression interstitielle excède de peu 5 MPa pour un chargement déviatorique de 10 MPa. Les deux valeurs sont très proches.

II-1-2 Résultats concernant l'homogénéisation hydraulique

Les figures IV-12 et IV-13 représentent l'évolution de la perméabilité verticale, de la perméabilité horizontale et de la porosité en fonction du déviateur des contraintes pour les deux types de joint choisis.

La porosité est moins importante que pour le cas avec pointes. Ce résultat est logique puisque le nombre de joints est moins important.

Le même niveau de contraintes n'aboutissant pas à la même épaisseur pour les deux types de joints, un ordre de grandeur différencie les porosités des joints D et A.

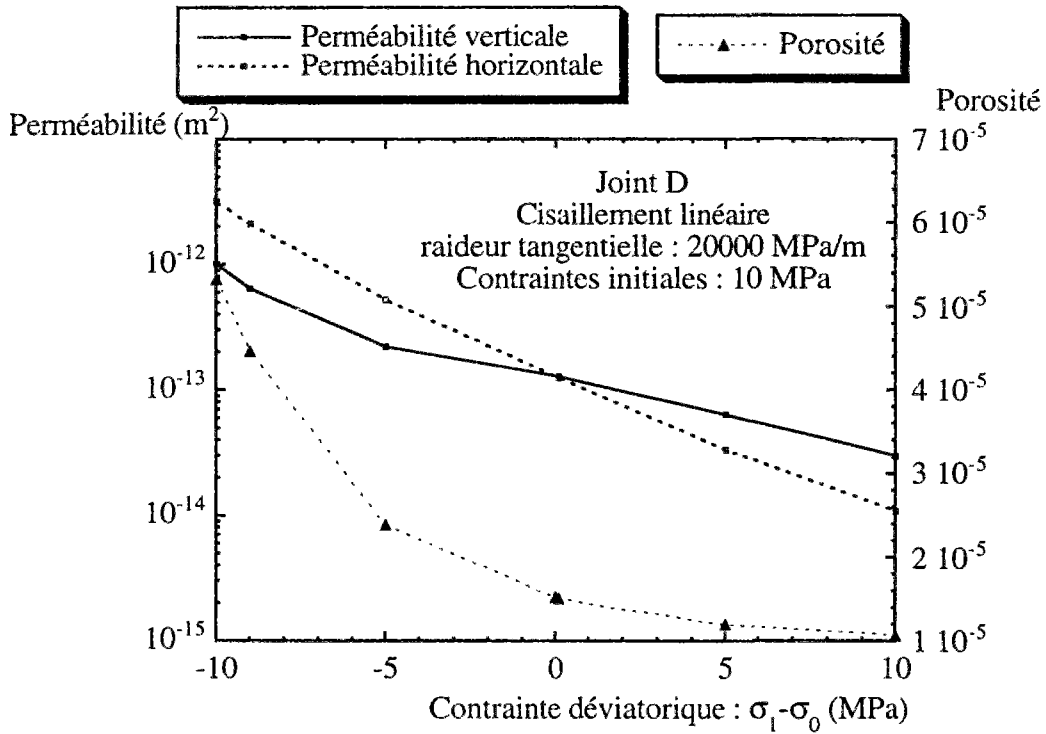


Figure IV-12 : Joint-D - Évolution des perméabilités horizontale, verticale et de la porosité en fonction du déviateur des contraintes

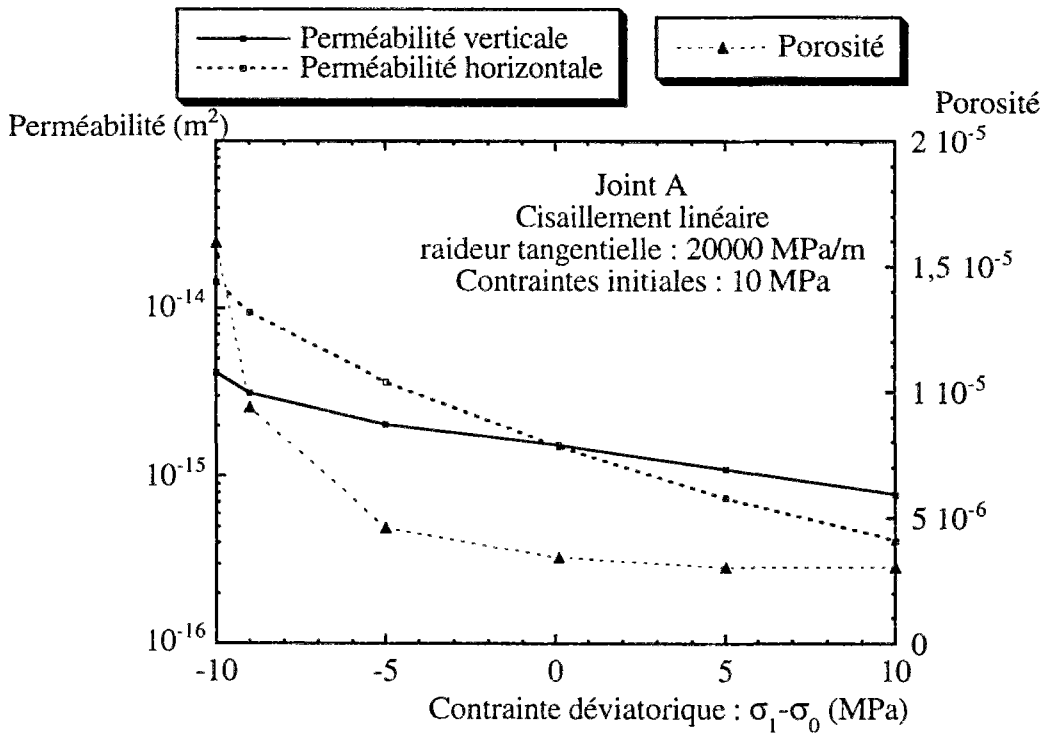


Figure IV-13 : Joint-A - Évolution des perméabilités horizontale, verticale et de la porosité en fonction du déviateur des contraintes.

On constate un développement de l'anisotropie de perméabilité avec l'anisotropie de l'état de contraintes pour les deux types de joints, mais l'évolution de la perméabilité est différente. La perméabilité verticale du joint A varie d'un facteur deux en compression et en extension, tandis que la perméabilité verticale du joint D varie d'un facteur 8 en extension et d'un facteur 4 en compression. La perméabilité horizontale du joint D varie d'un facteur 12 en compression et d'un facteur 25 en extension tandis que celle du joint A varie d'un facteur 4 en compression et d'un facteur 10 en extension.

Pour la même gamme de sollicitations, le joint A montre nettement moins de sensibilité au chargement que le joint D.

La perméabilité homogénéisée dépend de la loi de comportement choisie en traction-compression. Pour une contrainte sur les épontes identiques, l'épaisseur des fractures est différente pour chacune des lois de comportement.

Pour avoir des résultats plus représentatifs de la réalité, il conviendrait de connaître la relation entre l'épaisseur mécanique et l'épaisseur hydraulique des fractures.

Les résultats du joint D sont à peu près identiques à ceux obtenus pour le modèle avec pointes.

II-1-3 Analyse de la microstructure

Pour avoir une vue synthétique des phénomènes à l'échelle de la microstructure, c'est-à-dire à l'échelle des joints, nous avons choisi de représenter :

- La contrainte tangentielle en fonction de la contrainte normale sur chaque joints.
- L'épaisseur moyenne des joints en fonction de leurs orientations.
- La déformée à différentes hauteurs de l'échantillon.

a- Analyse de l'état de contraintes

Les figures IV-14-a à IV-14-f et IV-15-a à IV-15-f présentent la contrainte tangentielle en fonction de la contrainte normale sur chaque joint pour différents chargements.

Les figures IV-14-a à IV-14-f concernent le joint D, les figures IV-15-a à IV-15-f concernent le joint A.

A l'état initial, ($\sigma_1 = 10$ MPa), il existe un état de contrainte uniforme dans le massif modélisé. Au fur et à mesure de l'augmentation du chargement, on s'éloigne d'un

état de contrainte uniforme. Les contraintes empruntent des chemins préférentiels dans le massif fracturé.

En extension, les contraintes semblent s'organiser grossièrement suivant un cercle. En compression, ce cercle a une allure légèrement aplatie.

Les chemins de contraintes sont différents pour les deux types de joints, mais les allures des figures sont sensiblement les mêmes.

b- Analyse des épaisseurs de fractures

Les figures IV-16-a à IV-16-f et IV-17-a à IV-17-f présentent l'épaisseur moyenne des fractures en fonction de leur orientation pour différents chargements.

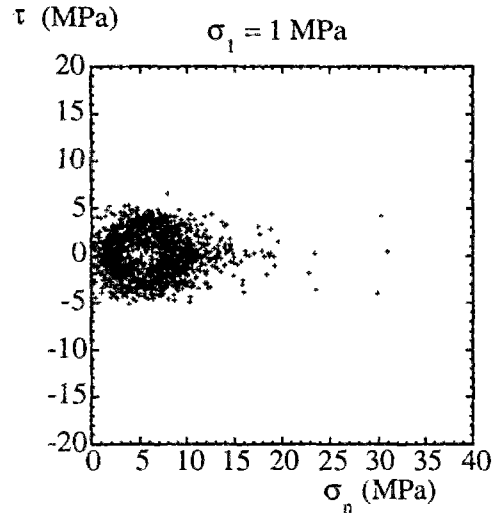
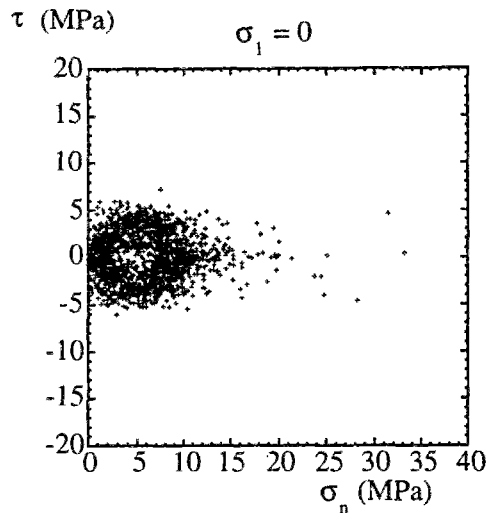
Les figures IV-16-a à IV-16-f concernent le joint D, les figures IV-17-a à IV-17-f concernent le joint A.

De manière identique au cas avec pointe, les points suivants sont constatés :

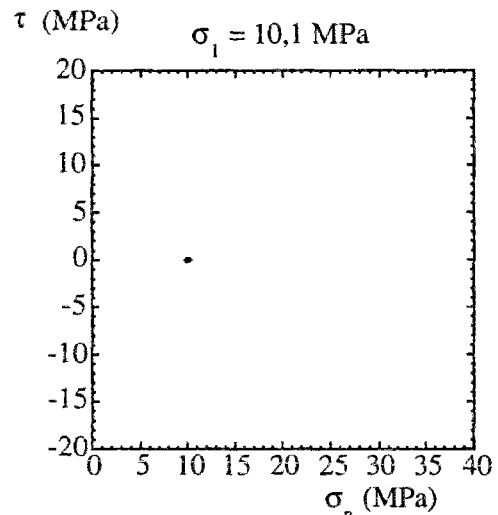
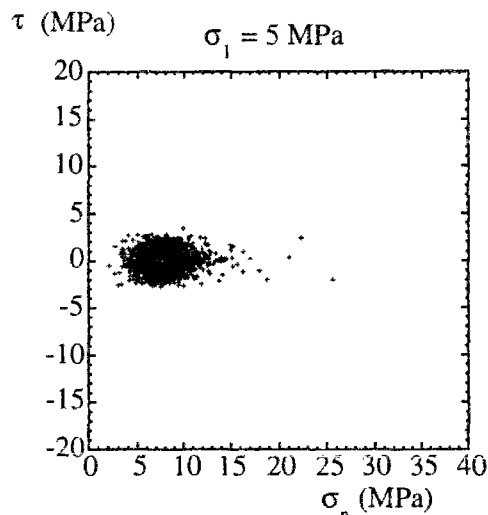
- En compression, les fractures horizontales ont tendance à se fermer, tandis que celles qui sont verticales ont tendance à s'ouvrir. Cette ouverture ne se manifeste pas sur l'évolution des propriétés hydrauliques homogénéisées qui sont décroissantes avec l'augmentation du chargement.
- En extension, les fractures horizontales ont tendance à s'ouvrir tandis que l'épaisseur des fractures verticales n'est pas modifiée de manière significative.

A l'état initial, l'épaisseur des fractures du joint D est d'environ 17 μm . L'épaisseur des fractures du joint A est d'environ 5 μm .

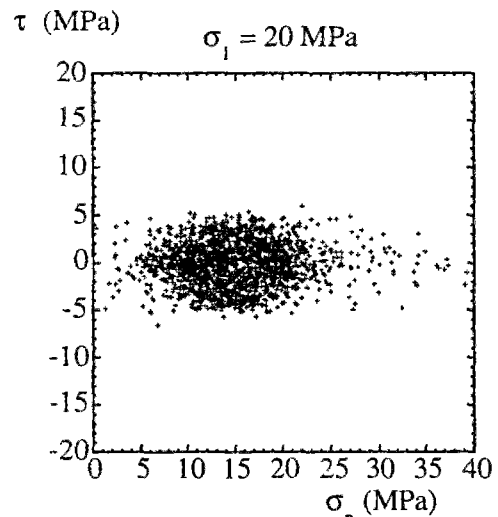
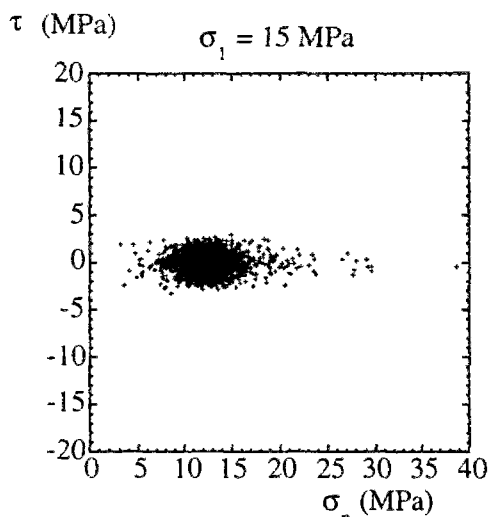
L'évolution des épaisseurs avec le chargement semble être la même pour les deux types de joints. Pourtant, l'analyse de l'évolution des perméabilités montre qu'il n'en est rien.



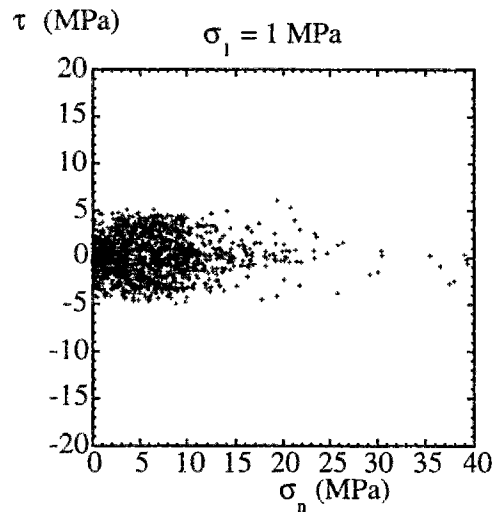
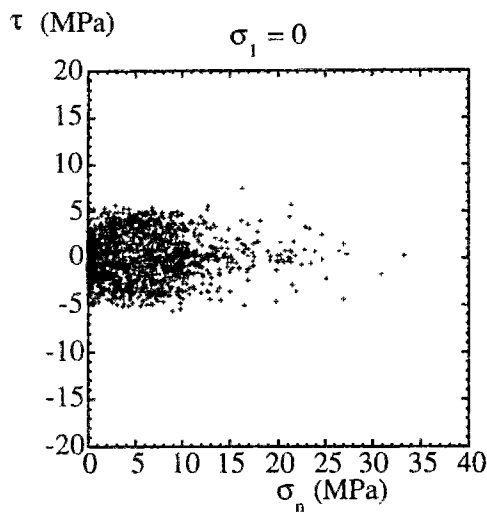
Figures IV-14-a-b : Joint D -
Contrainte de cisaillement en fonction de la contrainte normale sur chaque joint



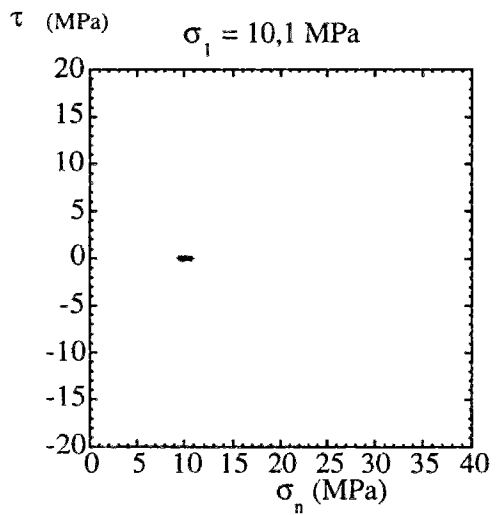
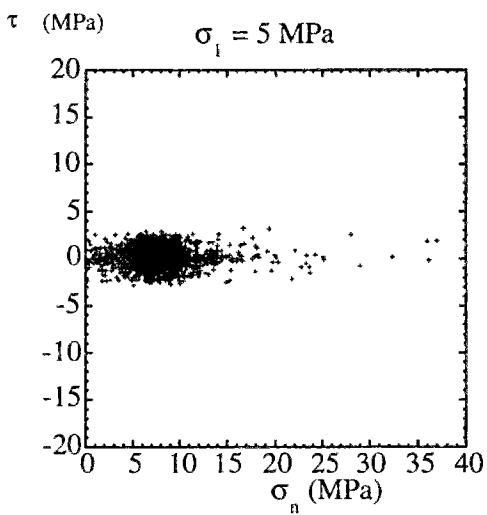
Figures IV-14-c-d : Joint D -
Contrainte de cisaillement en fonction de la contrainte normale sur chaque joint



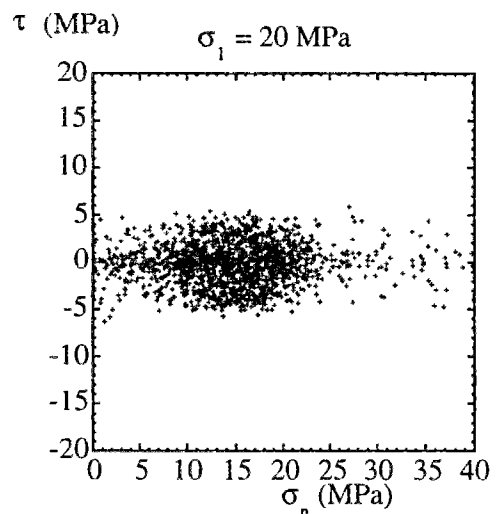
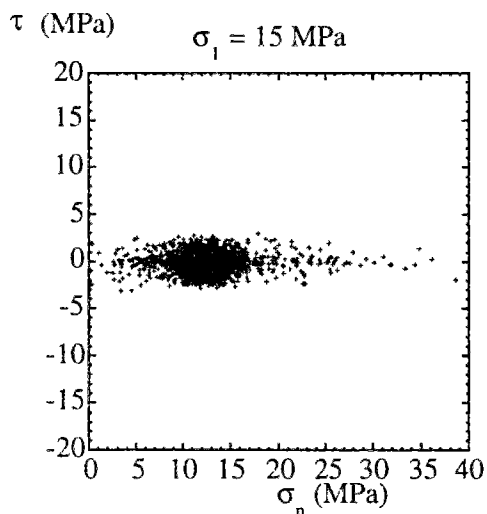
Figures IV-14-e-f : Joint D -
Contrainte de cisaillement en fonction de la contrainte normale sur chaque joint



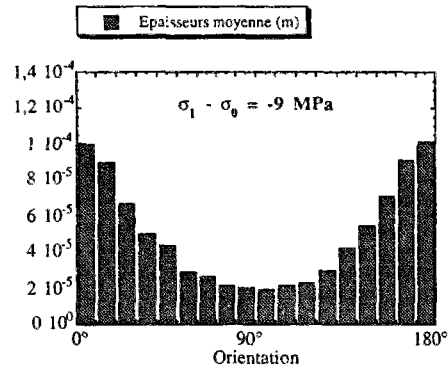
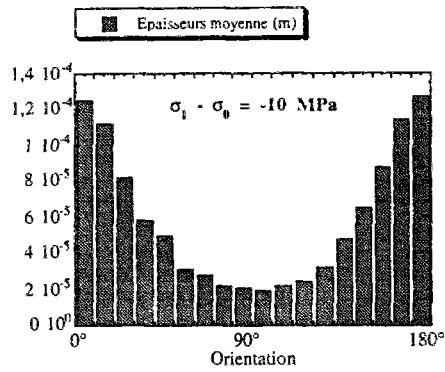
Figures IV-15-a-b : Joint A -
Contrainte de cisaillement en fonction de la contrainte normale sur chaque joint



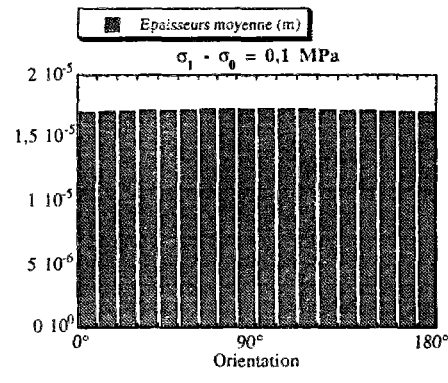
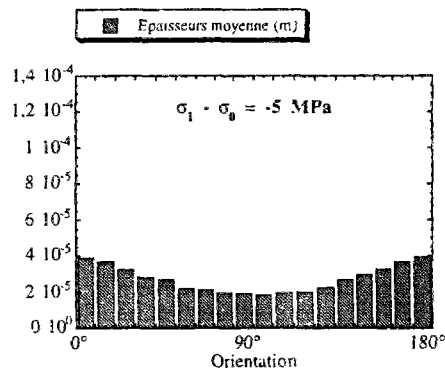
Figures IV-15-c-d : Joint A -
Contrainte de cisaillement en fonction de la contrainte normale sur chaque joint



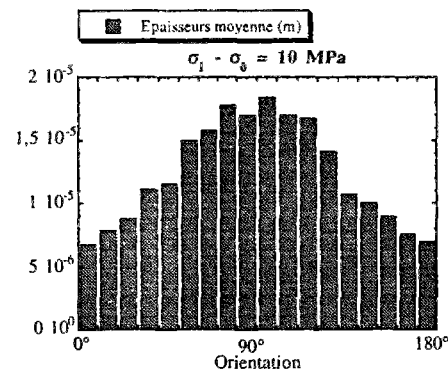
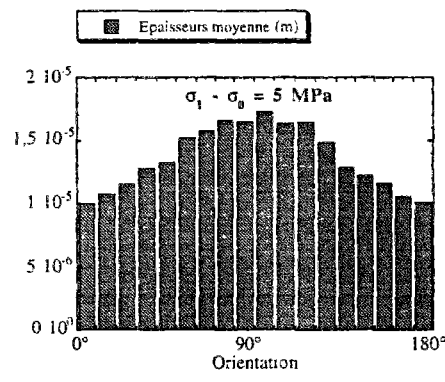
Figures IV-15-e-f : Joint A -
Contrainte de cisaillement en fonction de la contrainte normale sur chaque joint



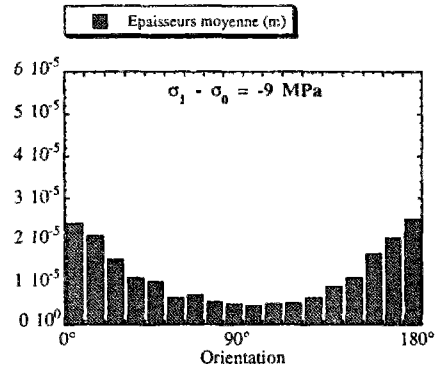
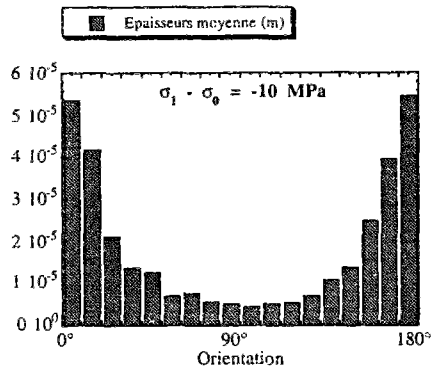
Figures IV-16 : Joint D - Épaisseur moyenne des fractures en fonction de leur orientation



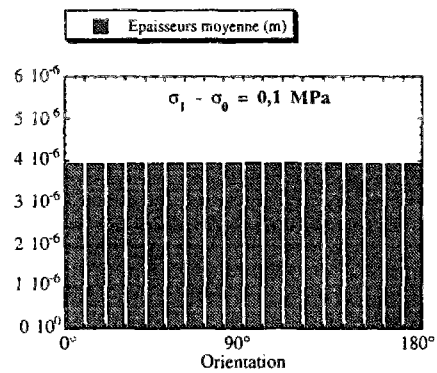
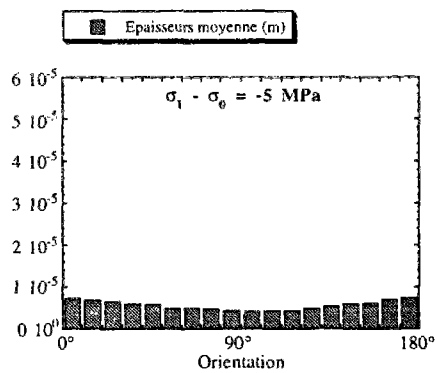
Figures IV-16 : Joint D - Épaisseur moyenne des fractures en fonction de leur orientation



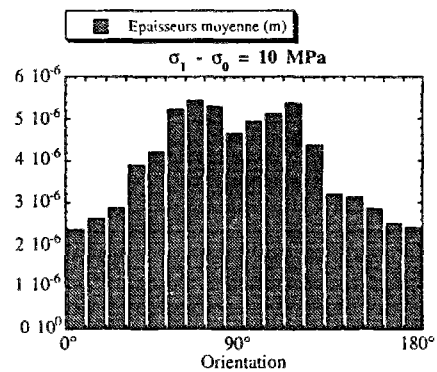
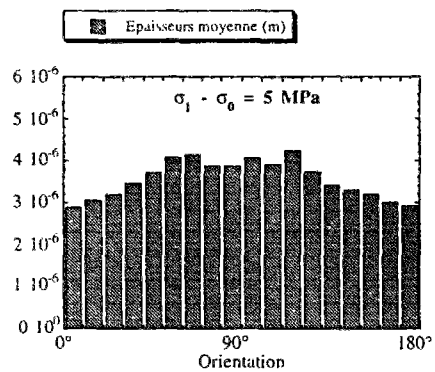
Figures IV-16 : Joint D - Épaisseur moyenne des fractures en fonction de leur orientation



Figures IV-17 : Joint A - Épaisseur moyenne des fractures en fonction de leur orientation



Figures IV-17 : Joint A - Épaisseur moyenne des fractures en fonction de leur orientation



Figures IV-17 : Joint A - Épaisseur moyenne des fractures en fonction de leur orientation

c- Analyse des déformations

Le joint A a un comportement en traction très distinct du comportement en compression. C'est donc sur ce joint que nous avons choisi d'analyser les déformations. De même, nous avons choisi deux chargements correspondant à des valeurs extrêmes de la gamme de sollicitations. Le premier chargement correspond à un chargement d'extension pour lequel la contrainte σ_1 sur la face supérieure du modèle est nulle. Le second chargement correspond à une compression pour laquelle la contrainte σ_1 sur la face supérieure du modèle vaut 20 MPa. Ces deux chargements sont symétriques par rapport à l'état initial ($\sigma_1 = 10$ MPa).

Les figures IV-18-a et IV-18-b présentent les déplacements à différentes hauteurs du modèle. La figure IV-18-a représente les déplacements pour le chargement d'extension ($\sigma_1 = 0$), la figure IV-18-b représente les déplacements pour le chargement de compression ($\sigma_1 = 20$ MPa).

On constate que les déplacements présentent des discontinuités à la traversée des joints.

Les déformations sont calculées en moyennant les déplacements sur la largeur de l'échantillon. Les figures IV-19-a et IV-19-b présentent les résultats pour les deux chargements.

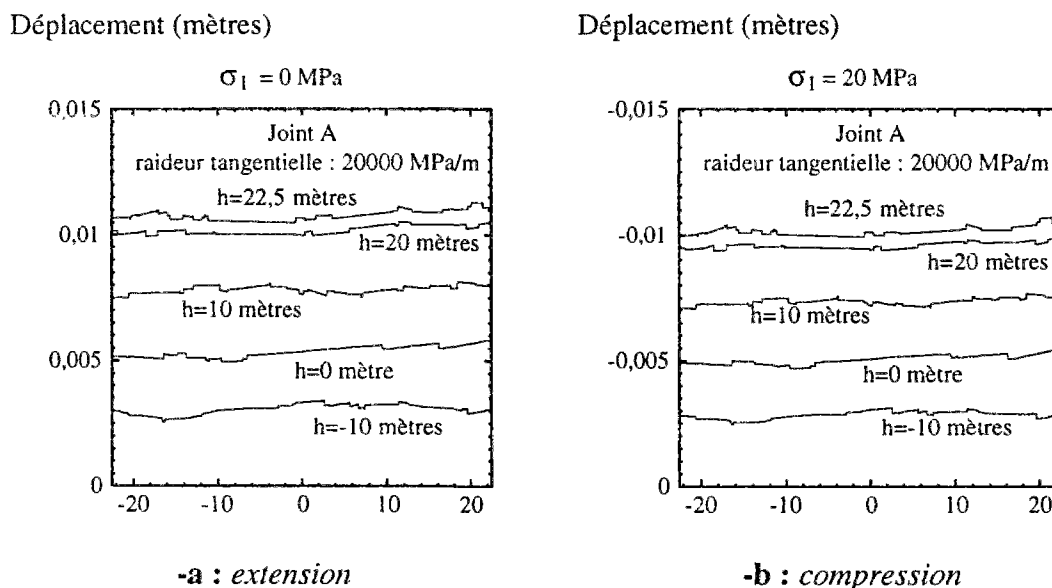
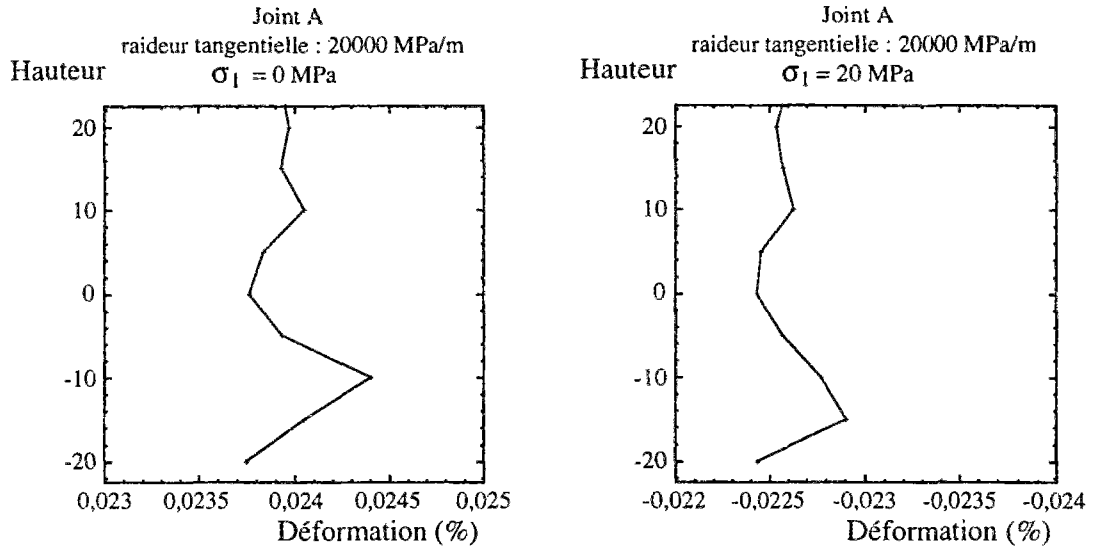


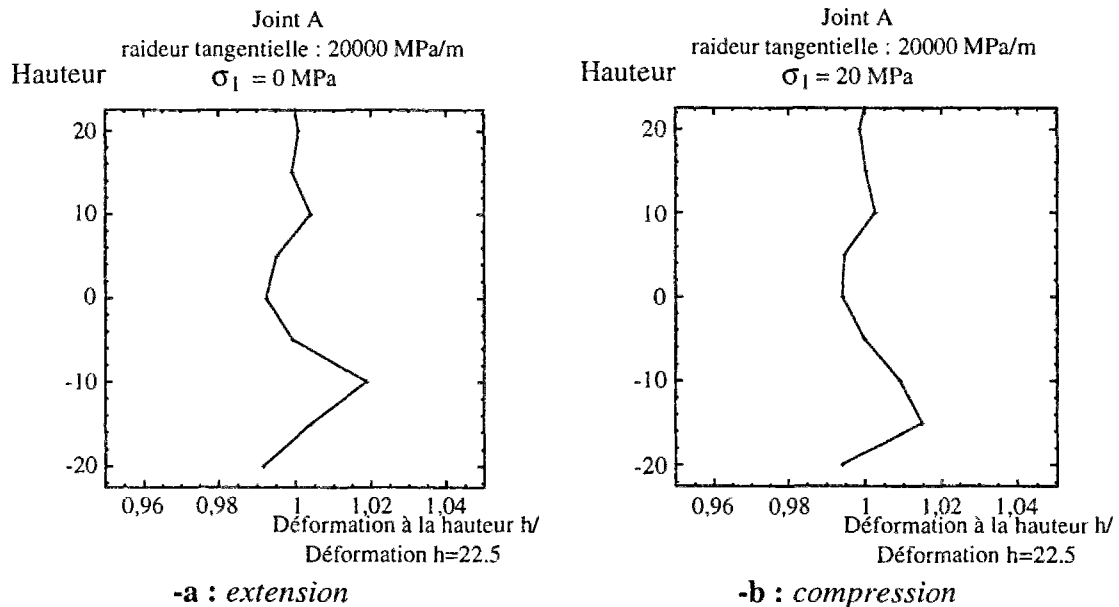
Figure IV-18 : Joint A - déplacements à différentes hauteurs de l'échantillon



-a : extension **-b : compression**
Figure IV-19 : Joint A - Déformations en fonction de la hauteur

L'allure des déplacements, et son interprétation en terme de déformations, est la même pour les deux types de chargements. On peut en déduire que, bien que les comportements en traction et en compression soient distincts, les contraintes empruntent les mêmes chemins préférentiels. Ce résultat confirme que c'est le comportement en cisaillement qui contrôle le comportement mécanique de la structure.

Les figures IV-20-a et IV-20-b représentent les déformations normalisées par la déformation sur la face supérieure de l'échantillon. La déformation sur la face supérieure correspond à la valeur moyenne de la déformation sur la hauteur de l'échantillon. Les déformations diffèrent de moins de 2%. L'application d'une contrainte sur la face supérieure, et non d'un déplacement imposé, ne devrait pas influencer sur le résultat.



-a : extension **-b : compression**
Figure IV-20 : Déformations par rapport à la déformation en haut de l'échantillon

II-2 Influence des propriétés de la matrice rocheuse

Deux cas ont été étudiés avec des valeurs extrêmes des modules d'Young de la matrice rocheuse. Dans le premier cas, nous avons considéré une valeur de 5000 MPa, ce qui correspond typiquement à une argile raide. Dans le deuxième cas, nous avons considéré que la roche avait un module d'Young de 200 GPa. Cette valeur correspond à celle de l'acier. Dans chaque cas, nous avons considéré un coefficient de Poisson de 0,2.

Pour pouvoir effectuer des comparaisons avec le modèle avec pointes, on choisit d'étudier le joint D.

II-2-1 Propriétés homogénéisées

La figure IV-21 présente l'évolution des propriétés élastiques en fonction du déviateur des contraintes pour les deux cas étudiés.

Dans le premier cas, correspondant aux "*blocs mous*", le module d'Young homogénéisé est quasiment constant et égal à 97 % de celui la roche saine. L'évolution du coefficient de Poisson est très faiblement non linéaire et vaut environ 0,22.

Dans le second cas, correspondant aux "*blocs rigides*", le module d'Young homogénéisé est fortement non linéaire et varie de 55 % à 65 % de celui de la roche saine dans la gamme de sollicitations considérées. Le coefficient de Poisson varie de 0,36 à 0,44.

Dans le cas des "*blocs mous*", la présence des fractures n'influe presque pas sur le comportement homogénéisé. Par contre, lorsque la matrice rocheuse est rigide, les propriétés élastiques sont fortement altérées, le module d'Young est réduit et le coefficient de Poisson augmente.

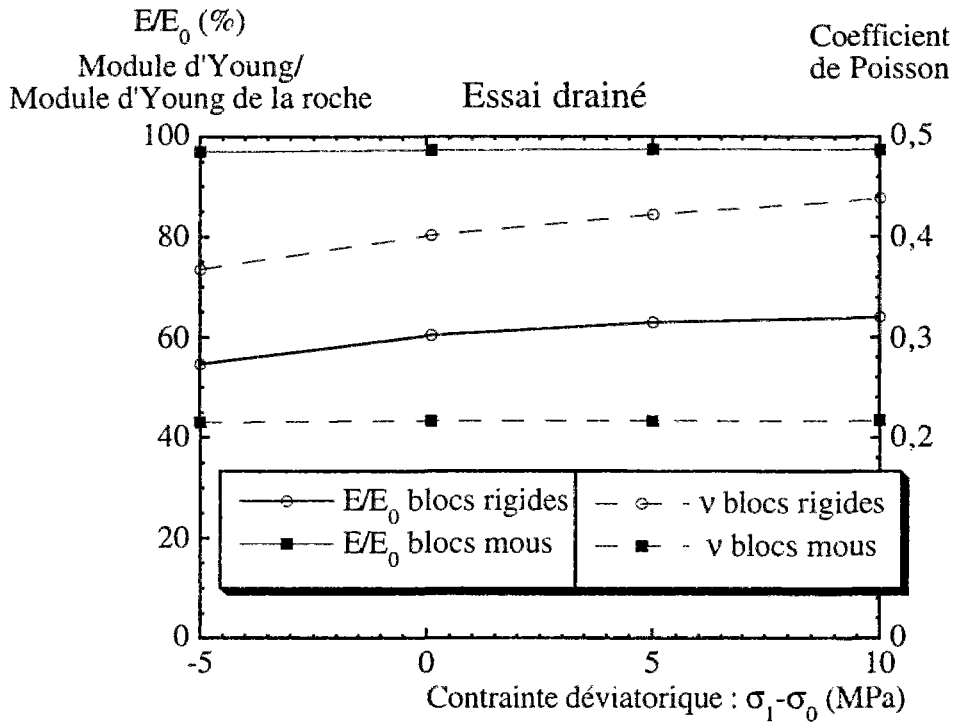


Figure IV-21 : Évolution des propriétés élastiques homogénéisées en fonction du déviateur des contraintes

La figure IV-22 ci-après représente l'évolution des propriétés hydrauliques homogénéisées en fonction du déviateur des contraintes. On constate que les propriétés hydrauliques homogénéisées dépendent peu des propriétés de la roche.

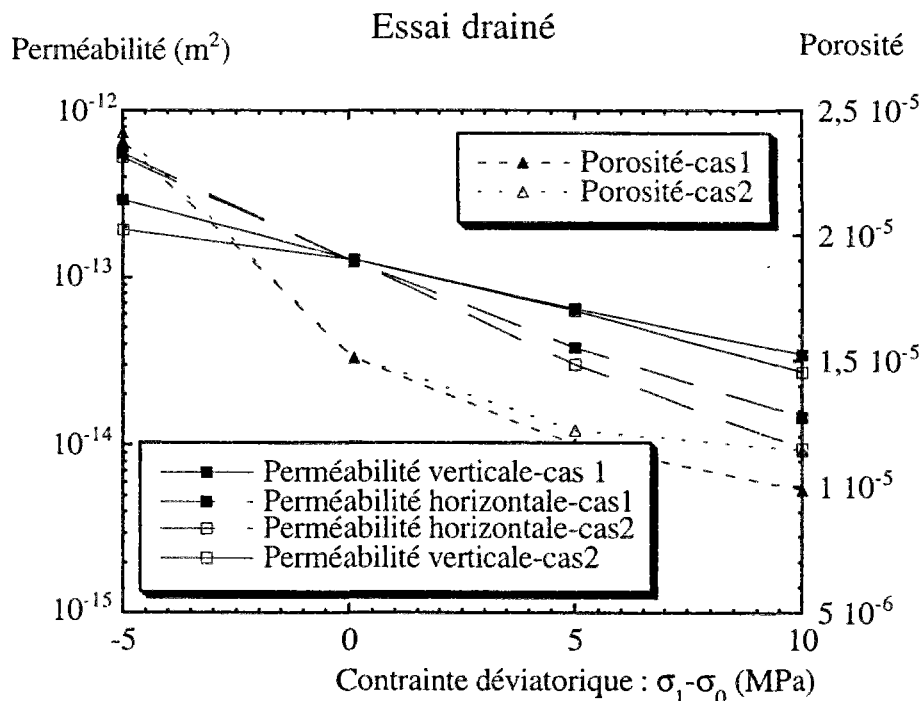


Figure IV-22 : Évolution des perméabilités homogénéisées et de la porosité en fonction de l'état de contrainte

II-2-2 Analyse de la microstructure

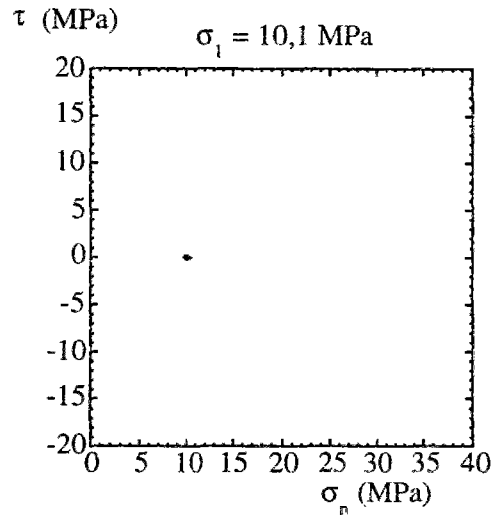
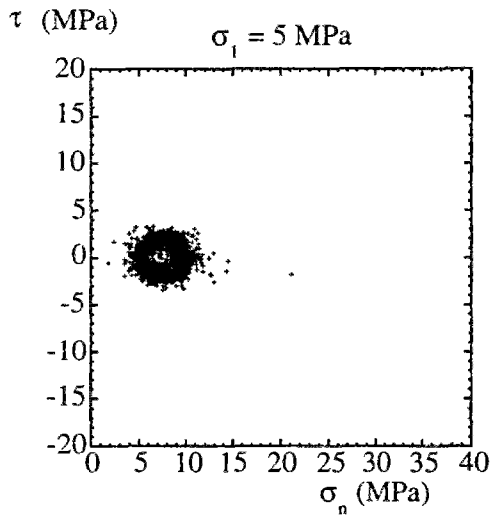
Les figures IV-23 et IV-24 présentent la contrainte tangentielle en fonction de la contrainte normale sur chaque joint. Les figures IV-23-a à IV-23-d concernent le cas 1 où la roche est très déformable, les figures IV-24-a à IV-24-d concernent le cas où la roche est rigide.

On constate, lorsque la roche est déformable, que les contraintes s'organisent suivant un cercle. Ce cercle serait le cercle de Mohr si le matériau était homogène. L'allure des cercles suggère que l'état de contraintes dans le matériau, s'il n'est pas uniforme, est néanmoins homogène.

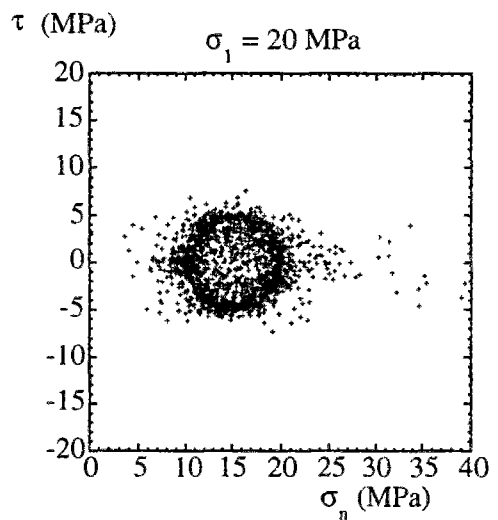
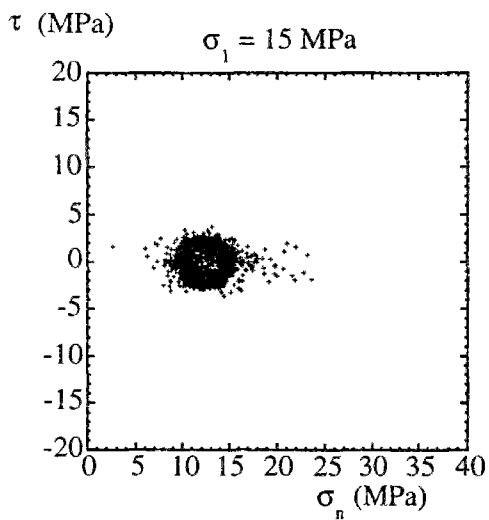
Par contre, lorsque la roche est rigide, le cercle a une allure fortement aplatie. Lorsque la roche est rigide, les joints transmettent peu les efforts de cisaillement.

Les figures IV-25-a à IV-25-d et IV-26-a à IV-26-d représentent l'ouverture des fractures en fonction de leur orientation pour les cas 1 et 2 respectivement.

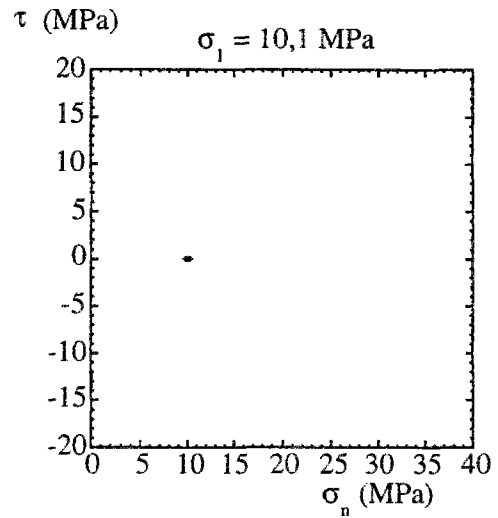
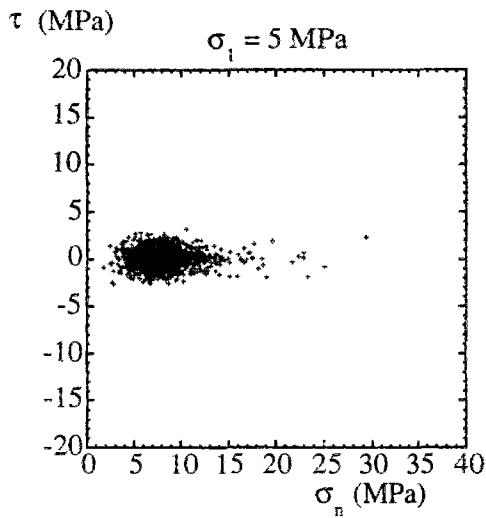
On note que l'ouverture moyenne des joints est légèrement différente. Cette petite différence se retrouve sur l'évolution des perméabilité (figure IV-22).



Figures IV-23-a-b :
Cas 1- Contrainte tangentielle en fonction de la contrainte normale sur chaque joint

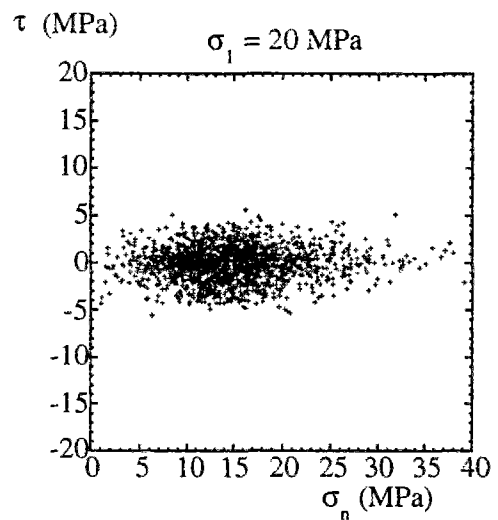
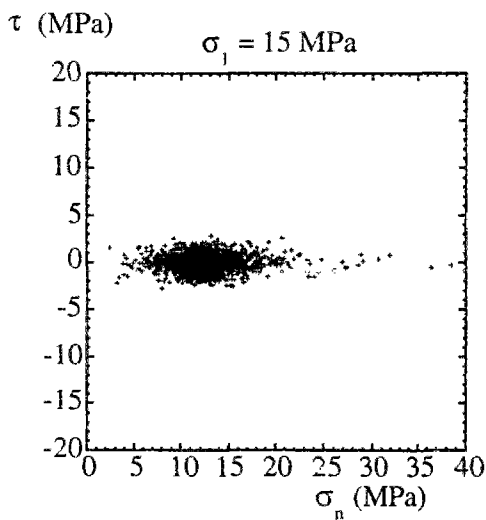


Figures IV-23-c-d :
Cas 1- Contrainte tangentielle en fonction de la contrainte normale sur chaque joint



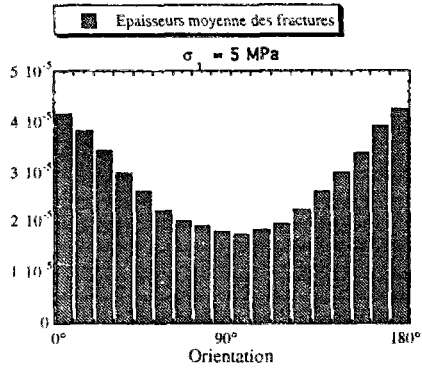
Figures IV-24-a-b :

Cas 2- Contrainte tangentielle en fonction de la contrainte normale sur chaque joint

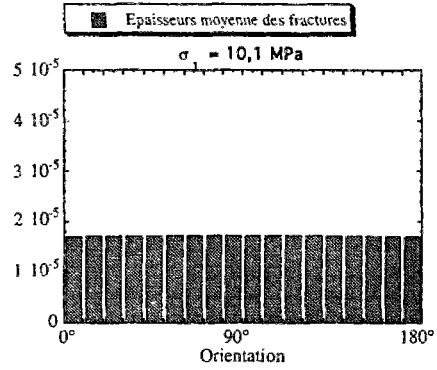


Figures IV-24-c-d :

Cas 2- Contrainte tangentielle en fonction de la contrainte normale sur chaque joint

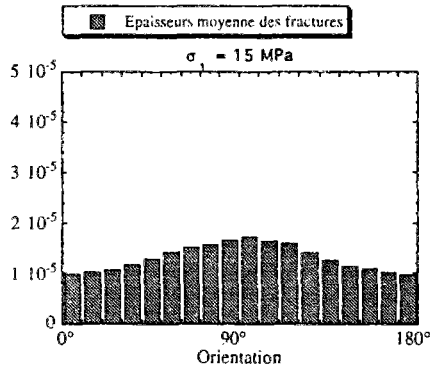


-a : $\sigma_1 = 5 \text{ MPa}$

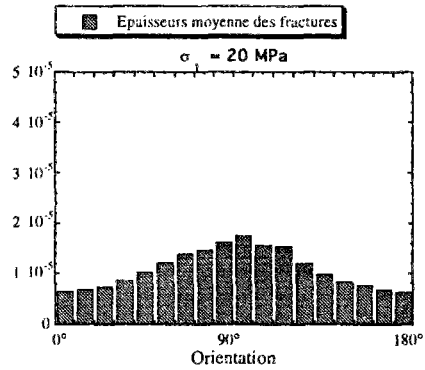


-b : $\sigma_1 = 10,1 \text{ MPa}$

Figures IV-25 : Cas 1- Épaisseur moyenne des fractures en fonction de leur orientation

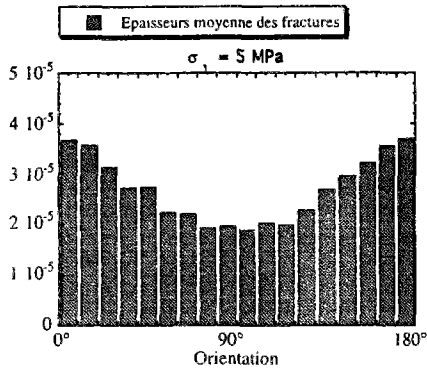


-c : $\sigma_1 = 15 \text{ MPa}$

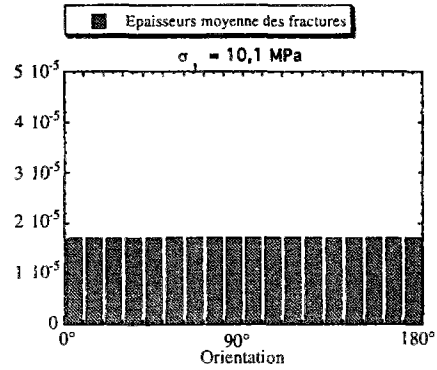


-d : $\sigma_1 = 20 \text{ MPa}$

Figures IV-25 : Cas 1- Épaisseur moyenne des fractures en fonction de leur orientation

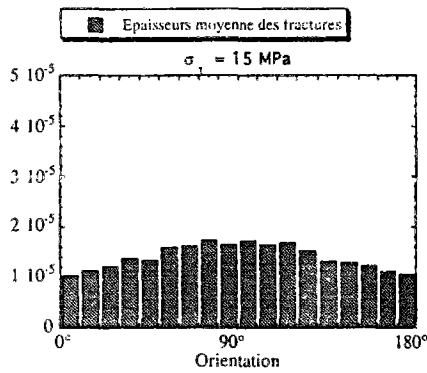


-a : $\sigma_1 = 5 \text{ MPa}$

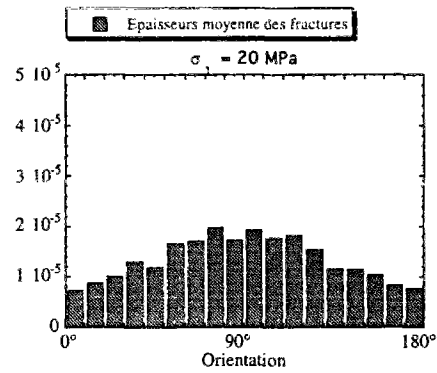


-b : $\sigma_1 = 10,1 \text{ MPa}$

Figures IV-26 : Cas 2- Épaisseur moyenne des fractures en fonction de leur orientation



-c : $\sigma_1 = 15 \text{ MPa}$



-d : $\sigma_1 = 20 \text{ MPa}$

Figures IV-26 : Cas 2- Épaisseur moyenne des fractures en fonction de leur orientation

II-3-2 Influence de la raideur tangentielle.

Dans le but d'analyser l'influence de la raideur tangentielle sur les propriétés homogénéisées, nous avons choisi de tester deux valeurs de la raideur tangentielle. Le premier cas est réalisé avec une raideur tangentielle volontairement faible de 2 000 MPa/m, ce qui correspond à la raideur tangentielle d'un joint artificiel dans du béton sous une contrainte normale nulle (Charlot et Massart, 1995). Le second cas est réalisé avec une valeur volontairement surestimée de la raideur tangentielle de 200 000 MPa/m.

Dans le premier cas de calcul, le coefficient de Poisson apparent est supérieur à 0,5 alors que le massif et ses propriétés sont isotropes. On ne peut pas déterminer de propriété élastique homogénéisée. Il serait cependant possible d'obtenir une valeur du " module d'Young " apparent voisine de 50% de celle de la matrice rocheuse.

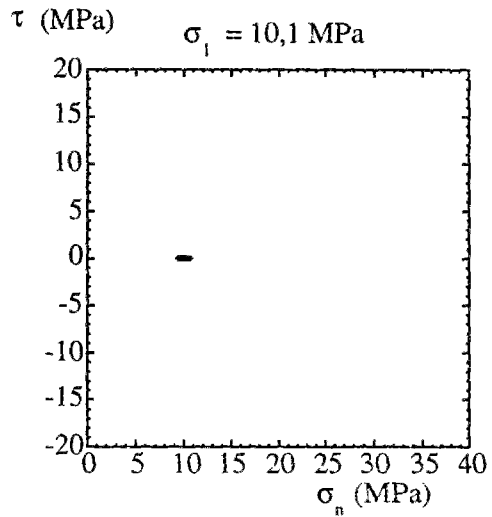
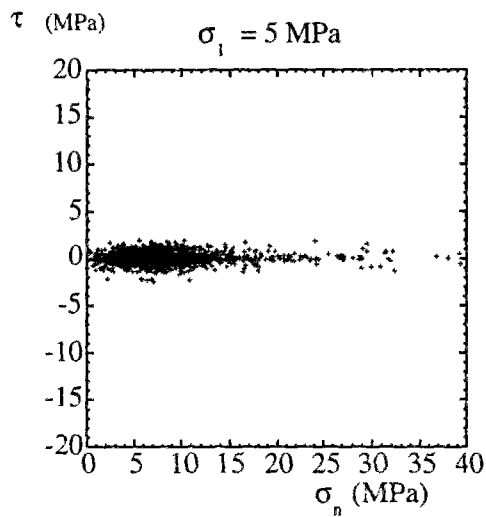
Cet effet est dû, comme pour le cas avec pointe, à l'ouverture des fractures verticales sous un chargement de compression.

Dans le deuxième cas de calcul, le module d'Young homogénéisé vaut environ 95 % de celui de la matrice rocheuse, le coefficient de Poisson vaut 0,2. Les propriétés élastiques homogénéisées sont peu différentes des propriétés de la roche saine. Le module d'Young homogénéisé est légèrement plus petit que celui de la matrice rocheuse, le coefficient de Poisson est quasiment inchangé.

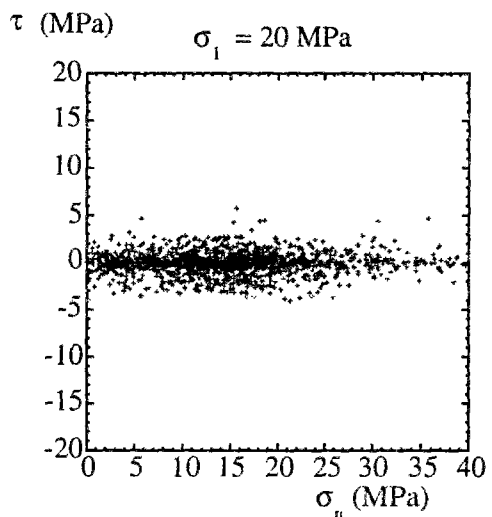
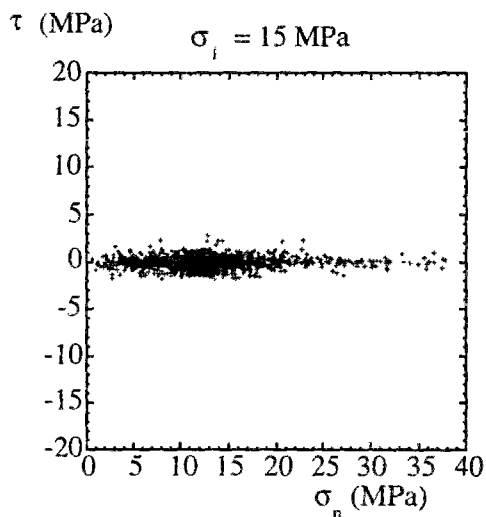
Les figures IV-27-a à IV-27-d et IV-28-a à IV-28-d présentent la contrainte normale en fonction de la contrainte tangentielle pour différentes valeurs du déviateur des contraintes. Les figures IV-27 concernent le cas 1, les figures IV-28 concernent le cas 2.

Ces figures font apparaître que, lorsque la raideur tangentielle est très élevée, l'état de contraintes est peu dispersé. On est proche d'une répartition des contraintes correspondant à un échantillon homogène. Par contre, lorsque la raideur tangentielle est faible, on constate que les joints "transmettent" mal les contraintes tangentielles.

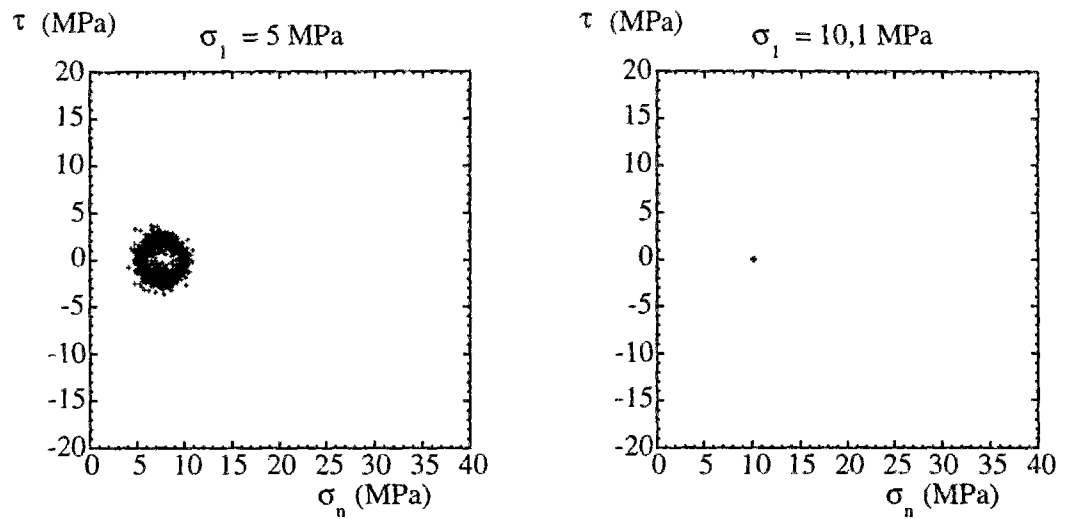
Une faible valeur de la raideur tangentielle conduit à des glissements le long des blocs. Tandis qu'une valeur élevée de la raideur tangentielle revient à "souder" les deux épontes. Plus la valeur de la raideur tangentielle est élevée, plus le matériau se comporte comme un matériau homogène.



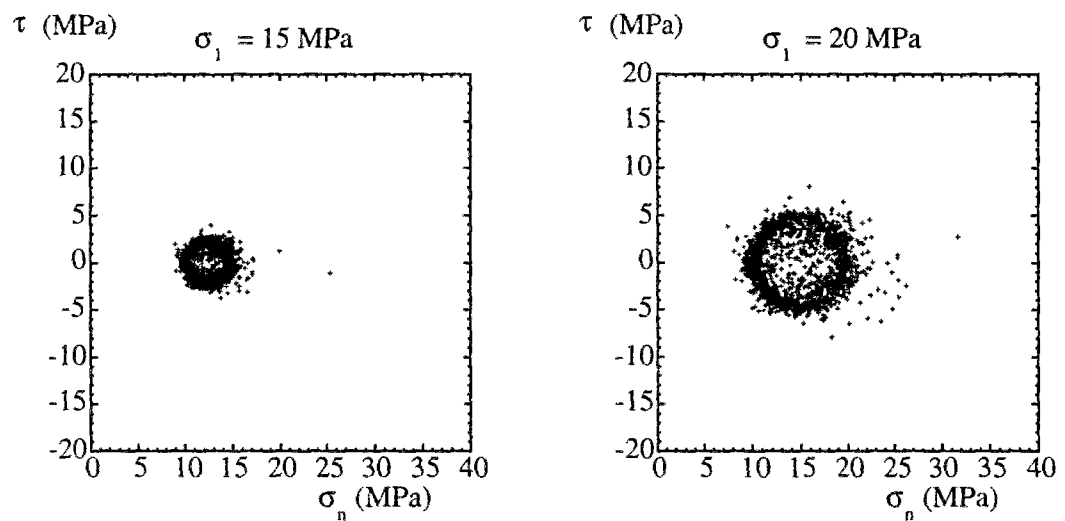
Figures IV-27-a-b :
Cas 1- Contrainte tangentielle en fonction de la contrainte normale sur chaque joint



Figures IV-27-c-d :
Cas 1- Contrainte tangentielle en fonction de la contrainte normale sur chaque joint



Figures IV-28-a-b :
Cas 2- Contrainte tangentielle en fonction de la contrainte normale sur chaque joint



Figures IV-28-c-d :
Cas 2- Contrainte tangentielle en fonction de la contrainte normale sur chaque joint

Conclusion

Les propriétés mécaniques homogénéisées peuvent être recherchées par une méthode numérique modélisant le comportement des joints. La méthode des éléments finis a été choisie pour traiter un problème où interviennent de nombreuses fractures. La méthode de recherche des propriétés mécaniques homogénéisées a été associée à celle déjà existante de détermination des propriétés hydrauliques homogénéisées ; ceci a permis d'analyser l'influence de l'état de contraintes sur la perméabilité homogénéisée. Les résultats obtenus montrent que :

- La perméabilité homogénéisée dépend fortement de l'état de contraintes, d'environ un ordre de grandeur pour une variation de contrainte déviatorique de 10 MPa.
- La perméabilité homogénéisée devient anisotrope sous un chargement mécanique anisotrope.
- Les propriétés hydrauliques homogénéisées dépendent fortement du comportement en traction-compression des joints. Par delà ce résultat, il apparaît très important de disposer d'une relation entre la contrainte appliquée sur les épontes et l'ouverture hydraulique des fractures.

Le comportement mécanique homogénéisé a été déterminé compte tenu de conditions aux limites de types drainées et non drainées.

En conditions drainées :

- L'évolution des propriétés élastiques homogénéisées est faiblement non linéaire, elle dépend peu de l'état de contrainte.
- Le comportement en traction-compression des joints intervient peu sur le comportement mécanique homogénéisé drainé.
- Le comportement mécanique homogénéisé du massif dépend essentiellement du comportement en cisaillement des joints.
- *Le comportement mécanique homogénéisé d'un massif rocheux fracturé n'est pas nécessairement élastique. Des effets de structures peuvent devenir prédominants lorsque les fractures résistent peu au cisaillement.*

En conditions non drainées :

- Le comportement en traction-compression des fractures n'intervient pas sur le comportement mécanique homogénéisé.
- Lorsque la répartition spatiale des fractures est isotrope, le comportement homogénéisé non drainé peut être considéré comme élastique linéaire.

L'analyse de la microstructure "*joint*" montre que, sous un chargement déviatorique, il existe des chemins préférentiels de contraintes :

- L'existence de ces chemins fait que l'état de contrainte dans le massif, s'il peut être considéré comme homogène, n'est pas pour autant uniforme.

Les pointes de fissures introduisent des singularités de contraintes. Le maillage choisi et le type d'élément (triangles à trois noeuds avec des fonctions de forme linéaires) sont peu adaptés au calcul de ces singularités. Mais la comparaison des modèles avec pointes et sans pointe permet de conclure que :

- Les propriétés homogénéisées dépendent peu du comportement en pointe de fissures.
- La déformation globale du massif est contrôlée par le comportement des discontinuités.

L'analyse de l'influence de la raideur tangentielle sur le comportement homogénéisé montre que :

- Lorsque la raideur tangentielle du joint est très forte, le comportement homogénéisé du massif fracturé se rapproche du comportement de la roche saine.
- Au fur et à mesure que la raideur tangentielle diminue, le milieu se comporte de plus en plus comme une structure dans laquelle les fractures sont susceptibles de s'ouvrir sous un chargement déviatorique de compression. De plus, la distribution des contraintes s'éloigne d'une distribution homogène. Le comportement élastique homogénéisé n'a plus grand sens et le comportement de la structure devient prédominant.

L'analyse de sensibilité sur les propriétés de la roche montre que les propriétés mécaniques homogénéisées dépendent des propriétés de la roche :

- Lorsque la roche est très déformable, la présence de fractures n'altère pratiquement pas le comportement homogénéisé.
- Par contre, lorsque les blocs de roche sont quasiment indéformables, le comportement mécanique est fortement altéré.

La relative homogénéité des déformations le long de l'échantillon considéré comme représentatif du massif fracturé homogénéisé, et la régularité du diagramme des épaisseurs de fractures en fonction de leur orientation permettent de justifier, a posteriori, le bien fondé de la méthode choisie pour déterminer le VER mécanique.

Un outil de recherche des propriétés homogénéisées a été développé, il a été appliqué à un site réel.

L'exploitation des résultats en vue de la détermination des principaux couplages demande la formulation d'une loi de comportement global. Lorsque le comportement mécanique du massif peut être assimilé à un comportement élastique, les expériences numériques drainées et non drainées, devraient permettre de déterminer si le formalisme des milieux poreux constitue un cadre adapté à l'étude des couplages THM dans les milieux fracturés. Il faut pour cela formuler une loi de comportement poro-élastique non linéaire anisotrope. Cet aspect est abordé dans le prochain chapitre.

Lorsque le massif est constitué de nombreuses fractures dotées de faibles propriétés mécaniques, l'application d'un chargement déviatorique conduit à des déplacements relatifs importants des blocs rocheux. Ces déplacements peuvent se traduire par l'apparition d'espaces vides et conférer au massif un comportement global anélastique, même si les comportements individuels de la roche et des fractures sont élastiques. Dans ce cas, l'homogénéité du massif pourra continuer d'être assurée au delà d'un certain Volume Élémentaire Représentatif. Mais le recours à une loi de comportement homogénéisé en élasticité ne peut plus être justifié. L'établissement d'une loi de comportement anélastique permettant de reproduire le comportement apparent dilatant n'a pas été suivi dans ce mémoire.

Chapitre V : Recherche d'une loi de comportement couplée

Introduction

Le cadre de la mécanique des milieux poreux permet de traiter le cas d'un milieu hétérogène constitué de deux phases continues (fluide et solide) en tant que matériau homogène à une certaine échelle supérieure à la taille des constituants.

Ce cadre est fréquemment utilisé en mécanique des sols pour les milieux granulaires de type sable (figure V-1-a) et pour les argiles constituées de feuillets enchevêtrés.

D'un point de vue géométrique, les massifs cristallins sont affectés par une fracturation qui divise la roche en "blocs" (figure V-1-b). La perméabilité de la matrice rocheuse étant généralement très faible, voire négligeable, on peut considérer la matrice rocheuse comme imperméable. Le milieu peut alors être décrit de façon similaire à un milieu poreux où l'on définit :

- la matrice constituée de la roche et de l'espace poreux non connecté ;
- le squelette constitué de la matrice et de l'espace poreux ;
- l'espace interstitiel qui forme le volume de vides accessibles à l'écoulement.

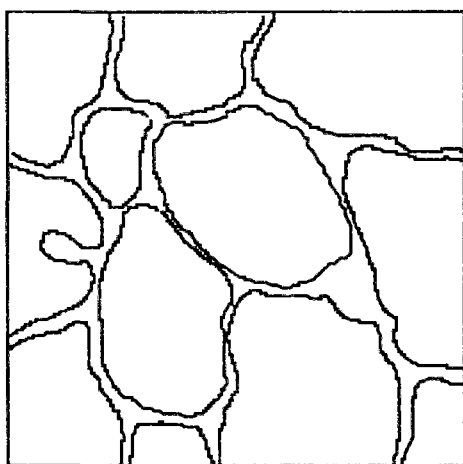


Figure V-1-a : Milieu poreux granulaire

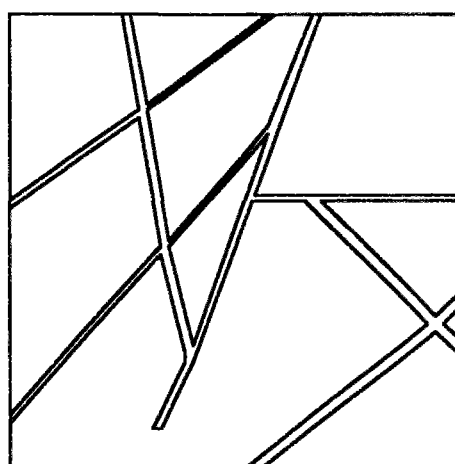


Figure V-1-b : Milieu poreux fissuré

Cette analogie entre le milieu poreux et le milieu fracturé incite à assimiler, à grande échelle, le milieu fracturé à un milieu poreux. Ceci offrirait un cadre général

d'étude des couplages prédominants et permettrait de modéliser les grands volumes de roches autour d'ouvrages souterrains à l'aide de techniques déjà existantes.

Mais cette assimilation s'est toujours révélée pratiquement impossible à vérifier expérimentalement. La grande différence entre un sol et un massif rocheux fracturé tient à la taille du volume à considérer afin de pouvoir supposer le milieu comme étant continu.

En revanche, les expériences numériques intégrant correctement les mécanismes microscopiques (dans notre cas, il s'agit des mécanismes à l'échelle des fractures individuelles), peuvent permettre d'étudier la possibilité d'assimiler le comportement macroscopique des milieux fracturés à un milieu poreux de Biot.

I Introduction au formalisme des milieux poreux

Le formalisme des milieux poreux saturés a été développé initialement par Terzaghi (1925) pour étudier la consolidation des sols. Il suppose que le milieu poreux est constitué de grains solides incompressibles et d'une phase fluide saturante, également incompressible, et non visqueuse ; la déformation du sol résulte de l'expulsion de la phase fluide saturante. Terzaghi a ainsi été amené à définir la notion de contrainte effective, qui est la contrainte totale diminuée de la pression de pores :

$$\underline{\underline{\sigma}}_{\text{eff}} = \underline{\underline{\sigma}} - P \underline{\underline{1}} \quad (1)$$

$\underline{\underline{\sigma}}_{\text{eff}}$: tenseur des contraintes effectives, $\underline{\underline{\sigma}}$: tenseur des contraintes totales,
 P : pression de pores.

Ce formalisme a ensuite été repris par Biot (1941), dans un cadre plus général, où il suppose que les grains constituant le squelette et la phase fluide sont compressibles. Ainsi Biot prend en compte l'interaction fluide-solide. Depuis, ce cadre a été généralisé en considérant le comportement thermique et les divers couplages THM (Coussy, 1991, par exemple). La principale innovation, par rapport au cadre classique des milieux continus, est que l'on considère que le milieu est ouvert et qu'il peut échanger du fluide avec l'extérieur.

La présentation qui suit est inspirée de celle de Coussy (1991).

I-1 Introduction à la notion d'apport de masse fluide

Le milieu poreux est un milieu ouvert qui peut échanger du fluide avec l'extérieur.

La densité initiale du milieu ρ_0 est :

$$\rho_0 = \rho^s(1 - \phi_0) + \rho_0^{fl}\phi_0 \quad (2)$$

Après transformation :

$$\rho = \rho^s(1 - \phi) + \rho^{fl}\phi \quad (3)$$

ρ_0^s : densité initiale du solide,

ρ_0^{fl} : densité initiale du fluide,

ρ^s : densité du solide,

ρ^{fl} : densité du fluide,

ϕ_0 : porosité initiale définie comme étant le volume occupé par le fluide sur le volume total

ϕ : porosité

La masse initiale d'un volume élémentaire $d\Omega_0$ est : $\rho_0 d\Omega_0$

Après une transformation, au cours de laquelle $d\Omega_0$ devient $d\Omega$ et ρ_0 devient ρ , la conservation de la masse s'écrit :

$$\rho d\Omega = (\rho_0 + m)d\Omega_0 \quad (4)$$

m est l'apport de masse fluide par unité de volume initial au cours d'une transformation infinitésimale.

Soit e la variation de volume du volume élémentaire :

$$e = \frac{d\Omega - d\Omega_0}{d\Omega_0} \quad (5)$$

ou :

$$d\Omega = (1 + e)d\Omega_0 \quad (6)$$

En substituant (2), (3) et (6) dans (4), on obtient l'équation de conservation de la masse du système :

$$\rho^s(1 - \phi)(1 + e) + \rho^{fl}\phi(1 + e) = \rho_0^s(1 - \phi_0) + \rho_0^{fl}\phi_0 + m \quad (7)$$

Cette équation doit être vérifiée quelle que soit la densité du fluide. On en déduit donc la conservation de la masse solide (relation (8)) et la conservation de la masse fluide (relation (9)) :

$$\rho^s(1 - \phi)(1 + e) = \rho_0^s(1 - \phi_0) \quad (8)$$

$$m = \rho^{fl}\phi(1 + e) - \rho_0^{fl}\phi_0 \quad (9)$$

I-2 Loi de comportement thermo-poroélastique

Dans un souci de clarté et de simplicité, on considère, dans un premier temps, le cas d'un comportement thermo-poroélastique linéaire isotrope. Ceci nécessite une répartition spatiale des fractures isotropes et un comportement des composantes (matrice et fractures) de la structure élastique linéaire isotrope. Au voisinage d'un état de contraintes initiales isotropes, on considérera le comportement comme isotrope.

La notion de température fait référence à une température homogène dans l'élément de volume considéré.

On reprend les équations de comportement déduites de la description thermodynamique du milieu sous trois hypothèses :

H1 : évolutions quasi-statiques.

H2 : transformations infinitésimales pour le squelette (impliquant des déformations infinitésimales pour le squelette).

H3 : petits déplacements pour les particules du squelette.

Les équations d'état déduites de la thermodynamique en considérant le milieu comme poroélastique conduisent aux relations entre les contraintes $\underline{\underline{\sigma}}$, la pression interstitielle P et la température T et les variables d'état de déformation $\underline{\underline{\varepsilon}}$, d'apport de masse fluide m et d'entropie S .

Relation "contraintes-déformations" :

$$\underline{\underline{\sigma}} - \underline{\underline{\sigma}}_0 = [K - \frac{2}{3} G] e \underline{\underline{1}} + 2 G \underline{\underline{\varepsilon}} - bM \frac{m}{\rho^{fl}_0} \underline{\underline{1}} - 3 \alpha K [T - T_0] \underline{\underline{1}} \quad (10)$$

Relation correspondant à la pression interstitielle :

$$P - P_0 = M[-be + \frac{m}{\rho^{fl}_0}] + 3 \alpha_m M [T - T_0] \underline{\underline{1}} \quad (11)$$

Relation de l'entropie :

$$S - S_0 - m s^{fl}_{m_0} = 3 \alpha K e - 3 \alpha_m M \frac{m}{\rho^{fl}_0} + \frac{C_\varepsilon}{T_0} [T - T_0] \underline{\underline{1}} \quad (12)$$

$\underline{\underline{\sigma}}^0$: tenseur des contraintes totales initiales,	P_0 : pression de fluide initial,
S^0 : entropie du milieu poreux à l'état initial,	T_0 : température initiale,
K : module de compressibilité non drainé,	G : module de cisaillement,
b : coefficient de Biot,	M : module de Biot,
C_ε : chaleur volumique non drainée à déformation constante,	
α_m : coefficient de dilatation thermique linéique différentiel,	
$s^{fl}_{m_0}$: entropie massique du fluide à l'état initial.	

En éliminant l'apport de masse fluide m dans les relations (10) et (12), nous avons :

$$\underline{\underline{\sigma}} - \underline{\underline{\sigma}}_0 = [(K - b^2M) - \frac{2}{3} G] e \underline{\underline{1}} + 2 G \underline{\underline{\varepsilon}} - b[P - P_0] \underline{\underline{1}} - (3 \alpha K - 3 \alpha_m b M) [T - T_0] \quad (13)$$

$$S - S_0 - m s^{fl}_{m0} = 3 (\alpha K - \alpha_m b M) e - 3 \alpha_m [P - P_0] + (9 \alpha_m^2 M + \frac{C_\varepsilon}{T_0}) [T - T_0] \quad (14)$$

Et en posant :

$$K_o = K - b^2M \quad \alpha_o = \frac{\alpha K - \alpha_m b M}{K_o} \quad C_\varepsilon^0 = 9 \alpha_m^2 T_0 M + C_\varepsilon \quad (15-a-b-c)$$

On obtient une formulation analogue :

$$\underline{\underline{\sigma}} - \underline{\underline{\sigma}}_0 = [K_o - \frac{2}{3} G] e \underline{\underline{1}} + 2 G \underline{\underline{\varepsilon}} - b[P - P_0] \underline{\underline{1}} - 3 \alpha_o K_o [T - T_0] \quad (16)$$

$$S - S_0 - m s^{fl}_{m0} = 3 \alpha_o K_o e - 3 \alpha_m [P - P_0] + \frac{C_\varepsilon^0}{T_0} [T - T_0] \quad (17)$$

dans laquelle on appelle :

K_o : module de compressibilité drainé,

α_o : coefficient de dilatation thermique linéique drainé,

C_ε^0 : chaleur volumique drainée à déformation volumique constante ($J \cdot m^{-3} \cdot K^{-1}$).

L'inversion des relations (10), (16), (11) et (12) conduit à :

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \frac{1+\nu}{E} [\underline{\underline{\sigma}} - \underline{\underline{\sigma}}_0] - \frac{\nu}{E} \text{tr}(\underline{\underline{\sigma}} - \underline{\underline{\sigma}}_0) \underline{\underline{1}} + \frac{bM}{3K} \frac{m}{\rho^{fl}_0} \underline{\underline{1}} + \alpha [T - T_0] \underline{\underline{1}} \quad (18)$$

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \frac{1+\nu_o}{E_o} [\underline{\underline{\sigma}} - \underline{\underline{\sigma}}_0] - \frac{\nu_o}{E_o} \text{tr}(\underline{\underline{\sigma}} - \underline{\underline{\sigma}}_0) \underline{\underline{1}} + \frac{b}{3K_o} [P - P_0] \underline{\underline{1}} + \alpha_o [T - T_0] \underline{\underline{1}} \quad (19)$$

$$\frac{m}{\rho^{fl}_0} = b e + \frac{P - P_0}{M} - 3 \alpha_m [T - T_0] \quad (20)$$

$$S - S_0 - m s^{fl}_{m0} = \alpha_o \sigma - 3(\alpha_m - b \alpha_o) [P - P_0] + \frac{C_\sigma^0}{T_0} [T - T_0] \quad (21)$$

Dans laquelle on a posé indistinctement :

$$K_o = \frac{E_o}{3(1-2\nu_o)} \quad K = \frac{E}{3(1-2\nu)} \quad G = \frac{E}{2(1+\nu)} \quad (22-a-b-c)$$

$$\text{et} \quad C_\sigma^0 = C_\varepsilon^0 + 9 \alpha_o T_0 K_o \quad (22-d)$$

ν : coefficient de Poisson non drainé,

ν_o : coefficient de Poisson drainé,

E : module d'Young non drainé,

E_o : module d'Young drainé,

C_σ^0 : chaleur volumique drainée à contraintes constantes.

En éliminant la déformation volumique (e) dans l'expression (20), on trouve :

$$\frac{m}{\rho^{fl_0}} = \frac{1}{M} \left(1 + \frac{b^2 M}{K_0}\right) (P - P_0) + \frac{b}{3K_0} \text{tr}(\underline{\underline{\sigma}} - \underline{\underline{\sigma}}_0) + 3 (b\alpha_0 - \alpha_m) [T - T_0] \quad (23)$$

$$\frac{m}{\rho^{fl_0}} = \frac{1}{M} \left(\frac{K}{K - b^2 M}\right) (P - P_0) + \frac{b}{3(K - b^2 M)} \text{tr}(\underline{\underline{\sigma}} - \underline{\underline{\sigma}}_0) + 3 (b\alpha_0 - \alpha_m) [T - T_0] \quad (24)$$

Les relations entre les différents paramètres conduisent à sept variables indépendantes dans un problème de thermo-poroélasticité isotrope, quatre en poroélasticité isotherme : le module de compressibilité drainé ou non drainé, le module de cisaillement, le coefficient de Biot et le module de Biot. Les trois paramètres supplémentaires en thermo-poroélasticité sont deux coefficients de dilatation thermique et un coefficient de chaleur spécifique volumique.

I-3 Lois d'évolution

a- Loi d'évolution de la pression interstitielle

Sous l'hypothèse de petits vecteurs courants de masse fluide, l'équation de conservation de la masse fluide est :

$$\frac{\partial m}{\partial t} = \text{div } \underline{M} \quad (25)$$

\underline{M} : vecteur flux de masse fluide.

Si l'écoulement est régi par la loi de Darcy, le vecteur \underline{M} est relié au gradient de pression par :

$$\frac{\underline{M}}{\rho^{fl_0}} = -\frac{\lambda_h}{\mu} \underline{\text{grad}} P \quad (26)$$

k_h : perméabilité hydraulique,

μ : viscosité dynamique.

En injectant les relations (11) et (26) dans l'équation de conservation de la masse fluide, on obtient la loi d'évolution de la pression interstitielle :

$$\text{div}(\lambda_h \underline{\text{grad}} P) = \frac{1}{M} \frac{\partial P}{\partial t} + b \frac{\partial e}{\partial t} - 3 \alpha_m \frac{\partial T}{\partial t} \quad (27)$$

Ou, en éliminant les déformations volumiques :

$$\text{div}(\lambda_h \underline{\text{grad}} P) = \frac{K}{K_0 M} \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{b}{K_0} \frac{\partial \text{tr}(\underline{\underline{\sigma}})}{\partial t} - 3 (\alpha_m - b\alpha_0) \frac{\partial T}{\partial t} \quad (28)$$

b- Loi d'évolution de la température

En l'absence de source de chaleur, l'équation de conservation de la chaleur est (Giraud, 1996) :

$$T_0 \frac{\partial S}{\partial t} - T_0 s_{m0}^{fl} \frac{\partial m}{\partial t} = -\text{div } \underline{q} \quad (29)$$

Si on adopte la loi de conduction de Fourier :

$$\underline{q} = -\lambda_T \underline{\text{grad}} T \quad (30)$$

λ_T : conductivité thermique du milieu poreux, pour les milieux fracturés, il s'agit de la conductivité thermique de la matrice rocheuse.

En injectant les relations (17) et (30) dans l'équation de conservation de la chaleur, la loi d'évolution de la température prend la forme :

$$\lambda_T \Delta T = C_{\epsilon}^0 \frac{\partial T}{\partial t} + 3\alpha_o K_o T_0 \frac{\partial e}{\partial t} - 3\alpha_m T_0 \frac{\partial P}{\partial t} \quad (31)$$

C_{ϵ}^0 : chaleur volumique drainée à déformation volumique constante.

Ou, en éliminant les déformations volumiques :

$$\text{div}(\lambda_T \underline{\text{grad}} T) = C_{\sigma}^0 \frac{\partial T}{\partial t} + 3\alpha_o \frac{\partial \text{tr}(\underline{\sigma})}{\partial t} - 3(\alpha_m - b\alpha_o) T_0 \frac{\partial P}{\partial t} \quad (32)$$

I-4 Extensions au comportement poro-élastique anisotrope

De même que pour les propriétés élastiques homogénéisées, les propriétés poreuses équivalentes vont dépendre de l'état de contraintes : sous un chargement anisotrope, elles vont devenir anisotropes. Le formalisme présenté doit être étendu au comportement anisotrope. Avec les trajets de chargements choisis, il est légitime d'admettre que le comportement, s'il est initialement isotrope va devenir transversalement isotrope.

La loi de comportement anisotrope est :

$$\underline{\underline{\sigma}}_{\text{eff}} = \underline{\underline{D}} \underline{\underline{\epsilon}} \quad (33)$$

$\underline{\underline{D}}$ est la matrice de compliance non drainée, elle peut être définie comme dans le chapitre 3.

$\underline{\underline{\sigma}}_{eff}$ est le tenseur des contraintes effectives, qui s'exprime pour un milieu poreux anisotrope (Biot, 1955) :

$$\underline{\underline{\sigma}}_{eff} = \underline{\underline{\sigma}} - \underline{\underline{b}} p \quad (34)$$

Les coefficients de Biot prennent une forme tensorielle.

La relation correspondant à la pression interstitielle devient :

$$\Delta P = M(\underline{\underline{b}}:\underline{\underline{\varepsilon}} + \frac{m}{\rho^{fl_0}}) \quad (35)$$

M est le module de Biot ; il est, par nature, isotrope.

La conductivité thermique des milieux fracturés est la même que celle du massif, si celle-ci est isotrope, la loi de conduction reste isotrope et la loi de Fourier (équation 30) reste inchangée.

Pour les milieux anisotropes, la loi de Darcy se généralise sous la forme :

$$\frac{\underline{\underline{M}}}{\rho^{fl_0}} = - \frac{\underline{\underline{k}}}{\mu} \text{grad } P \quad (37)$$

$\underline{\underline{k}}$: tenseur de perméabilité.

Dans le cas d'un comportement transversalement isotrope, la matrice de raideur est :

$$\begin{pmatrix} \Delta\sigma_1 \\ \Delta\sigma_2 \\ \Delta\sigma_3 \end{pmatrix} = \frac{E_1}{\chi - \chi\nu_{23} - 2\nu_{12}^2} \begin{pmatrix} \chi(1 - \nu_{23}) & \nu_{12} & \nu_{12} \\ \nu_{12} & \frac{\chi - \nu_{12}^2}{\chi(1 + \nu_{23})} & \frac{\chi\nu_{23} + \nu_{12}^2}{\chi(1 + \nu_{23})} \\ \nu_{12} & \frac{\chi\nu_{23} + \nu_{12}^2}{\chi(1 + \nu_{23})} & \frac{\chi - \nu_{12}^2}{\chi(1 + \nu_{23})} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta\varepsilon_1 \\ \Delta\varepsilon_2 \\ \Delta\varepsilon_3 \end{pmatrix} \quad (38-a)$$

$$\begin{pmatrix} \Delta\tau_{12} \\ \Delta\tau_{13} \\ \Delta\tau_{23} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G_{12} & 0 & 0 \\ 0 & G_{13} & 0 \\ 0 & 0 & G_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta\gamma_{12} \\ \Delta\gamma_{13} \\ \Delta\gamma_{23} \end{pmatrix} \quad (38-b)$$

Dans laquelle on a posé : $\chi = \frac{E_1}{E_2}$

et pour laquelle on a $G_{12} = G_{13}$ et $G_{23} = \frac{E_2}{2(1 + \nu_{23})}$

I-5 Relations complémentaires

Sous les hypothèses de micro-isotropie (les grains sont isotropes), on peut relier les propriétés des constituants aux paramètres de Biot (Carroll, 1979 ; Thompson et Willis, 1991) :

$$b_1 = 1 - \frac{2\nu_{12} + \chi(1 - 2\nu_{23})}{\chi - \chi\nu_{23} - 2\nu_{12}^2} \frac{E_1}{3K_s} \quad (39-a)$$

$$b_2 = b_3 = 1 - \frac{1 + 2\nu_{12}}{\chi - \chi\nu_{23} - 2\nu_{12}^2} \frac{E_1}{3K_s} \quad (39-b)$$

$$M = \frac{K_s^2}{K_s[1 + \phi(\frac{K_s}{K_f} - 1)] - \frac{\bar{D}}{9}} \quad (40)$$

Avec
$$\bar{D} = [2 + \chi(1 - \nu_{23}) + 4\nu_{12}] \frac{E_1}{\chi - \chi\nu_{23} - 2\nu_{12}^2}$$

Ces relations se simplifient pour un matériau isotrope :

$$b = 1 - \frac{K_0}{K_s} \quad (41)$$

$$\bar{D} = \frac{3E}{1 - 2\nu} = 9K_0$$

$$M = \frac{1}{\frac{1}{K_s} + \frac{\phi}{K_f} - \frac{\phi}{K_s} - \frac{K_0}{K_s^2}} \quad (42-a)$$

ou
$$\frac{1}{M} = \frac{\phi}{K_{fl}} + \frac{1}{K_s} \left(1 - \frac{K_0}{K_s} - \frac{\phi}{K_s}\right) = \frac{\phi}{K_{fl}} + \frac{b - \phi}{K_s} \quad (42-b)$$

On retrouve la relation dite de Gassman.

Les propriétés élastiques non drainées sont reliées aux propriétés élastiques drainées par la relation (Bourgeois et Dormieux, 1996) :

$$\mathbf{D} = \mathbf{D}_0 + \underline{\underline{b}} \otimes \underline{\underline{b}} M \quad (43)$$

\mathbf{D} : matrice d'élasticité non drainé.

I-6 Identification des paramètres thermo-poroélastiques anisotropes

I-6-1 Identification des paramètres poroélastiques anisotrope

La mesure de la porosité dans le modèle représentant un échantillon lors d'un essai drainé permet d'avoir accès à l'apport de masse fluide par la relation de conservation de la masse fluide :

$$m = \rho^{fl} \phi (1 + e) - \rho^{fl}_0 \phi_0 \quad (44)$$

Dans un essai drainé, la densité du fluide ne varie pas :

$$\frac{m}{\rho^{fl}} = \phi(1 + e) - \phi_0 \quad (45)$$

La relation devant être vérifiée par la pression de fluide en poroélasticité non linéaire est :

$$\Delta P = M(\underline{\underline{b}} : \underline{\underline{\Delta \epsilon}} + \frac{\Delta m}{\rho_f}) \quad (46)$$

Mais pour pouvoir interpréter les résultats de simulation sur le milieu fracturé, avec les trajets de chargement choisis, nous sommes obligés de fixer a priori la forme du tenseur des coefficients de Biot. Les relations devant nécessairement être vérifiées par les paramètres poroélastiques permettront de juger de la validité de la forme des tenseurs choisis. Deux hypothèses concernant la forme du tenseur des coefficients de Biot vont être testées.

a- 1^{ère} hypothèse : Le coefficient de Biot est isotrope

Pour interpréter les résultats, on admet que le tenseur des coefficients de Biot reste isotrope :

$$\underline{\underline{b}} = b \underline{\underline{1}} \quad (47)$$

Nous utiliserons la relation (46) pour la détermination des paramètres de Biot.

Sur le trajet drainé, $\Delta P = 0$:

$$b = \frac{m}{\rho^{fl}} \frac{1}{\text{tr}(\underline{\underline{\epsilon}})} \quad (48)$$

Avec les conditions aux limites choisies, $\Delta\sigma_2 = \Delta\sigma_3 = 0$:

$$\text{tr}(\underline{\Delta\varepsilon}) = \frac{\text{tr}(\underline{\Delta\sigma})}{3K^o_{12}} \quad (49)$$

Dans laquelle on a posé :

$$K^o_{12} = \frac{E^o_1}{3(1 - 2\nu^o_{12})} \quad (50)$$

donc :

$$b = \frac{m}{\rho^{fl}_0} \frac{3K^o_{12}}{\text{tr}(\underline{\Delta\sigma})} \quad (51)$$

Sur le trajet non drainé, $m=0$:

$$M = \frac{-\Delta p}{b \text{tr}(\underline{\Delta\varepsilon})} = \frac{-\Delta p}{b} \frac{3K_{12}}{\text{tr}(\underline{\Delta\sigma})} \quad (52)$$

Avec :

$$K_{12} = \frac{E_1}{3(1 - 2\nu_{12})} \quad (53)$$

b- 2ème hypothèse : Le tenseur des coefficients de Biot est anisotrope.

Comme pour la matrice d'élasticité, on suppose que le tenseur des coefficients de Biot, s'il est initialement isotrope, va devenir anisotrope. Cette anisotropie, après déformations sous l'effet de l'état de contraintes anisotropes sera du type orthotrope. Le tenseur de Biot peut s'écrire sous la forme :

$$\underline{\underline{b}} = b_0 \underline{\underline{1}} + \underline{\underline{\Delta b}} \quad (54)$$

b_0 : coefficient de Biot initial.

On admet que la matrice $\underline{\underline{\Delta b}}$ se met sous la forme :

$$\underline{\underline{\Delta b}} = \begin{pmatrix} b(\Delta\sigma_1) & 0 & 0 \\ 0 & b(\Delta\sigma_2) & 0 \\ 0 & 0 & b(\Delta\sigma_3) \end{pmatrix} \quad (55)$$

avec $b(0) = 0$

Au cours d'un chargement où seule la contrainte suivant la direction (1) varie, $\underline{\underline{b}}$ prend la forme :

$$\underline{\underline{b}} = \begin{pmatrix} b_1 & 0 & 0 \\ 0 & b_0 & 0 \\ 0 & 0 & b_0 \end{pmatrix} \quad (56)$$

Remarquons que la forme de l'évolution du coefficient de Biot choisie n'est pas la plus naturelle :

- elle suppose une dépendance du tenseur de Biot avec l'état de contraintes, alors que l'on aurait pu choisir une dépendance avec les déformations ;
- elle est exprimée en fonction des contraintes principales, alors qu'il est usuel d'utiliser les invariants des contraintes.

La relation vérifiée par la pression interstitielle lorsque le matériau est anisotrope est :

$$\underline{\underline{b}} : \underline{\underline{\varepsilon}} = \frac{m}{\rho_f} \quad (57)$$

Avec la forme choisie de $\underline{\underline{b}}$:

$$b(\Delta\sigma_1) \varepsilon_1 = \frac{m}{\rho_f} - b_0 \text{tr}(\underline{\underline{\varepsilon}}) \quad (58)$$

En éliminant les déformations de cette expression, et en tenant compte de $\Delta\sigma_2 = \Delta\sigma_3 = 0$, alors :

$$b(\Delta\sigma_1) \varepsilon_1 = \frac{m}{\rho_f} - b_0 \frac{\text{tr}(\Delta\underline{\underline{\sigma}})}{3 K_{12}} \quad (59)$$

Dans un trajet de chargement non drainé, $m = 0$ et :

$$M = \frac{\Delta p}{-\underline{\underline{b}} : \underline{\underline{\varepsilon}}} = \frac{\Delta p}{-b_0 \text{tr}(\underline{\underline{\varepsilon}}) - b(\Delta\sigma_1)\varepsilon_1} \quad (60)$$

ou, en éliminant la trace des déformations

$$M = \frac{\Delta p}{-b_0 \frac{\text{tr}(\underline{\underline{\sigma}})}{3 K_{12}} - b(\Delta\sigma_1)\varepsilon_1} \quad (61)$$

I-6-2 Identification des paramètres thermiques

Les coefficients de dilatation thermiques s'obtiennent par des essais isobares ($\underline{\underline{\sigma}} = \underline{\underline{\sigma}}_0$) et en imposant une variation de température uniforme.

L'essai isobare à pression constante permet d'obtenir :

$$\text{tr}(\underline{\underline{\epsilon}}) = 3 \alpha_o [T - T_0] \quad (62)$$

et l'essai isobare à apport de masse fluide constant conduit à :

$$\text{tr}(\underline{\underline{\epsilon}}) = 3 \alpha [T - T_0] \quad (63)$$

La capacité calorifique ne peut pas s'obtenir par des essais mécaniques, mais on peut utiliser des relations d'homogénéisation lorsque la matrice est isotrope et homogène :

$$C_{\sigma} = (1-\phi_0) C_{\sigma}^s + \phi_0 C_p^{fl} \quad (64)$$

C_{σ}^s : chaleur volumique de la matrice rocheuse à contraintes constantes,
 C_p^{fl} : chaleur volumique du fluide à pression constante.

Vu la très faible porosité de joint obtenue dans le modèle, la capacité calorifique homogénéisée est peu différente de la capacité calorifique de la matrice rocheuse.

II Applications

II-1 Propriétés poro-élastiques-Modèle avec pointes de fissures

Cette première interprétation est réalisée pour le modèle avec pointes de fissures, la loi de comportement en traction-compression du joint D dont le comportement a été présenté sur la figure III-8, et une valeur de la raideur tangentielle : $k_t = 20\ 000\ \text{MPa/m}$.

a- 1^{ère} hypothèse : Les coefficient de Biot sont isotropes

La figure V-2 présente l'évolution du coefficient de Biot et du module de Biot en fonction du chargement déviatorique.

Le coefficient de Biot varie de 0,5 en extension à 0,1 en compression dans la gamme des sollicitations considérées. Cela signifie que le fluide reprend d'autant moins d'efforts que la roche est comprimée. Ce résultat est intuitif : en compression, les fractures ont une raideur apparente plus élevée et reportent moins d'efforts sur le fluide.

Le module de Biot croît avec l'augmentation du chargement et atteint une valeur élevée : 200 GPa en extension et plus de 1200 GPa en compression. Sa variation est fortement non linéaire vis-à-vis de l'état de contraintes, ce qui signifie que le recours à une analyse anisotrope est justifié.

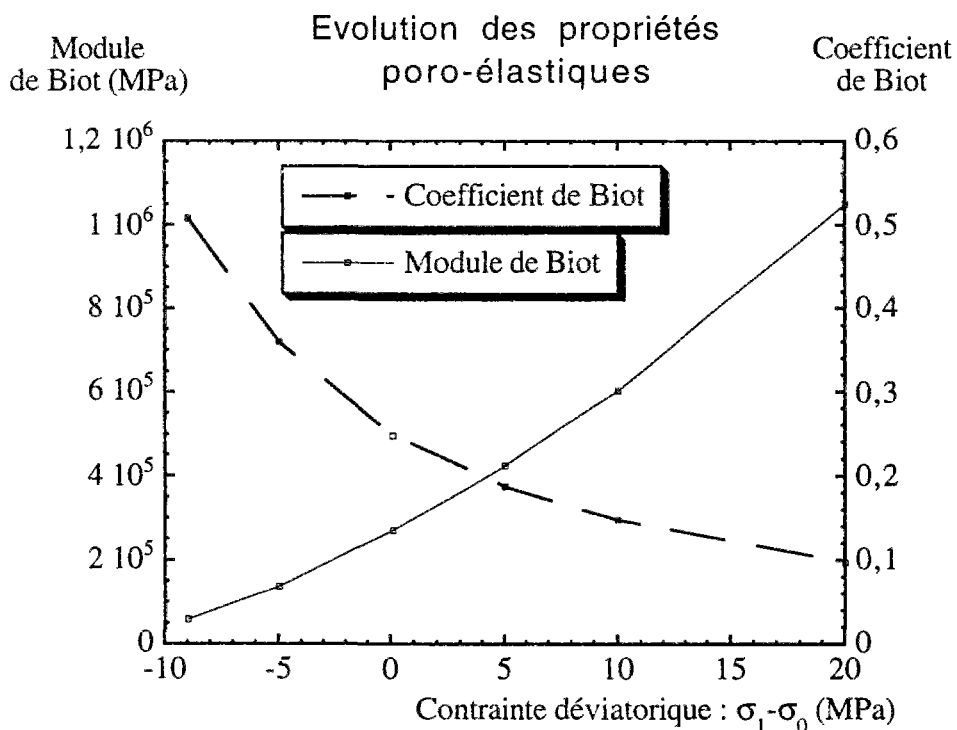


Figure V-2 : Evolution des propriétés poroélastiques

b- 2ème hypothèse : les coefficients de Biot sont anisotropes

La figure V-3 représente le module de Biot et le coefficient de Biot (b_1) en fonction de l'état de contraintes. On constate à nouveau une valeur très élevée du module de Biot qui varie presque linéairement de 200 GPa à 1600 GPa dans la gamme des sollicitations considérées. Le coefficient de Biot varie de 0,32 à 0,22. Sa variation est davantage linéaire, comparée à celle obtenue avec l'hypothèse précédente.

On constate peu de différences entre les valeurs des paramètres de Biot calculées en fonction des deux hypothèses.

Le coefficient de Biot initial vaut 0,25.

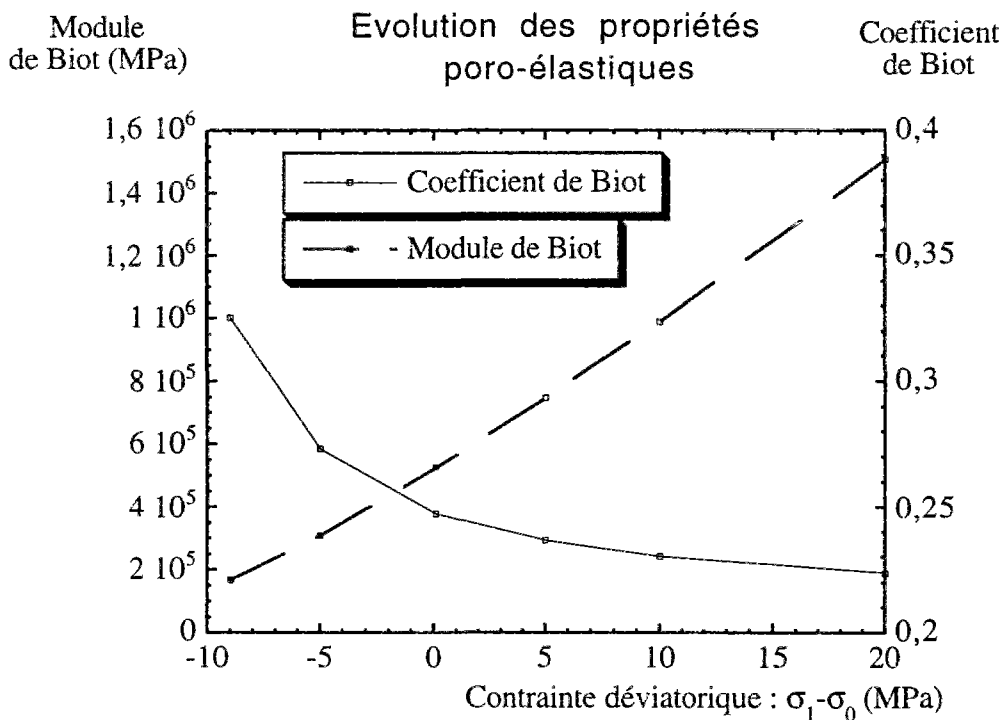


Figure V-3 : Evolution des propriétés poroélastiques

II-2 Propriétés poro-élastiques-Modèle sans pointe

Ce paragraphe concerne le modèle sans pointe de fissures et une valeur de la raideur tangentielle de 20 000 MPa/m.

Les figures V-4-a et V-4-b représentent l'évolution des modules de Biot et du coefficient de Biot isotrope pour les joints D et A.

De nouveau, on constate que les propriétés poro-élastiques sont fortement non linéaires en fonction de l'état de contraintes.

Pour le joint D, le coefficient de Biot varie de 0,31 en extension à 0,05 en compression, le module de Biot varie de 180 à 1 000 GPa. En ce qui concerne le joint A, le coefficient de Biot varie de 0,13 en extension à 0,005 en compression, le module de Biot varie de 420 GPa à plus de 10 000 GPa en compression !

Les valeurs obtenues pour le module de Biot du joint A et du joint D sont sensiblement différentes, il y a un ordre de grandeur de différence pour les deux types de joints. Cette différence tient à la différence de porosité existant entre les deux modèles.

Les valeurs obtenues pour le module de Biot sont très grandes, ce qui signifie que toute pression interstitielle devrait se dissiper rapidement dans un massif rocheux fracturé. Tel est souvent le cas en réalité.

Les valeurs obtenues dans le cas avec pointes étaient du même ordre de grandeur et conduisaient à des conclusions identiques.

La forte non linéarité des propriétés poro-élastiques justifierait une analyse anisotrope de l'évolution du coefficient de Biot, mais, celle-ci, conduirait aux mêmes conclusions.

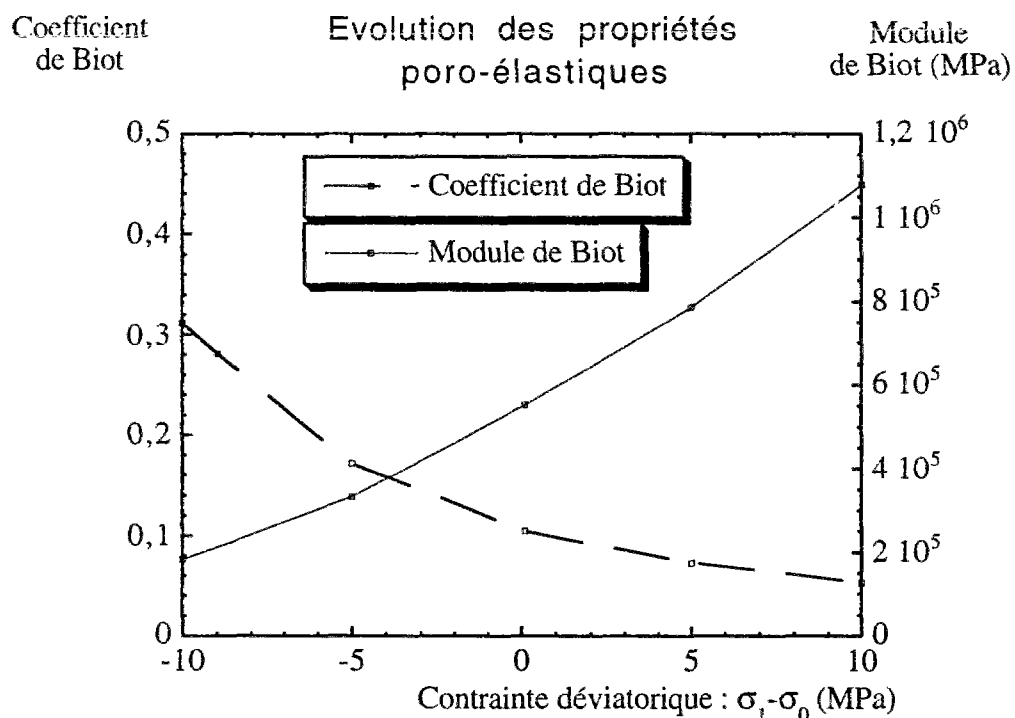


Figure V-4-a : Joint D - Évolution du module de Biot et du coefficient de Biot

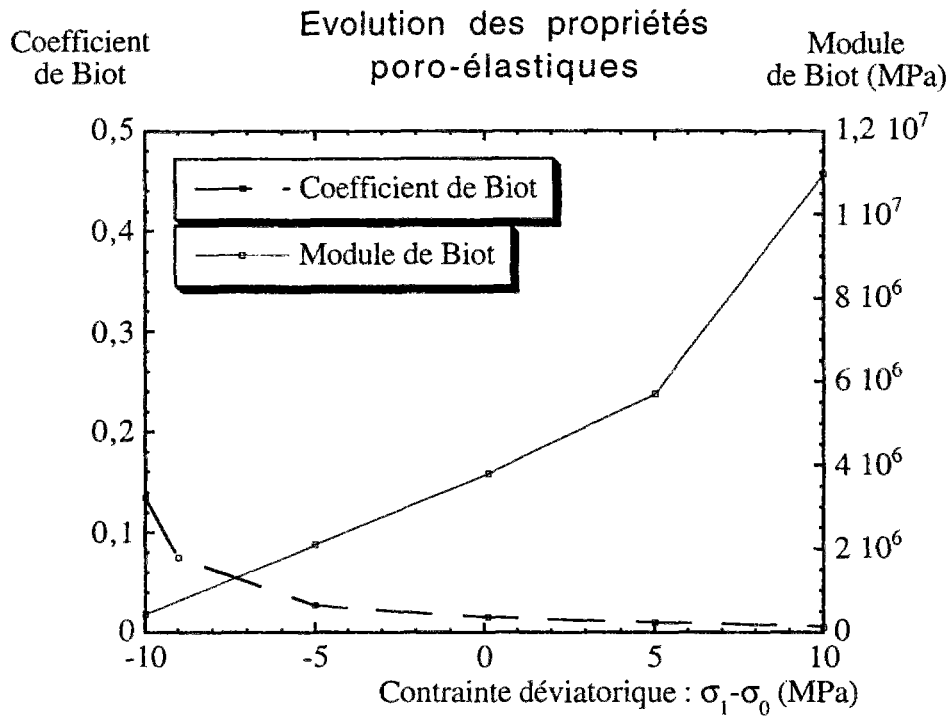


Figure V-4-b : Joint A - Évolution du module de Biot et du coefficient de Biot

II-3 Propriétés thermiques

Lorsque la dilatation thermique du fluide n'est pas prise en compte, l'ouverture des fractures n'évolue pas lors d'une élévation (respectivement diminution) de température. Le coefficient de dilatation thermique du massif rocheux est identique à celui de la matrice rocheuse.

II-4 Milieu fracturé-Milieu poreux ?

Dans le développement du formalisme des milieux poreux, les valeurs du module de cisaillement en conditions drainées et non drainées doivent être les mêmes : la présence de fluide n'influe pas sur le comportement en cisaillement. De même, on a posé une relation entre les modules de compressibilité drainée, non drainée et les paramètres de Biot.

Nous considérerons que le matériau se comporte comme un matériau isotrope au voisinage de l'état de contraintes isotropes.

Les relations devant être vérifiées dans ce cas sont :

$$\begin{aligned} G &= G_0 & (62) \\ \text{et} \quad K_0 &= K + b^2M & (63) \end{aligned}$$

On déduit les valeurs des modules de cisaillement et des modules de compressibilité drainée et non drainée à partir du module d'Young et du coefficient de Poisson drainé et non drainé respectivement.

Modèle avec pointes

Pour le joint D et le modèle avec pointes, on trouve :

$$G_0 = 12450 \text{ MPa} \quad \text{et} \quad G = 12760 \text{ MPa}$$

La différence n'est que de 2,4% ; ces valeurs sont très proches.

$$\begin{aligned} K &= 82400 \text{ MPa} \\ \text{et} \quad K_0 + b^2M &= 91680 \text{ MPa} \end{aligned}$$

La différence est, cette fois, d'environ 10 %.

Modèle sans pointe

Pour le joint D, le module d'Young et le coefficient de Poisson drainé valent respectivement 42 650 MPa et 0,30. Le module d'Young et le coefficient de Poisson non drainé valent respectivement 44 600 MPa et 0,313. Le module de Biot et le coefficient de Biot valent respectivement 550 GPa et 0,1.

On en déduit les modules de compressibilité drainée et non drainée qui valent respectivement 35 500 MPa et 39 100 MPa. Les modules de cisaillement drainé et non drainé valent respectivement 16 400 MPa et 17 000 MPa.

Les valeurs des modules de cisaillement drainé et non drainé sont très proches, la différence n'est que de 3,5 %. L'expression (63) est vérifiée à 8 % près.

Pour le joint A, le module d'Young et le coefficient de Poisson drainé valent respectivement 44 300 MPa et 0,31. Le module d'Young et le coefficient de Poisson non drainé sont les mêmes que pour le joint D. Le module de Biot et le coefficient de Biot valent respectivement 3800 GPa et 0,015.

On en déduit le module de compressibilité drainée et le module de cisaillement qui valent respectivement 39 500 MPa et 16 900 MPa.

Le module de cisaillement drainé est quasiment identique au module de cisaillement non drainé. La différence est de 0,5 % ! La relation (63) est vérifiée à 3 % près !

Les relations (62) et (63) sont bien vérifiées pour le joint D et très bien vérifiées pour le joint A.

Le tableau V-1 récapitule les résultats obtenus.

	Cas 1	Cas 2	Cas 3
G (MPa)	12760	17000	17000
G_0 (MPa)	12450	16400	16900
$\frac{G-G_0}{G}$	2,4 %	3,5 %	0,5 %
K (MPa)	82400	39100	39100
K_0 (MPa)	59400	35500	39500
b	0,25	0,1	0,015
M (GPa)	520	550	3800
$\frac{K_0+b^2M-K}{K}$	10 %	8 %	3 %

Tableau V-1 : validité de l'approche milieu poreux

Cas 1 : Modèle avec pointes, loi de comportement en traction-compression du joint D, raideur normale 20 000 MPa·m⁻¹.

Cas 2 : Modèle sans pointe, loi de comportement en traction-compression du joint D, raideur normale 20 000 MPa·m⁻¹.

Cas 3 : Modèle sans pointe, loi de comportement en traction-compression du joint A, raideur normale 20 000 MPa·m⁻¹.

Conclusion

Les valeurs obtenues permettent de conclure que les relations (62) et (63) sont bien vérifiées et qu'à grande échelle (au-delà du VER), un milieu fracturé peut être assimilé, en première approximation, à un milieu poreux non linéaire. Le coefficient de dilatation thermique linéique homogénéisé est identique au coefficient de la matrice rocheuse. Les valeurs des propriétés poro-élastiques obtenues, faibles coefficients de Biot et fort module de Biot, permettent de conclure que :

- La déformation du massif résulte de la déformation du massif rocheux et, dans une moindre mesure, de la déformation du fluide saturant.
- Toute surpression interstitielle devrait se dissiper rapidement dans les massifs rocheux fracturés.

Les relations (62) et (63) sont bien vérifiées. Par contre, les relations d'homogénéisation ne sont pas vérifiées (relations 39 et 40). Celles-ci conduisent à des valeurs négatives du coefficient de Biot et sont différentes de trois ordres de grandeurs pour le module de Biot. Cela ne provient pas du fait que la micro-isotropie du matériau est détruite, mais parce que dans les massifs rocheux fracturés le module de compressibilité des grains qui doit être considéré n'est pas le module de compressibilité de la matrice rocheuse.

Les résultats obtenus permettent de conclure que les milieux fracturés se comportent globalement comme des milieux poreux particuliers, ils ont une très faible porosité de fissures accessible à l'écoulement ; par contre, leur perméabilité est élevée en regard de leur porosité. L'identification des propriétés poro-élastiques équivalentes montre que le comportement des massifs rocheux fracturés peut être assimilé à celui d'un milieu poroélastique non linéaire avec un développement de l'anisotropie en fonction de l'état de contraintes.

Conclusions et perspectives

Une méthodologie d'étude des massifs rocheux fracturés adaptée à l'analyse des couplages THM a été mise au point en vue de permettre de modéliser les ouvrages de stockage de déchets radioactifs en champ lointain. Cette méthodologie a été développée, dans un premier temps, en deux dimensions, mais peut être généralisée à trois dimensions.

La méthode développée tient compte des principaux couplages et interactions entre la roche et les fractures, mais également entre les fractures elles-mêmes. Elle consiste, dans un premier temps, à déterminer les VER hydraulique et mécanique. Au-dessus du plus grand de ces VER, les développements effectués dans un programme aux éléments finis permettent de modéliser toutes les fractures de manière explicite. Les propriétés mécaniques homogénéisées sont déterminées à partir de simulations numériques du massif rocheux à grande échelle de façon similaire à un essai triaxial de laboratoire. Le chaînage des programmes de recherche des propriétés hydrauliques et mécaniques permet de déterminer l'évolution de la perméabilité homogénéisée en fonction de l'état de contrainte. La réalisation d'expériences numériques avec des conditions aux limites de type drainé et non drainé permet de discuter de la validité de l'assimilation d'un milieu fracturé à un milieu poreux.

La recherche des propriétés thermiques équivalentes (conductivités homogénéisées et coefficient de dilatation thermique) a montré que la présence de fractures n'était pas de nature à changer les propriétés thermiques de la matrice rocheuse.

L'application à un site souterrain a été effectuée, et une analyse de sensibilité a été conduite en vue de déterminer les paramètres les plus influents sur le comportement homogénéisé.

Les principales conclusions sont que :

- Les propriétés hydrauliques homogénéisées dépendent de l'état de contrainte et des propriétés mécaniques des joints.
- Le comportement mécanique des massifs rocheux est dominé par le comportement en cisaillement des joints.
- Le comportement homogénéisé des massifs rocheux fracturés ne peut pas toujours être considéré comme élastique.

- Lorsque le formalisme de l'élasticité peut être appliqué, celui de la poro-élasticité semble adapté à l'étude des couplages dans les massifs rocheux fracturés.

Les paramètres déterminants pour modéliser les massifs rocheux fracturés sont :

- Une description réaliste de la fracturation par sa représentation statistique. Ce qui permet l'accès aux VER mécanique et hydraulique.
- La loi de comportement en cisaillement des joints et des propriétés mécaniques de la roche saine, ce qui permet d'obtenir le comportement mécanique homogénéisé.
- La relation entre le trajet des contraintes et l'ouverture hydraulique pour obtenir la perméabilité homogénéisée et son évolution au cours de sollicitations thermo-mécaniques.

De nombreuses perspectives se dégagent de ce travail. C'est le signe que de nombreuses interrogations subsistent, mais cela montre également que de nombreuses questions ont été abordées. La réalisation d'expériences numériques modélisant la "*microstructure*" des massifs rocheux fracturés a permis d'aboutir à une meilleure compréhension du comportement THM des massifs rocheux fracturés.

Un résultat important obtenu est que, lorsque la raideur tangentielle des joints est faible, le formalisme de l'élasticité n'est pas apte à décrire le comportement homogénéisé des massifs rocheux fracturés. Lorsque cette raideur devient de plus en plus grande, le comportement tend vers celui de la roche saine et l'élasticité non linéaire tenant compte de l'anisotropie induite par l'anisotropie de l'état de contrainte permet de décrire le comportement observé.

La difficulté à trouver un formalisme unique pour décrire le comportement mécanique homogénéisé à la fois contractant et dilatant du massif montre que **l'élasticité est un moyen commode et simple mais approché pour décrire le comportement mécanique des massifs rocheux fracturés**. D'une manière générale, le comportement mécanique homogénéisé n'est pas élastique même lorsque toutes les composantes de la structure restent élastiques. Ceci explique que le formalisme de la poro-élasticité ne conduit également qu'à des résultats approchés, et l'étude des couplages éventuels à l'aide de ce cadre ne peut pas conduire à des résultats appropriés, mais seulement prévoir des phénomènes avec une relative confiance.

C'est pourquoi, connaissant mieux le comportement homogénéisé des massifs rocheux fracturés, il est désormais nécessaire de proposer une loi de comportement traduisant l'aspect dilatant et l'aspect contractant des massifs rocheux. Cette loi de comportement doit considérer le comportement des fractures individuellement ainsi que leurs interactions.

Une fois acquise la description du comportement homogénéisé de manière appropriée avec des comportements simples des composantes, on pourra alors envisager d'adopter un comportement de la microstructure plus réaliste, en tenant compte, par exemple, de la dilatance des joints et de leur comportement irréversible en traction-compression et en cisaillement. Cette finesse, justifiée d'un point de vue local, est aujourd'hui difficilement intégrable dans un modèle numérique et ce, en dépit de la performance actuelle des moyens de calcul.

De surcroît, la prise en compte de l'irréversibilité du comportement au niveau local demande le développement d'un cadre théorique macroscopique permettant d'étudier les couplages THM dans les massifs rocheux fracturés.

Dans l'attente d'un cadre théorique adéquat pour réaliser des calculs de structures dans les massifs rocheux fracturés, une solution intermédiaire envisageable serait de réaliser des calculs à deux niveaux (Detournay, 1985). Dans un premier niveau, on réalise des calculs de structure en utilisant des éléments finis conventionnels. La loi de comportement de chaque élément est calculée en utilisant une "sous modélisation" de chaque élément avec une représentation explicite des discontinuités. On a donc une définition du milieu à un niveau macroscopique dans la représentation du massif, et à un niveau global, qui est celui de chaque élément éventuellement inférieur au VER. Cette idée nécessite des ordinateurs avec une grande capacité de calcul, et n'a pas encore été mise en oeuvre.

Progresser dans la voie de la modélisation uniquement serait oublier qu'un modèle ne peut être validé que par la confrontation de ses prévisions avec des expériences in situ. C'est pourquoi, une direction importante est de chercher les moyens de réaliser des expériences permettant de confirmer les conclusions de cette étude. Cette démarche est particulièrement justifiée en milieu fracturé où la description même de la fracturation reste incomplète et conditionne largement toute modélisation. On conçoit l'intérêt d'une démarche mécanique-stochastique, notamment dans le contexte d'un stockage souterrain en milieu cristallin.

Bibliographie

Amadei B., Savage W. Z. (1993)

Effects of joints on rock mass strength and deformability
Comprehensive rock engineering, Pergamon Press, Vol. 1, pp. 331-365.

Archambault G., Gentier S., Riss J., Flamand R., Siriex C. (1995)

A re-evaluation of irregular joint shear behavior on the basis of 3D modelling of their morphology : Joint mechanical shear behavior and modelling.
Mechanics of Jointed and Faulted Rocks, Balkema, ISBN 90 5410 541 0, pp. 163-168.

Bandis S. C., Lumdsen A. C., Barton N. R. (1983)

Fundamentals of rock joint deformation
Int. J. Rock Mech. Mining Sci., Vol. 20, n°6, pp. 249-268.

Barton N., Lien R., Lunde J. (1974)

Engineering classification of rock masses for the design of tunnel support
Rock Mechanics, vol. 6, pp. 189-236.

Barton N. (1976)

Rock mechanics review, The shear strength of rock and rock joints
Int. J. Rock Mech. Mining Sci., Vol. 13, pp. 255-279.

Barton N., Bandis S., Bakhtar K. (1985)

Strength, deformation and conductivity coupling of rock joints
Int. J. Rock Mech. Mining Sci., Vol. 22, n° 3, pp. 121-140.

Bear (1979)

Hydraulics of ground water
Mc Graw Hill, New York.

Bieniawski Z. T. (1989)

Engineering Rock Mass Classification.
Wiley, Chichester.

Bilgin H. A., Pasamehmetoglu A. G. (1990)

Shear behavior of joints under heat in direct shear
Proc. Int. Conf. on mechanics of jointed and faulted rock, Rotterdam Balkema, pp. 359-363.

Billaux D., Chiles J.P., Hestir K., Long J. (1989)

Three dimensional statistical modelling of a fractured rock mass-An example from the Fanay-Augères mine.
Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.; Vol. 26, n°3-4, pp. 281-299.

Biot M. A. (1941)

General theory of three dimensional consolidation
J. of Appl. Physics; vol. 27 pp. 155-164.

Biot M. A. (1955)

Theory of elasticity and consolidation for a porous anisotropic solid
J. of Appl. Phys, Vol. 26, pp. 182-185.

- Biot M. A. (1973)
Non linear and semilinear rheology of porous solids
J. of Geophysical Res., Vol. 78, n° 23, pp. 4924-4937.
- Blais J.P., Catel P. (1995)
Nouvelle Romanche, Usine Souterraine de Livet, Synthèse des reconnaissances géologiques et géotechniques
Rapport EDF, réf. BLS/CAT/RPO/PRH, n°385, 57 p.
- Bourgeois E., Dormieux L. (1996)
Consolidation of a nonlinear poroelastic layer in finite deformations
Eur. J. of Mechanics, A Solids, Vol. 15, n°4, pp. 575-598.
- Bruel D. (1995)
Evaluation des propriétés hydrauliques d'un massif cristallin. Description du milieu selon une approche discrète
Rapport Ecole des Mines, 36 p.
- Budiansky R. J., O'Connell R. J. (1976)
Elastic moduli of a cracked solid
Int. Journ. of Solids and structures; Vol. 12; pp. 81-97.
- Bruner W. M. (1976)
Comment on "Seismic velocity in dry and saturated cracked solids" by R. J. O'Connell and B. Budiansky
J. of Geoph. Res., Vol. 81, n° 14, pp. 2573-2576.
- Cacas M. C. (1989)
Développement d'un modèle tridimensionnel stochastique discret pour la simulation de l'écoulement et des transferts de masse et de chaleur dans un milieu fracturé.
Thèse de l'école des Mines de Paris, Juin 1989, 281 p.
- Cai M., Horii H. (1992)
A constitutive model of highly jointed rock masses
Mech. of Mat., Vol. 13, pp. 217-246.
- Cai M., Horii H. (1993)
A constitutive model and FEM analysis of jointed rock masses
Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.; Vol. 30, No 4, pp. 351-359.
- Carroll M. M. (1979)
An effective stress law for anisotropic elastic deformation
J. of Geophysical Research, Vol. 84, pp. 7510-7512.
- Charlot J. P., Massart B. (1995)
Etude expérimentale mécanique d'un joint dans une roche artificielle : le béton
Mémoire de fin d'étude d'ingénieur civil des constructions, Université Catholique de Louvain, Faculté des sciences appliquées, 166 pages. (Stage effectué à l'Ecole des Mines de Paris)
- Cook N. G. W. (1992)
Natural joints in rock : mechanical, hydraulic and seismic behavior and properties under normal stress
Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.; Vol. 29, pp. 198-223.
- Coussy O. (1991)
Mécanique des milieux poreux
Ed. Technip, Paris, 437 p.

- Couteau J. (1997)
Modélisation des couplages hydro-mécaniques en champ proche d'un ouvrage de stockage creusé dans un massif de granite fracturé
Mémoire de DEA M.S.O.E. (Stage effectué à G.3S)
- Cundall P.A., Strack O. D. L. (1979)
A discrete numerical model for granular assemblies
Geotechnique, Vol 29, pp. 47-65.
- David C., Gueguen Y., Pampoukis G. (1990)
Effective medium theory and network theory applied to the transport properties of rock
J. Geophysical Res., Vol. 95, n° B5, pp. 6993-7005.
- Detournay E., St John (1985)
Equivalent continuum for large scale modeling of rock masses : An alternative approach.
26th US Symposium on rock mechanics / Rapid city, pp.
- Detournay E., Cheng A. H. D. (1993)
Fundamentals of poroelasticity
Comprehensive rock engineering, Pergamon Press, Vol. 2, pp. 113-172.
- Didry O. (1995)
Evaluation du couplage Thermo-Hydro-Mécanique dans un massif rocheux fracturé
Rapport EDF DER-MTC ; 42 p.
- Durham W. B., Bonner B. P. (1994)
Self-propping and fluid flow in slightly offset joints
J. of Geophysical Res., Vol. 99, n° B5, pp. 9391-9399.
- Elliot G., Brown E. T., Boodt P., Hudson J. (1985)
Hydromechanical behavior of joints in the Carnmenellis granite
Int. Symp. on Fundamentals on rock joints, Sweden., pp. 249-258.
- Feuga B. (1993)
Le milieu rocheux, les fractures et l'eau : Quelques aspects hydrauliques, mécaniques et thermiques dans le sous-sol
Mémoire d'habilitation, Institut National Polytechnique de Lorraine, 344p.
- Gens A., Carol I., Alonso E. E. (1990)
A constitutive model for rock joints formulation and numerical implementation
Computer and geotechnics, Vol. 9, pp. 3-20.
- Gentier S., Lamontagne E., Archambault G., Riss J. (1997)
Anisotropy of flow in a fracture undergoing shear and its relation to the direction of shearing and injection pressure
Int. J. Rock Mech. Mining Sci., Vol. 34, n°3/4, pp. 412.
- Giraud A. (1993)
Couplages Thermo-Hydro-Mécaniques dans les milieux poreux peu perméables : Applications aux argiles profondes
Thèse de ENPC, 269 p.
- Goodman R. E. (1976)
Methods of geological engineering in discontinuous rocks
West Publishing Company, 472 p., 1976.

Goodman R. E. (1995)
Block theory and its application
Geotechnique, n° 3, pp. 383-423.

Hakami E., Larsson E. (1996)
Aperture measurements and flow experiments on a single natural fracture
Int. J. Rock Mech. Mining Sci., Vol. 33, n°4, pp. 395-404.

Hashin Z. (1983)
Analysis of composite materials
Journ. of Applied Mechanics; Vol. 50, pp. 481-505.

Horii H., Nemat-Nasser S. (1983)
Overall moduli of solids with microcracks : load induced anisotropy
Jour. Mech. Phys. Solids, Vol 31, No 2, pp. 155-171, 1983.

Janardhanam R., Kane W. F. (1985)
A constitutive law for shear behavior of rock joints
26th US Symposium on rock mechanics, Rapid City, 26-28 June., pp. 395-402.

Jing L., Nordlund E., Stephansson O. (1994)
A 3-D constitutive model for rock joints with anisotropic friction and stress dependency in shear stiffness
Int. J. Rock Mech. Mining Sci., Vol. 31, n° 2, pp. 173-178.

Kachanov M. (1994)
Continuum model of medium with cracks
Proc. of ASCE, Engrg. Mech. Div., pp. 1039.

Kachanov M. (1994)
Elastic solids with many cracks and related problems
Advances in Applied Mechanics and Related Problems, Vol. 30, pp. 345-412.

Leichnetz W. (1985)
Mechanical properties of rock joints
Int. J. Rock Mech. Mining Sci., Vol. 22, n° 5, pp. 313-321.

Le Ravalec M., Guéguen Y. (1996)
High and low frequency elastic moduli for a saturated porous/cracked rock-Differential self-consistent and poro-elastic theory
Geophysics, Vol. 61, n° 4, pp. 1080-1094.

Long J.C.S., Remer J.S., Wilson C.R., Withespoon P.A. (1982)
Porous media equivalents for networks of discontinuous fractures
Water Ressources Research, Vol. 18, n°3, pp. 645-658.

Long J.C.S., Withespoon P.A. (1985)
The relation of the degree of interconnection to permeability in fracture networks
Journ. of Geophysical Res., Vol. 90, n°B4, pp. 3087-3098.

Long J. C. S. Billaux D . (1987)
From field data to fracture network modelling : An example incorporating spatial structure
Water ressources research, Vol. 23, n° 7, pp. 1201-1216.

Louis C. (1969)
A study of ground water flow in jointed rock and its influence on the stability of rock masses
Rock Mechanics Research Report; n°10, sept.

de Marsily G. (1986)
Quantitative hydrology
Academic press, Inc., 440 p.

Millard A., Durin M., Stietel A., Thoraval A., Vuillod E., Baroudi H., Plas F., Bougnoux A., Vouille G., Kobayashi A., Hara K., Fujita T., Ohnishi Y. (1995)
Discrete and continuum approaches to simulate the thermo-hydro-mechanical couplings in a large, fractured rock mass
Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.; Vol. 32, n°5, pp. 409-434.

O'Connell R., Budiansky B. (1974)
Seismic velocities in dry and saturated cracked solids
J. Geophysical Res., Vol. 79, pp. 5412-5426.

Oda M. (1988)
An experimental study of the elasticity of mylonite rock with random cracks
Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.; Vol. 25, n°2, pp. 59-69, 1988.

Oda M. (1988)
A method for evaluating the effect of crack geometry on the mechanical behavior of cracked rock masses
Mechanics of materials, Vol. 2, pp.163-171.

Olsson W. A., Brown S. R. (1993)
Hydromechanical response of a fracture undergoing compression and shear
34th U.S. Symp. on Rock Mech., Vol. 2, Univ. of Wisconsin, pp. 685-688.

Plesha M. E. (1985)
Constitutive modelling of rock joints with dilation
26th US Symposium on rock mechanics, Rapid City, 26-28 June., pp. 387-394.

Plesha M. E. (1987)
Constitutive models for rock discontinuities with dilatancy and surface degradation
Int. J. for Num. and Analytical Methods in Geomechanics, Vol. 11, pp.345-362.

Plesha M. E., Haimson, Kane W. F. (1988)
An advanced model for rock joint behavior : Analytical, experimental and implementation considerations
Key Questions in Rock mechanics, Cundall et al. (eds), ISBN 9061918359, pp. 119-127.

Priest S. (1987)
The collection and analysis of discontinuity orientation data for engineering design, with examples
Comprehensive Rock Engineering, Vol. 3, pp.167-192.

Pyrak-Nolte L. J., Myer L. R., Cook N. G. W. (1987)
Hydraulic and mechanical properties of natural fractures in low permeability rock
Proc. of 6th ISRM Cong. Montreal.

Pyrak-Nolte L. J., Nolte D. D., Myer L. R., Cook N. G. W. (1990)
Fluid flow through single fractures
Rock joints, Barton & Stephansson, Balkema, ISBN 90 6191 109 5, pp. 405-412.

Quemart P. (1995)
Projet Nouvelle Romanche. Note géologique. Distribution des fractures en milieu cristallin et hydraulique des roches
rapport EDF DER-TEGG, 44p.

- Raven K. G., Gale J. E. (1985)
Water flow in a natural rock fracture as a function of stress and sample size
Int. J. Rock Mech. Mining Sci., Vol. 22, n° 4, pp. 251-261.
- Rejeb A., Vouille G., Derlich S. (1990)
Modélisation du comportement thermo-mécanique d'un massif granitique. Application à la simulation de l'expérience THM de Fanay-Augères
Rev. Française de Géotechnique, n° 53, pp. 21-32.
- Rice J. R. (1975)
On the stability of dilatant hardening for saturated rock masses
J. of Geophysical Research, Vol. 80, n° 11, pp. 1531-1536.
- Rice J. R., Cleary M. P. (1976)
Some basic stress diffusion solutions for fluid-saturated elastic porous media with compressible constituents
Rev. Geophysics and Space Phys., Vol. 14, n°2, pp. 227-241.
- Riss J., Archambault G., Gentier S., Flamand R., Siriex C. (1995)
Irregular joint shear behavior on the basis of 3D modelling of their morphology : Morphology description and 3D modelling
Mechanics of Jointed and Faulted Rocks, Balkema, ISBN 90 5410 541 0, pp. 157-162.
- Rochet L. (1976)
Propriétés mécaniques des discontinuités des massifs rocheux
La mécanique des roches appliquée aux ouvrages de génie civil, Presse de l'ENPC, pp.79-96.
- Saeb S., Amadei B. (1990)
Modelling joint response under constant or variable normal stiffness boundary conditions
Int. J. Rock Mech. Mining Sci., Vol. 27, n° 3, pp. 213-217.
- Saeb S., Amadei B. (1992)
Modelling rock joints under shear and normal loading
Int. J. Rock Mech. Mining Sci., Vol. 29, n° 3, pp. 267-278.
- Salençon J. (1996)
Mécanique des milieux continus
Cours de Mécanique de l'Ecole Polytechnique, ISBN 2-7302-01947
- Souley M., Homand F., Amadei B. (1995)
An extension to the Saeb and Amadei constitutive model for rock joints to include cyclic loading paths
Int. J. Rock Mech. Mining Sci., Vol. 32, n° 2, pp. 101-109.
- Souley M., Homand F. (1995)
Stability of jointed rock masses evaluated by UDEC with an extended Saeb-Amadei constitutive law
à paraître in Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.
- Shi (1988)
Discontinuous Deformation Analysis-A new numerical model for the statics and dynamics of block systems
Ph. D; thesis, University of California, Berkeley, Departement of civil engineering (1988).

- Shi G., Goodman R. E.
 Discontinuous Deformation Analysis-A new method for computing stress, strain and sliding of blocks systems
 Key questions in rocks mechanics, Edited by P.A. Cundall, pp. 381-383, Balkema.
- Su K., Ghoreichy M. (1995)
 Etude numérique du comportement thermo-hydro-mécanique d'une fracture
 Des géomatériaux aux ouvrages, expérimentation et modélisation, Ed. Hermès , pp. 241-257.
- Sun, Z., Gerrard C., Stephansson O. (1985)
 Rock joint compliance tests for compression and shear loads
 Int. J. Rock Mech. Mining Sci., Vol. 22, n° 4, pp. 197-213.
- Terzaghi (1925)
 Principles of soils mechanics
 New York, Mc Graw.
- Thompson M., Willis J. R. (1991)
 A reformulation of the equations of anisotropic poroelasticity
 J. of Appl. Mech. ASME, Vol. 58, pp. 612-616.
- Thorel L., Ghoreychi M. (1994)
 Plasticité et endommagement du sel gemme
 Revue Française de Géotechnique, n° 74, pp. 3-18.
- Tsang Y. W., Witherspoon P. A. (1983)
 The dependance of fracture mechanical and fluid properties on fracture roughness and sample size
 Jour. Geophysical Res., Vol. 88, n°B3, pp. 2359-2366.
- Tsang Y. W., Tsang C. F. (1987)
 Channel model of flow though fractured media
 Water Ressources Res., Vol. 23, n°3, pp. 467-479.
- Witherspoon P. A., Wang J. S. Y., Iwai K., Gale J. E. (1980)
 Validity of cubic law for fluid flow in a deformable rock fracture
 Water Ressources Research, Vol. 16, n°6, pp. 1016-1024.
- Zhao J., Brown E. T. (1992)
 Hydro-thermo-mechanical properties of joints in the Carnmenellis granite
 Journ. of Eng. Geology, 25, pp. 279-290.
- Zienkiewicz O. C., Taylor R. L. (1995)
 Solid and fluid mechanics Dynamics and non linearity
 Vol. 2, Mac Graw Hill, 4^{ème} ed., ISBN 0-07-084176-6
- Zimmerman R. W., Bodvarsson G. S. (1996)
 Hydraulic conductivity of rock fractures
 Transport in porous media, Vol. 23, pp. 1-30.

Annexe A : Module d'élasticité des milieux fracturés dans l'hypothèse des fissures non interagissantes

Nous allons faire l'hypothèse qu'il n'y a pas d'interaction mécanique entre les fissures, car uniquement dans ce cas, il existe une solution analytique exacte des propriétés homogénéisées des milieux fracturés.

La démarche adoptée est celle de Kachanov (1994). Elle consiste, dans un premier temps, à calculer la variation d'énergie élastique créée par l'introduction de fissures dans un matériau sain, puis à égaliser l'énergie complémentaire élastique du matériau considéré comme homogène, dont on cherche les propriétés, avec l'énergie élastique du matériau sain non fissuré, diminuée de la variation de l'énergie due à l'introduction de fissures calculée précédemment.

1 Énergie complémentaire élastique d'un solide fissuré

La relation déformation-contrainte (Horii Nemat-Nasser ; 1983) dans un solide avec des discontinuités est :

$$\underline{\underline{\varepsilon}}(x) = \mathbf{M}^0 : \underline{\underline{\sigma}}(x) + \frac{1}{2} \sum_i (\underline{b} \otimes \underline{n} + \underline{n} \otimes \underline{b})_i \delta(S_i) \quad (1)$$

\mathbf{M}^0 : matrice d'élasticité d'ordre 4 du matériau sain

S_j : désigne les frontières des fissures

δ : la fonction de Dirac telle que :

$$\delta(S_i) = 1 \text{ sur } S_i$$

$$\delta(S_i) = 0 \text{ sinon}$$

$\underline{b} = \underline{u}^+ - \underline{u}^-$ la variation de déplacement sur les lèvres de la fissure.

On supposera dans la suite $\mathbf{M}^0(x) = \mathbf{M}^0$: constante

Si le comportement global peut être supposé élastique linéaire (sinon, il faut écrire cette relation en incrément de contraintes), la relation déformation moyenne-contrainte moyenne devient :

$$\underline{\underline{\bar{\varepsilon}}} = \mathbf{M}^0 : \underline{\underline{\bar{\sigma}}} + \frac{1}{2V} \sum_i \int_{S_i} (\underline{\underline{b}} \otimes \underline{\underline{n}} + \underline{\underline{n}} \otimes \underline{\underline{b}}) dS = (\mathbf{M}^0 + \Delta \mathbf{M}) : \underline{\underline{\bar{\sigma}}} = \mathbf{M} : \underline{\underline{\bar{\sigma}}} \quad (2)$$

\mathbf{M} : matrice d'élasticité homogénéisée

$$\text{Avec } \underline{\underline{\bar{\varepsilon}}} = \frac{1}{2V} \int_V \underline{\underline{\varepsilon}} dV \text{ et } \underline{\underline{\bar{\sigma}}} = \frac{1}{2V} \int_V \underline{\underline{\sigma}} dV$$

$\underline{\underline{\bar{\varepsilon}}}$ et $\underline{\underline{\bar{\sigma}}}$ sont respectivement la déformation moyenne et la contrainte moyenne.

Dans le cas de fissures planes :

$$\underline{\underline{\bar{\varepsilon}}} = \mathbf{M}^0 : \underline{\underline{\bar{\sigma}}} + \frac{1}{2V} \sum_i (\langle \underline{\underline{b}} \rangle \otimes \underline{\underline{n}} + \underline{\underline{n}} \otimes \langle \underline{\underline{b}} \rangle)_i S_i \quad (3)$$

$\langle \underline{\underline{b}} \rangle$: variation moyenne de déplacement sur les lèvres de la fissure.

La densité d'énergie élastique (aussi appelée potentiel élastique) est obtenue par contraction de $\sigma_{ij}/2$ et de ε_{ij} .

Dans le cas d'un matériau isotrope non fissuré (dont les propriétés sont notées par l'indice 0) :

$$f_0(\underline{\underline{\sigma}}) = \frac{1 + \nu_0}{E_0} \sigma_{ij} \sigma_{ij} - \frac{\nu_0}{2E_0} (\sigma_{kk})^2 \quad (4)$$

En deux dimensions :

$$f(\underline{\underline{\sigma}}) = \frac{1 + \nu_0}{2E_0'} \sigma_{\alpha\beta} \sigma_{\alpha\beta} - \frac{\nu_0}{2E_0'} (\sigma_{\alpha\alpha})^2 \quad \alpha, \beta = 1, 2 \quad (5)$$

En déformations planes, $E_0' = \frac{E_0}{1 - \nu_0^2}$; en contraintes planes, $E_0' = E_0$

Dans le cas d'un matériau fissuré :

$$f(\underline{\underline{\sigma}}) = \frac{1}{2} \underline{\underline{\sigma}} : \mathbf{M}^0 : \underline{\underline{\sigma}} + \underline{\underline{\sigma}} : \left(\frac{1}{2V} \sum_i (\langle \underline{\underline{b}} \rangle \otimes \underline{\underline{n}} + \underline{\underline{n}} \otimes \langle \underline{\underline{b}} \rangle)_i S_i \right) \quad (6)$$

$$f(\underline{\underline{\sigma}}) = \frac{1}{2} \underline{\underline{\sigma}} : \mathbf{M}^0 : \underline{\underline{\sigma}} + \frac{1}{2A} \sum_i (\underline{\underline{n}} \cdot \underline{\underline{\sigma}} \cdot \langle \underline{\underline{b}}^i \rangle) S_i \quad \text{en 2D} \quad (7-a)$$

$$f(\underline{\underline{\sigma}}) = \frac{1}{2} \underline{\underline{\sigma}} : \mathbf{M}^0 : \underline{\underline{\sigma}} + \frac{1}{2V} \sum_i (\underline{\underline{n}} \cdot \underline{\underline{\sigma}} \cdot \langle \underline{\underline{b}}^i \rangle) S_i \quad \text{en 3D} \quad (7-b)$$

$$f(\underline{\underline{\sigma}}) = f_0(\underline{\underline{\sigma}}) + \Delta f(\underline{\underline{\sigma}}) \quad (8)$$

Introduisons le tenseur $\underline{\underline{B}}$ tel que $\langle \underline{b} \rangle = \underline{t} \underline{\underline{B}}$

\underline{t} : traction uniforme sur les faces des fissures.

$\underline{\underline{B}}$: est le tenseur symétrique liant la variation moyenne de déplacement des lèvres de fissures au vecteur contraintes sur ces dernières. $\underline{\underline{B}}$ dépend de la taille et de la forme des fissures ainsi que des propriétés élastiques de la roche. Il peut également dépendre, dans le cas où le milieu est fini, de la géométrie de ce dernier.

Pour une fissure isolée dans un milieu infini :

$$\underline{t} = \underline{\underline{\sigma}}^\infty \underline{n}$$

$\underline{\underline{\sigma}}^\infty$: tenseur de contraintes à l'infini.

\underline{n} : normale à la fissure.

$$\text{donc } \langle \underline{b} \rangle = \underline{n} \underline{\underline{\sigma}}^\infty \underline{\underline{B}}$$

La variation du potentiel élastique peut se réécrire :

$$\Delta f(\underline{\underline{\sigma}}) = \frac{1}{2V} \sum_i (\underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{B}}) S_i \quad (9)$$

Les résultats classiques de mécanique de la rupture montrent :

$$\text{en deux dimensions :} \quad \underline{\underline{B}} = \frac{\pi l}{E'_0} \underline{\underline{I}} \quad (10)$$

$\underline{\underline{I}}$: tenseur identité

$$\text{en trois dimensions :} \quad \underline{\underline{B}} = \beta \underline{n} \otimes \underline{n} + \gamma (\underline{t} \otimes \underline{t} + \underline{s} \otimes \underline{s}) \quad (11)$$

\underline{t} et \underline{s} : vecteurs orthogonaux dans le plan de la fissure

$$\text{Avec} \quad \beta = \frac{16 l (1 - \nu_0)}{3\pi E_0} \quad \gamma = \frac{\beta}{1 - \nu_0/2}$$

$$\underline{\underline{I}} = \underline{n} \otimes \underline{n} + \underline{t} \otimes \underline{t} + \underline{s} \otimes \underline{s}$$

$$\underline{\underline{B}} = \beta \underline{n} \otimes \underline{n} + \gamma (\underline{I} - \underline{n} \otimes \underline{n}) = \gamma \left(\underline{\underline{I}} - \frac{\nu_0}{2} \underline{n} \otimes \underline{n} \right) \quad (12)$$

Dans le cas où les fissures n'interagissent pas, $\langle \underline{b} \rangle$ est exprimé simplement à l'aide de $\underline{n} \underline{\sigma}$. Moyenner les déformations sur le VER revient à moyenner les l'orientation des fissures. Les raideurs sont obtenues par inversion des compliances.

Dans le cas bidimensionnel (uniquement) $\langle \underline{b}_i \rangle$ et $\underline{n}_i \underline{\underline{\sigma}}$ sont colinéaires.

$$\langle \underline{b}_i \rangle = \frac{\pi l_i}{E_0} \underline{n}_i \underline{\sigma} \quad (13)$$

lorsque l'on introduit cette formule dans l'expression (7-a)

$$\Delta f = \frac{\pi}{E_0} \underline{\sigma} \cdot \underline{\sigma} : \underline{\alpha} = \frac{\pi}{E_0} \sigma_{ij} \sigma_{jk} \alpha_{ik} \quad (14)$$

$$\underline{\alpha} = \frac{1}{A} \sum_i (l_i^2 \underline{n} \otimes \underline{n})_i \quad (15)$$

$\underline{\alpha}$ est appelé tenseur densité de fissures

Remarquons que :

$$\text{tr } \underline{\alpha} = \alpha_{\alpha\alpha} = \frac{1}{A} \sum_i l_i^2 = \rho \quad (16)$$

ρ est appelé densité de fissures.

On voit sur cette expression que $\underline{\alpha}$ peut être considéré comme une généralisation tensorielle de ρ .

Donc

$$f(\underline{\sigma}, \underline{\alpha}) = f_0(\underline{\sigma}) + \Delta f(\underline{\sigma}, \underline{\alpha}) \quad (17)$$

Δf est quadratique en $\underline{\sigma}$ et linéaire en $\underline{\alpha}$

$$\Delta M_{ijkl} = \frac{\partial^2 f}{\partial \sigma_{ij} \partial \sigma_{kl}} = \frac{\pi}{E_0} \delta_{ik} \alpha_{jl}$$

Kachanov insiste sur le fait que cette relation est vraie en terme de $\underline{\alpha}$ parce qu'elle provient de la colinéarité de $\langle \underline{b}_i \rangle$ et $\underline{n} \underline{\sigma}$.

2- Application aux propriétés effectives des matériaux fissurés

2-1 Cas bidimensionnel

Puisque, de par sa construction, $\underline{\alpha}$ est symétrique, il est diagonalisable et on peut l'exprimer dans le repère principal :

$$\underline{\alpha} = \rho_1 \underline{e}_1 \otimes \underline{e}_1 + \rho_2 \underline{e}_2 \otimes \underline{e}_2. \quad (18)$$

Cette écriture montre que chaque système de fracture est équivalent dans son impact sur les propriétés effectives à deux familles perpendiculaires de fractures

parallèles. Les propriétés effectives sont orthotropes pour n'importe quelle distribution statistique de fractures.

Voyons l'application des résultats précédents.

En deux dimensions la matrice d'élasticité d'un matériau orthotrope est :

$$\begin{Bmatrix} \varepsilon_{11} \\ \varepsilon_{22} \\ \varepsilon_{33} \\ \varepsilon_{12} \end{Bmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{E_1} & -\frac{\nu_{12}}{E_1} & -\frac{\nu_{13}}{E_1} & 0 \\ -\frac{\nu_{21}}{E_2} & \frac{1}{E_2} & -\frac{\nu_{23}}{E_2} & 0 \\ -\frac{\nu_{31}}{E_3} & -\frac{\nu_{32}}{E_3} & \frac{1}{E_3} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{G_{12}} \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \\ \sigma_{12} \end{Bmatrix} \quad (19)$$

Il y a 10 constantes élastiques, (6 coefficients de poisson, 3 modules d'Young et un module de cisaillement) mais celles ci ne sont pas indépendantes, la matrice d'élasticité devant être symétrique, le nombre de constantes élastiques est réduit à 7.

$$f = \frac{1}{2} \underline{\underline{\varepsilon}} : \underline{\underline{\sigma}}$$

$$f = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\sigma_{11}^2}{E_1} + \frac{\sigma_{22}^2}{E_2} + \frac{\sigma_{33}^2}{E_3} + \frac{\sigma_{12}^2}{G_{12}} - \left(\frac{\nu_{12}}{E_1} + \frac{\nu_{21}}{E_2} \right) \sigma_{11} \sigma_{22} - \left(\frac{\nu_{13}}{E_1} + \frac{\nu_{31}}{E_3} \right) \sigma_{11} \sigma_{33} - \left(\frac{\nu_{23}}{E_2} + \frac{\nu_{32}}{E_3} \right) \sigma_{22} \sigma_{33} \right\} \quad (20)$$

Pour un matériau sain isotrope $\nu_{ij} = \nu_0$ et $E_i = E_0$, et donc :

$$f_0 = \frac{1 + \nu_0}{2E_0} (\sigma_{11}^2 + \sigma_{22}^2 + \sigma_{33}^2 + \sigma_{12}^2) - \frac{\nu_0}{2E_0} (\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33})^2 \quad (21)$$

$$\Delta f = \frac{\pi}{E_0} (\rho_1 \sigma_{11}^2 + \rho_2 \sigma_{22}^2 + (\rho_1 + \rho_2) \sigma_{12}^2) \quad (22)$$

Par identification :

$$\frac{1}{2E_1} = \frac{1}{2E_0} + \frac{\pi \rho_1}{E_0} \quad \frac{E_1}{E_0} = \frac{1}{1 + 2\pi \rho_1} \quad (23)$$

$$\frac{1}{2E_2} = \frac{1}{2E_0} + \frac{\pi \rho_2}{E_0} \quad \frac{E_2}{E_0} = \frac{1}{1 + 2\pi \rho_2} \quad (24)$$

$$\frac{1}{2G_{12}} = \frac{1 + \nu_0}{2E_0} + \frac{\pi(\rho_1 + \rho_2)}{E_0} \quad \frac{G_{12}}{G_0} = \frac{1}{1 + \frac{2\pi G_0(\rho_1 + \rho_2)}{E_0}} \quad (25)$$

$$\frac{\nu_{12}}{2E_1} + \frac{\nu_{21}}{2E_2} = \frac{\nu_0}{E_0} \quad \frac{\nu_{12}}{E_1} = \frac{\nu_{21}}{E_2} = \frac{\nu_0}{E_0} \quad (26)$$

(avec la relation de symétrie de la matrice d'élasticité)

$$E_3 = E_0 \quad (27-a) \quad \nu_{13} = \nu_{31} = \nu_0 \quad (27-b)$$

Appliquons ces formules à deux cas particuliers pour illustrer ces résultats :

- Une répartition d'orientation isotrope des fractures, le tenseur densité de fissures doit être sphérique.

$$\rho_1 = \rho_2 = \frac{\rho}{2} \quad \text{puisque} \quad \text{tr } \underline{\underline{\alpha}} = \rho$$

$$\text{et donc} \quad \frac{E_1}{E_0} = \frac{E_2}{E_0} = \frac{\nu_{12}}{\nu_0} = \frac{\nu_{21}}{\nu_0} = \frac{1}{1 + \pi\rho} \quad (28)$$

- Une famille de fissures parallèle :

$$\rho_1 = \rho ; \rho_2 = 0 \quad \underline{\underline{\alpha}} = \rho \mathbf{e}_1 \otimes \mathbf{e}_1$$

$$\frac{E_1}{E_0} = \frac{1}{1 + 2\pi\rho} \quad \frac{E_2}{E_0} = 1 \quad \frac{G_{12}}{G_0} = \frac{1}{1 + \frac{2\pi G_0}{E_0} \rho} \quad (29-a-b-c)$$

2-2 Cas tridimensionnel

Dans ce cas $\langle \mathbf{b}^i \rangle$ n'est pas colinéaire à $\mathbf{n}^i \underline{\underline{\sigma}}$ et d'après la formule (12)

$$\langle \mathbf{b}^i \rangle = \beta \frac{l^i}{E_0} \mathbf{n}^i \underline{\underline{\sigma}} \mathbf{n}^i \otimes \mathbf{n}^i + \gamma \frac{l^i}{E_0} (\mathbf{n}^i \underline{\underline{\sigma}} - \mathbf{n}^i \underline{\underline{\sigma}} \mathbf{n}^i \otimes \mathbf{n}^i) \quad (30)$$

$$\gamma = \frac{16}{3\pi} \frac{1 - \nu_0^2}{1 - \nu_0/2} \quad \beta = 16 \frac{1 - \nu_0^2}{3\pi} = \gamma \left(1 - \frac{\nu_0}{2}\right)$$

En substituant cette relation dans (7-b)

$$f(\underline{\underline{\sigma}}) = f_0 + \frac{8(1 - \nu_0^2)}{3(1 - \nu_0/2)} \frac{1}{E_0} ((\underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\sigma}}) : \underline{\underline{\alpha}} - \frac{\nu_0}{2} \underline{\underline{\sigma}} : (\frac{1}{V} \sum_i (l_i^3 \mathbf{n}^i \otimes \mathbf{n}^i \otimes \mathbf{n}^i)) : \underline{\underline{\sigma}}) \quad (31)$$

On peut décomposer le potentiel en :

$$f = f_0 + \Delta f = f_0 + \Delta f' + \Delta f'' \quad (32)$$

Avec
$$\Delta f = \frac{1}{2} \underline{\underline{\sigma}} : \Delta M' : \underline{\underline{\sigma}} \quad \text{tel que } \Delta M' = \frac{8(1 - \nu_0^2)}{3(1 - \nu_0/2)} \frac{1}{E_0} \underline{\underline{\alpha}} \quad (33)$$

et
$$\Delta f'' = \frac{1}{2} \underline{\underline{\sigma}} : \Delta M'' : \underline{\underline{\sigma}} \quad \text{tel que } \Delta M'' = \frac{8(1 - \nu_0^2)}{3(1 - \nu_0/2)} \frac{1}{E_0} \frac{1}{V} \sum_i (I^3 \underline{\underline{n}} \otimes \underline{\underline{n}} \otimes \underline{\underline{n}} \otimes \underline{\underline{n}}) \quad (34)$$

f n'est plus seulement une fonction de $\underline{\underline{\sigma}}$ et $\underline{\underline{\alpha}}$ mais contient un terme faisant intervenir un tenseur du quatrième ordre : $\frac{1}{V} \sum_i (I^3 \underline{\underline{n}} \otimes \underline{\underline{n}} \otimes \underline{\underline{n}} \otimes \underline{\underline{n}})$. Dans le cas général, le matériau n'est plus orthotrope. Toutefois, le poids du tenseur du quatrième ordre introduit est faible. En effet Kachanov a démontré que ce poids était la plupart du temps négligeable.

$$\kappa = \frac{\Delta M''_{ijkl} \Delta M''_{ijkl}}{\Delta M'_{ijkl} \Delta M'_{ijkl}} < \frac{\nu_0}{\sqrt{6}} \quad (35)$$

Quelle que soit la distribution de fractures existantes, le comportement du matériau est peu différent de celui d'un matériau orthotrope.

Reprenons les deux exemples précédents pour illustrer ces résultats.

- Cas d'une orientation des fissures aléatoires pures (milieu isotrope)

$$\underline{\underline{\alpha}} = \frac{\rho}{3} \underline{\underline{I}} \quad \text{et } \frac{1}{V} \sum_i (I^3 \underline{\underline{n}} \otimes \underline{\underline{n}} \otimes \underline{\underline{n}} \otimes \underline{\underline{n}}) = C(\delta_{ij}\delta_{kl} + \delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk})$$

Puisque
$$\frac{1}{V} \sum_i (I^3 \underline{\underline{n}} \cdot \underline{\underline{n}} \cdot \underline{\underline{n}} \cdot \underline{\underline{n}}) = 15 C = \rho \quad C = \rho / 15$$

et
$$\Delta f = \frac{8(1 - \nu_0^2)}{9(1 - \nu_0/2)E_0} \rho [(1 - \frac{\nu_0}{5})\sigma_{ij}\sigma_{ji} - \frac{\nu_0}{10}(\sigma_{kk})^2] \quad (36)$$

Procédons par identification de la même manière qu'en deux dimensions :

$$\frac{E}{E_0} = [1 + \frac{16(1 - \nu_0^2)(1 - 3\nu_0/10)}{9(1 - \nu_0/2)} \rho]^{-1} \quad (37-a)$$

$$\frac{G}{G_0} = [1 + \frac{16(1 - \nu_0)(1 - \nu_0/5)}{9(1 - \nu_0/2)} \rho]^{-1} \quad (37-b)$$

$$\frac{\nu}{\nu_0} = \frac{E}{E_0} [1 + \frac{8(1 - \nu_0^2)}{45(1 - \nu_0/2)} \rho] \quad (37-c)$$

Alors que E et G tendent vers 0 lorsque ρ croît, ν tend vers une valeur finie :

$$\nu_0/(10 - 3 \nu_0)$$

Si on omet le tenseur du quatrième ordre :

$$\frac{E}{E_0} = [1 + \frac{16(1 - \nu_0^2)}{9(1 - \nu_0/2)} \rho]^{-1} \quad (38-a)$$

$$\frac{G}{G_0} = [1 + \frac{16(1 - \nu_0)}{9(1 - \nu_0/2)} \rho]^{-1} \quad (38-b)$$

$$\frac{\nu}{\nu_0} = \frac{E}{E_0} \quad (38-c)$$

Ces valeurs sont effectivement très proches de celles obtenues par le calcul complet, toutefois, ν tend maintenant vers 0 lorsque ρ tend vers l'infini.

Dans le cas de fissures parallèles, le matériau est transversalement isotrope :

$$\underline{\underline{\alpha}} = \rho \underline{e}_1 \otimes \underline{e}_1$$

$$\frac{1}{V} \sum_i (I_i^3 \underline{n} \otimes \underline{n} \otimes \underline{n} \otimes \underline{n}) = \frac{1}{V} \sum_i (I_i^3 \underline{e}_1 \otimes \underline{e}_1 \otimes \underline{e}_1 \otimes \underline{e}_1) = \rho \underline{e}_1 \otimes \underline{e}_1 \otimes \underline{e}_1 \otimes \underline{e}_1$$

$$f = f_0 + \frac{8(1 - \nu_0^2)}{3(1 - \nu_0/2)} \frac{1}{E_0} \rho (\sigma_{1j} \sigma_{j1} - \frac{\nu_0}{2} \sigma_{11})$$

$$\frac{E_1}{E_0} = \frac{1}{1 + \frac{16(1 - \nu_0^2)}{3} \rho} \quad (39-a)$$

$$\frac{G_{12}}{G_0} = \frac{1}{1 + \frac{8(1 + \nu_0)}{3(1 - \nu_0/2)} \rho} \quad (39-b)$$

$$\nu_{12} = \nu_{13} = \nu_0 \frac{E_1}{E_0} \quad (39-c)$$

Les autres modules élastiques sont inchangés.

Si on néglige le tenseur du quatrième ordre :

$$\frac{E_1}{E_0} = \frac{1}{1 + \frac{16(1 - \nu_0^2)}{3(1 - \nu_0/2)} \rho} \quad \frac{G_{12}}{G_0} = 1 \quad (40-a-b)$$

$$\nu_{12} = \nu_{13} = \nu_0 \frac{E_1}{E_0} \quad (40-c)$$

3- Notion de VER

Les modules d'élasticité (d'Young E et de cisaillement G) des matériaux fissurés sont de la forme $1/(1 + Cp)$, C ayant été calculée pour différents réseaux de fissures. A partir de ce résultat, nous pouvons définir le VER de façon naturelle : C'est le volume sur lequel la densité de fissure calculée conformément à la formule (16) est représentative du massif rocheux.

4- Conclusion

Les expressions analytiques exactes des modules d'élasticité homogénéisés ont été obtenues pour des fissures sollicitées en traction qui n'interagissent pas.

Nous avons mis en évidence le paramètre conditionnant l'évolution des propriétés mécaniques, ce qui a permis de définir le VER.

L'hypothèse de fissures non interagissantes ne peut, le plus souvent, pas être admise dans les massifs rocheux où la densité de fissures est souvent importante. Toutefois les simulations numériques réalisées pour déterminer les propriétés effectives des matériaux fissurés ont montré que ces résultats ont une plus grande gamme d'application que celle attendue. Ceci est dû au fait que l'interaction des fissures ne va pas toujours dans le sens d'une réduction des propriétés effectives. En effet, l'introduction d'une fissure interagissante avec d'autres, en redistribuant les contraintes peut, soit augmenter les sollicitations sur les épontes des autres fissures (c'est l'effet d'amplification des contraintes), soit, au contraire, diminuer ces sollicitations (c'est l'effet de bouclier). *Il y a compétition entre ces deux effets* et, dans le cas d'une distribution isotrope des fissures, ces deux effets ont tendance à s'annuler.

Remarquons que si ces formules ont un domaine d'application plus important que celui auquel on peut s'attendre, nous ne pouvons pas donner leurs limites d'utilisation. De plus, il n'a été envisagé ici que des chargements de tractions qui ouvrent les fissures. La modélisation du comportement en compression (plus fréquente dans les géomatériaux) nécessite de prendre en compte le comportement mécanique des fissures d'une manière plus réaliste.

En conclusion, ce modèle semble difficilement s'appliquer au domaine de la mécanique des roches. Toutefois, son étude nous a permis de mettre en évidence certaines propriétés des massifs fracturés. En particulier :

Le paramètre conditionnant l'évolution des propriétés élastiques a été mis en évidence : il est différent de la porosité de fissures.

Quel soit le nombre et les lois de distribution des réseaux de fissures :

- En deux dimensions, le matériau peut avoir un comportement isotrope, transversalement isotrope ou orthotrope, mais non avec une anisotropie plus marquée.
- En trois dimensions, le matériau a un comportement dont le degré d'anisotropie ne peut guère excéder celui d'un corps orthotrope.

REPORT OF THE COMMISSIONERS OF THE LAND OFFICE

IN RESPONSE TO A RESOLUTION PASSED BY THE HOUSE OF REPRESENTATIVES

AT THE SESSION OF 1887

ALBANY: PUBLISHED BY THE STATE PRINTING OFFICE, 1887.

1887

Comportement Thermo-Hydro-Mécanique des massifs rocheux fracturés

L'objet de cette recherche est de modéliser le comportement Thermo-Hydro-Mécanique des massifs rocheux fracturés en vue du stockage de déchets radioactifs. A cette fin, nous avons été amené à proposer une méthodologie de modélisation des massifs rocheux fracturés qui a été appliquée à un site souterrain réel (Site EDF de Nouvelle Romanche). Cette méthodologie consiste, dans un premier temps, à rechercher les VER hydraulique et mécanique. Au dessus du plus grand de ces VER, les développements effectués dans un programme d'éléments finis permettent de modéliser toutes les fractures de manière explicite. On détermine les propriétés mécaniques homogénéisées en condition drainée et non drainée en simulant des essais triaxiaux représentatif du massif soumis à un chargement. Ces simulations permettent d'analyser l'évolution des propriétés hydrauliques homogénéisées avec l'état de contraintes. La réalisation des expériences de type drainé et non drainé permet de discuter de la pertinence de l'assimilation d'un milieu fracturé à un milieu poreux.

Ces simulations ont mis en évidence, en particulier, le rôle du comportement en cisaillement des fractures sur les propriétés homogénéisées mécaniques et hydrauliques. Du point de vue de la thermique, tant que le mode principal de propagation de la chaleur est la conduction, les propriétés thermiques homogénéisées sont peu différentes des propriétés thermiques de la matrice rocheuse.

Thermo-Hydro-Mechanical behavior of fractured rock mass

The purpose of this research is to model Thermo-Hydro-Mechanical behavior of fractured rock mass regarding a nuclear waste repository. For this, a methodology of modeling was proposed and was applied to a real underground site (EDF site at Nouvelle Romanche). This methodology consists, in a first step, to determine hydraulic and mechanical REV. Beyond the greatest of these REV, development of a finite element code allow to model all the fractures in an explicit manner. The homogenized mechanical properties is determined in drained and undrained boundary conditions by simulating triaxial tests that represent rock mass subject to loading. These simulations allow to study the evolution of hydraulic and mechanical properties as a function of stress state. Drained an undrained boundary conditions enable to discuss the validity of assimilation of a fractured rock mass to a porous medium.

The simulations lead to a better understanding of the behavior of the fractured rock masses and allow to show the dominant role of the shear behavior of the fractures on the hydraulic and mechanical homogenized properties. From a thermal point of view, as long as conduction is dominant, thermal properties of the rock mass are almost the same as those the intact rock.