

MECANIQUE DES ROCHES EN GEOLOGIE : DES PROCESSUS MICROSCOPIQUES AU COMPORTEMENT MACROSCOPIQUE

Yves Guéguen & Jérôme Fortin

École Normale Supérieure
Laboratoire de géologie
24 rue Lhomond, 75005 Paris
yves.gueguen@ens.fr

Résumé :

Le domaine couvert par la Mécanique des Roches en Géologie s'étend sur des échelles spatiales et temporelles qui ne sont pas usuelles. Par suite, la confrontation des données expérimentales de laboratoire et des données acquises in situ requiert des extrapolations importantes, qui elles mêmes ne peuvent tenir que si les micromécanismes sont bien identifiés. Le passage micro-macro est donc un ingrédient important des approches utilisées. L'exemple de l'endommagement sans ou avec compaction montre comment ce passage peut être fait dans un cas intéressant. Dans le cas d'une roche compacte (granite), l'endommagement est directement relié à la fissuration, quantifiée via 2 tenseurs appropriés. Les mesures des vitesses des ondes élastiques donnent accès à ces quantités. Lorsqu'il y a compaction (grès), la réduction de porosité s'accompagne d'une localisation en bandes de compaction, mais la fissuration reste un micromécanisme essentiel.

Mots-clefs : dilatance, compaction, endommagement

1 Introduction

La Mécanique des roches intervient en Géologie pour tenter d'apporter des réponses ou tout au moins des éléments de réponse à des questions aussi différentes que le fonctionnement des failles, la subsidence des réservoirs d'hydrocarbures, ou le décryptage des structures de déformation enregistrées par les roches aujourd'hui à l'affleurement. Dans le premier cas, les objets concernés peuvent avoir une extension horizontale très importante, jusqu'au millier de kms comme le montrent les très grands séismes, tel celui de Sumatra survenu fin 2005, avec une extension verticale de quelques dizaines de kms au plus. Dans le second cas, les réservoirs d'hydrocarbures mettent en jeu des structures de l'ordre de la dizaine à la centaine de kms horizontalement et moins de dix kms verticalement. A l'affleurement enfin, les observations peuvent appréhender directement mais en surface des structures de quelques kms au cm.

La diversité précédente est marquée d'une spécificité importante en Géologie et Géophysique : les échelles d'espace et de temps en jeu sont toujours éloignées de nos références quotidiennes. Compte tenu de ce que les expériences de laboratoire sont restreintes à des dimensions et durées plus petites, le passage du laboratoire aux phénomènes naturels requiert une extrapolation de plusieurs ordres de grandeur, couramment 5 à 10. Le défi à relever est à la mesure de cet écart. Il impose de bien identifier et comprendre les processus microscopiques.

L'exemple examiné dans cet article est celui de la compaction des roches réservoirs. L'enjeu est évident mais la compréhension des phénomènes observés l'est moins. Des expériences récentes permettent d'éclairer la compaction des roches réservoirs à la lumière de ce qui est connu en poromécanique. Dans le but d'appréhender les micromécanismes, il s'avère très utile de suivre avant et pendant la compaction l'endommagement du à la fissuration. Les vitesses des ondes élastiques étant extrêmement sensibles à la fissuration, leur mesure est utilisée pour quantifier celle-ci. Une étape préliminaire décrite ci-dessous consiste à analyser l'endommagement par fissuration de roches non poreuses. Cette étape franchie, il est ensuite possible d'analyser le com-

portement des roches poreuses et de séparer les contributions de dilatance, liée à la fissuration, et de compaction, liée à l'effondrement des pores. L'analyse quantitative des micromécanismes permet de définir le domaine de conditions pour lesquelles peut être observé ce comportement. De plus, le suivi des vitesses des ondes élastiques fournit un moyen potentiellement intéressant pour le monitoring géophysique d'un réservoir.

2 Endommagement sans compaction : le cas du granite

Le granite est ici un cas de référence. Dans des conditions de déformation sous pression de confinement et en présence d'un déviateur des contraintes, la déformation inélastique est à l'échelle microscopique due au développement de fissures. C'est donc une déformation dilatante. Lorsque la roche est suffisamment fissurée pour que du fluide puisse y percoler, il est possible aussi de suivre le comportement d'un granite fissuré saturé de fluide. Après développement d'un endommagement important, une localisation de la déformation conduit à la rupture de l'échantillon.

La fissuration de la roche s'accompagne d'une anisotropie élastique et d'une décroissance des constantes élastiques. Ces effets sont directement responsables de l'anisotropie des vitesses des ondes élastiques et de la diminution de leurs valeurs. Ils sont mesurables en laboratoire au moyen de capteurs piézoélectriques.

2.1 Perturbation due à une fissure isolée

En supposant pour simplifier que la roche de départ est compacte et isotrope, ce qui est en fait une bonne approximation, que ses caractéristiques élastiques peuvent être définies par les 2 constantes E , module d'Young, et ν , coefficient de Poisson, il est possible de relier les constantes élastiques à la densité de fissuration. Pour ce faire, examinons d'abord le cas d'une fissure isolée.

Suivant ici Kachanov (1993) [3], on peut exprimer la déformation additionnelle due à une fissure en fonction du tenseur de déformabilité d'une fissure. Le champ de contrainte due à une onde élastique crée une déformation additionnelle qui n'existerait pas en l'absence de fissure. Dans le cas idéal envisagé, la déformation est réversible car il n'y a ni friction ni propagation de la fissure. L'existence de cette déformation due à la fissure signifie que les modules élastiques sont plus faibles ou encore les déformabilités plus grandes. La discontinuité de déplacement de part et d'autre d'une fissure supposée plane est

$$\vec{b} = \vec{u}_1 - \vec{u}_2 \quad (1)$$

avec \vec{u}_1 vecteur déplacement d'un point sur la première face de la fissure, et \vec{u}_2 celui d'un point sur la seconde face. D'où pour la déformation additionnelle due à une fissure de surface S dans un volume V

$$\delta\epsilon_{ij} = \frac{1}{2V} (\langle b_i \rangle n_j + \langle b_j \rangle n_i) S \quad (2)$$

avec \vec{n} normale unitaire à la fissure et $\langle b \rangle$ discontinuité de déplacement moyennée sur la surface de la fissure. Suivant Kachanov (1993) [3], nous introduisons le tenseur symétrique d'ordre 2 ou tenseur de déformabilité, B_{ij} qui relie le vecteur discontinuité de déplacement $\langle b_i \rangle$ au vecteur traction \vec{t} appliqué sur les faces de la fissure

$$\langle b_i \rangle = B_{ip} t_p \quad (3)$$

Le tenseur B_{ip} est connu pour des fissures circulaires (et elliptiques) dans le cas 3D. Utilisant alors $t_p = \sigma_{pq}n_q$, on obtient : $\delta\epsilon_{ij} = \frac{1}{2V}(B_{ip}\sigma_{pq}n_qn_j + B_{jp}\sigma_{pq}n_qn_i)S$, ou encore

$$\delta S_{ijkl} = \frac{S}{4V}(B_{ik}n_l n_j + B_{il}n_k n_j + B_{jk}n_l n_i + B_{jl}n_k n_i) \quad (4)$$

Le tenseur de déformabilité peut être exprimé en termes d'une composante normale, B_N , et d'une composante de cisaillement, B_T , [10]. Pour des fissures planes circulaires de rayon c , avec E module d'Young et ν coefficient de Poisson, on a

$$B_{ij} = B_N n_i n_j + B_T (\delta_{ij} - n_i n_j) \quad (5)$$

avec

$$B_T = \frac{32(1-\nu^2)c}{3\pi E(2-\nu)} \quad (6)$$

et

$$\frac{B_N}{B_T} = \left(1 - \frac{\nu}{2}\right) \quad (7)$$

pour des fissures sèches, et

$$\frac{B_N}{B_T} = \left(1 - \frac{\nu}{2}\right) \frac{\delta}{1+\delta} \quad (8)$$

pour des fissures saturées.

Le paramètre δ caractérise le couplage entre contraintes et pression de fluide

$$\delta = \beta^{-1} \frac{E\zeta}{K_f} \quad (9)$$

avec K_f module d'incompressibilité du fluide, ζ facteur de forme de la fissure ($\zeta = \frac{w}{c}$ où w est l'ouverture de la fissure), et β est un facteur numérique tel que $\beta = \frac{16(1-\nu^2)}{3\pi}$. L'ordre de grandeur de δ est donné par le rapport entre 2 modules élastiques : $E\zeta$, et K_f . Le premier est en quelque sorte le module qui caractérise l'incompressibilité de la fissure et est égal au module d'Young de la matrice réduit d'un facteur du à l'aplatissement de la fissure : une fissure résiste mal en compression. Le second est le module du fluide : s'il est élevé, comme dans le cas d'un liquide, δ sera très faible alors que s'il est faible (cas d'un gaz), δ sera élevé. Dans ce dernier cas, l'équation 8 est identique à 7, comme on l'attend.

2.2 Perturbation due à une population de fissures

A ce stade, l'étape fondamentale suivante consiste à passer d'une fissure isolée à une population de fissures. Les résultats de Sayers et Kachanov (1995) [10] et Schubnel et al. (2003) [12] montrent que l'approximation simple d'ignorer les interactions est très satisfaisante, au delà de ce qui pourrait intuitivement être attendu. La raison en est que les interactions entre fissures se compensent très largement. Les effets d'amplification dus aux extrémités de fissure et des effets d'écrans dus aux champs de contrainte au dessus et en dessous des fissures se neutralisent si toutefois les centres des fissures sont répartis aléatoirement. La situation est alors celle d'un milieu effectif traité selon le schéma de Mori-Tanaka, c'est à dire d'un milieu contenant des fissures placées dans un champ effectif obtenu par une moyenne volumique. Dans ce cas le champ

effectif est le champ non perturbé, ce qui revient à dire que les interactions se compensent. Considérant une distribution aléatoires de N fissures circulaires (de rayon c) par unité de volume, on obtient

$$\delta S_{ijkl} = \pi N c^2 \left[\frac{B_T}{4} \langle (\delta_{ik} n_j n_l + \delta_{il} n_j n_k + \delta_{jk} n_i n_l + \delta_{jl} n_i n_k) \rangle + (B_N - B_T) \langle n_i n_j n_k n_l \rangle \right] \quad (10)$$

En définissant le paramètre h , proche en valeur de $E/5$, et tel que

$$h = \frac{3E(2 - \nu)}{32(1 - \nu^2)} \quad (11)$$

l'equation 10 devient

$$\delta S_{ijkl} = \frac{N c^3}{h} \left[\frac{1}{4} \langle (\delta_{ik} n_j n_l + \delta_{il} n_j n_k + \delta_{jk} n_i n_l + \delta_{jl} n_i n_k) \rangle + \left(\left(1 - \frac{\nu}{2}\right) \frac{\delta}{1 + \delta} - 1 \right) \langle n_i n_j n_k n_l \rangle \right] \quad (12)$$

Suivant Sayers and Kachanov (1995) [3] et Schubnel et al (2003) [12], nous définissons le tenseur $\alpha_{ij}^* = N c^3 \langle n_i n_j \rangle$ qui est le tenseur de densité de fissures, tel que $tr \alpha^* = \alpha_{kk}^* = N c^3$. Ce dernier terme est un parametre clé pour la connectivité des fissures [2]. Notons que le tenseur densité de fissures n'est pas introduit ici de façon ad hoc, mais résulte tout naturellement du modèle développé. Introduisons aussi un tenseur de rang 4 $\beta_{ijkl}^* = N c^3 \left(\frac{B_N}{B_T} - 1 \right) \langle n_i n_j n_k n_l \rangle$ soit $\beta_{ijkl}^* = N c^3 \left[\left(1 - \frac{\nu}{2}\right) \frac{\delta}{1 + \delta} - 1 \right] \langle n_i n_j n_k n_l \rangle$. Ces tenseurs représentent respectivement les moments du 2nd et 4ème ordre de la distribution des orientations des normales des fissures. Nous noterons

$$\alpha_{ij}^* = (tr \alpha^*) \langle n_i n_j \rangle \quad (13)$$

$$\beta_{ijkl}^* = \left[\left(1 - \frac{\nu}{2}\right) \frac{\delta}{1 + \delta} - 1 \right] (tr \alpha^*) \langle n_i n_j n_k n_l \rangle \quad (14)$$

L'expression des déformabilités additionnelles dues aux fissures est

$$\delta S_{ijkl} = \frac{1}{h} \left[\frac{1}{4} (\delta_{ik} \alpha_{jl}^* + \delta_{il} \alpha_{jk}^* + \delta_{jk} \alpha_{il}^* + \delta_{jl} \alpha_{ik}^*) + \beta_{ijkl}^* \right] \quad (15)$$

2.3 Détermination du tenseur de fissuration à partir des vitesses des ondes élastiques

Nous adoptons comme modèle d'anisotropie celui d'un milieu transversalement isotrope. En réalité, il est très difficile et probablement peu utile d'avoir recours à un modèle plus complexe. La symétrie transverse isotrope correspond à 5 constantes élastiques, alors qu'au delà, il est nécessaire d'utiliser 9 constantes élastiques (symétrie orthorhombique). Les définitions des 2 tenseurs α^* et β^* , ainsi que la relation $2\delta S_{1212} = (\delta S_{1111} - \delta S_{1122})$ imposée par le choix d'une symétrie isotrope transverse (Nye, 1979), conduit aux relations suivantes

$$\begin{aligned} \delta S_{1111} = \delta S_{2222} &= \frac{1}{h} (\alpha_{11}^* + \beta_{1111}^*) \\ \delta S_{3333} &= \frac{1}{h} (\alpha_{33}^* + \beta_{3333}^*) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\delta S_{1212} &= \frac{1}{h} \left(\frac{\alpha_{11}^*}{2} + \frac{\beta_{1111}^*}{3} \right) \\
\delta S_{2323} = \delta S_{3131} &= \frac{1}{h} \left(\frac{\alpha_{11}^* + \alpha_{33}^*}{4} + \beta_{1133}^* \right) \\
\delta S_{1122} &= \frac{1}{h} \left(\frac{\beta_{1111}^*}{3} \right) \\
\delta S_{2233} = \delta S_{3311} &= \frac{1}{h} \beta_{1133}^* \tag{16}
\end{aligned}$$

L'ensemble des équations 9, 11, 13, 14, 16, permet de calculer les constantes élastiques de la roche fissurée, et par suite les vitesses des ondes élastiques en fonction des 3 paramètres élastiques de la roche intacte et du fluide : ν , E , K_f , d'un paramètre microstructural ζ , et des 2 tenseurs α^* and β^* . Les 5 constantes élastiques de la symétrie isotrope transverse correspondent aux 5 composantes α_{11}^* , α_{33}^* , β_{1111}^* , β_{3333}^* , β_{1133}^* . Ces 5 derniers termes ne dépendent que de la distribution des orientations de fissures. Il est donc possible de quantifier l'anisotropie élastique si la distribution des orientations de fissures est connue. Inversement, il est possible d'extraire la distribution des orientations de fissures des mesures de vitesses des ondes élastiques. Enfin, la mise en évidence d'un milieu sec ou saturé est possible puisque dans le premier cas $K_f = 0$ et $\delta \rightarrow \infty$, alors que dans le second $K_f \gg 0$, et $\delta \approx 0$. Ces deux cas correspondent à 2 valeurs du tenseur β^*

$$\beta_{ijkl}^* = -\gamma \text{tr} \alpha^* \langle n_i n_j n_k n_l \rangle \quad \text{avec } \gamma = \frac{\nu}{2}, (\text{sec}), \text{ ou } \gamma = 1, (\text{saturé}) \tag{17}$$

Ce modèle peut être appliqué à des mesures expérimentales obtenues sur un granite saturé (Schubnel et al, 2003 [12]). Pour un milieu saturé, $\gamma = 1$, et les composantes de β^* ne sont pas négligeables, ce qu'elles seraient en milieu sec puisque le terme $\nu/2$ vaut environ 0,1, et que par conséquent toutes les composantes de β^* sont alors 10 fois moins élevées que dans le cas saturé. La figure 1 montre les résultats de Schubnel et al (2003) [12] dans le cas du granite d'Oshima.

3 Endommagement avec compaction : le cas du grès

Les résultats obtenus sur les grès depuis une dizaine d'années ont permis de mettre en évidence le comportement mécanique lors d'expériences de déformation avec ou sans déviateur des contraintes. La compaction isotrope, ou assistée par un déviateur apparaît au delà d'une pression seuil qui dépend du déviateur [16]. L'apparition de bandes de compaction a été interprétée comme une localisation par bifurcation selon le modèle de Rudnicki et Rice (1975)[9]. Plus récemment, l'étude de ces phénomènes en utilisant les méthodes présentées plus haut pour le cas simple des granites a conduit à mettre en évidence les 2 processus simultanés de dilatance (par fissuration) et de compaction (par effondrement des pores), le second étant d'ailleurs permis par le premier [1].

3.1 Comportement du grès sous contrainte isotrope

Les grès poreux présentent lors d'un essai de compression isotrope un comportement particulier. Un exemple est donné en figure 2a, qui présente l'évolution de la variation de volume en fonction de la pression de confinement. Pour un grès des Vosges (Bleurswiller, 25% de porosité), il est possible de distinguer deux domaines bien distincts : pour des pressions de confinement effectives inférieures à une certaine valeur notée P^* , la compaction de la roche est élastique. A partir d'une certaine pression, P^* , la variation de volume (compaction) est plus grande que

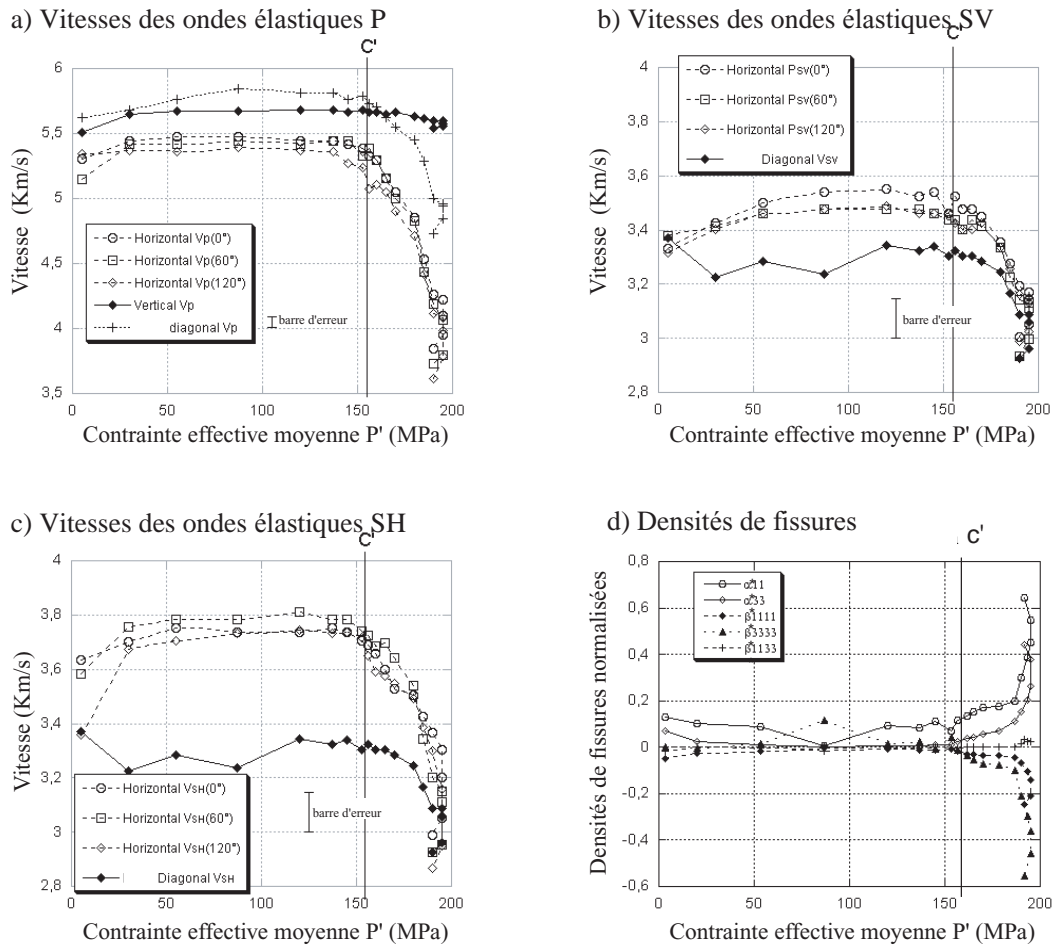


FIG. 1 – Déformation du granite d'Oshima sous 30 MPa de pression de confinement (essai saturé) (a), (b) et (c) évolution des vitesses élastiques P , S_V , et S_H en fonction de la contrainte moyenne effective, (d) évolution des composantes β_{ijkl}^* et α_{ij}^* en fonction de la contrainte moyenne effective

dans la zone élastique, ce qui signifie que la microstructure commence à évoluer pour réduire sa porosité. La pression P^* correspond donc à une pression de début d'effondrement de structure, elle est associée à une pression d'effondrement des pores et à une fracture des joints de grains et des grains eux-mêmes [6]. La valeur de P^* joue un rôle important dans la compaction des réservoirs, la valeur de cette pression dépend de la nature de la roche, et de la porosité : plus la porosité est importante, plus la valeur P^* diminue [17]. Le comportement des vitesses P et S pendant la compaction du grès sous chargement isotrope est donné en figure 2b et 2c. Les vitesses sont données en fonction de la contrainte moyenne effective. A partir des résultats, il est possible de subdiviser le domaine élastique de la roche (pression inférieure à P^*) en deux sous-domaines : pour des pressions inférieures à A_1 , les vitesses P et S augmentent, cela ne peut être interprété que comme une fermeture des fissures préexistantes. Pour des pressions comprises entre A_1 et P^* , les vitesses sont constantes, ce second domaine correspond donc à un régime intrinsèque de la roche où toutes les fissures préexistantes seraient fermées. Lorsque la pression

atteint la pression critique d'effondrement des pores, les vitesses chutent : ce comportement prouve que les vitesses élastiques sont plus sensibles à la fissuration des joints de grains et des grains qu'à la compaction de la roche. Si l'on continue à compresser la roche jusqu'à A_2 , on atteint un quatrième domaine où les vitesses re-augmentent : en effet à des pressions supérieures à A_2 , on peut imaginer que l'on commence à fermer ces nouvelles fissures créées à des pressions proches de la pression d'effondrement de la structure poreuse P^* . Cette expérience met bien en évidence la compétition entre l'effet de la compaction de la roche et de la création de fissures (dilatance) sur l'évolution des vitesses élastiques.

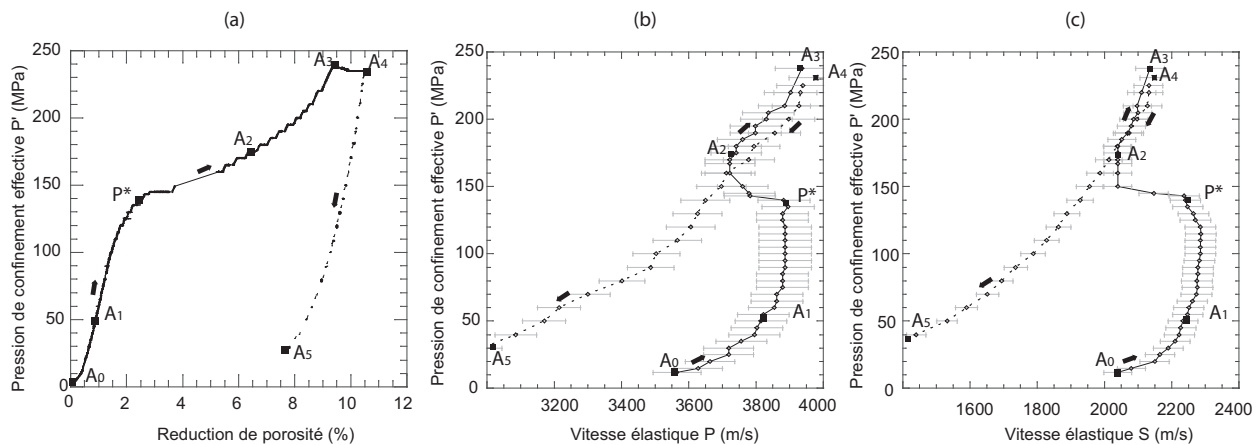


FIG. 2 – Essai de compression isotrope sur le grès de Bleurswiller (essai saturé, porosité initiale $\Phi = 25\%$) : (a) évolution de la variation de porosité en fonction de la pression de confinement effective, (b) et (c) évolution des vitesses élastiques P et S en fonction de la pression de confinement effective

3.2 Comportement du grès sous chargement triaxial

Pour des pressions de confinement inférieures à 30 MPa le comportement du grès étudié est fragile ; c'est à dire que si la roche se compacte dans un premier temps élastiquement, elle développe par la suite de la dilatance puis se fracture. Pour des pressions de confinement supérieures à 30 MPa , si la roche se compacte élastiquement dans un premier temps, lorsque l'état de contrainte atteint un seuil noté C^* , la roche ne développe pas de dilatance mais de la compaction associée à un effondrement de la structure poreuse et de la fracturation de grains (*shear enhanced compaction*). La figure 3 résume différents essais tri-axiaux menés à des pressions de confinement de 50, 70, 90, et 110 MPa : la figure 3a donne l'évolution de la porosité en fonction de la contrainte moyenne, la figure 3b et 3c donnent l'évolution des vitesses P et S en fonction de la contrainte moyenne. Comme pour l'essai de compression isotrope, on peut distinguer différents domaines. Lorsque la roche se compacte élastiquement, les vitesses P et S augmentent, ceci est dû à la fermeture des fissures préexistantes, puis les vitesses P et S atteignent une valeur constante, où toutes les fissures préexistantes se retrouvent fermées. Lorsque l'état de contrainte atteint la contrainte C^* la structure poreuse s'effondre et la roche se compacte de façon drastique (figure 3a). Pendant cette compaction, les vitesses, comme dans le cas de l'essai sous pression isotrope chutent, ce qui prouve que lors de ces chargements la création de fissures due à la fissuration des grains et des joints de grains est le mécanisme prépondérant, qui contrôle l'évolution des vitesses.

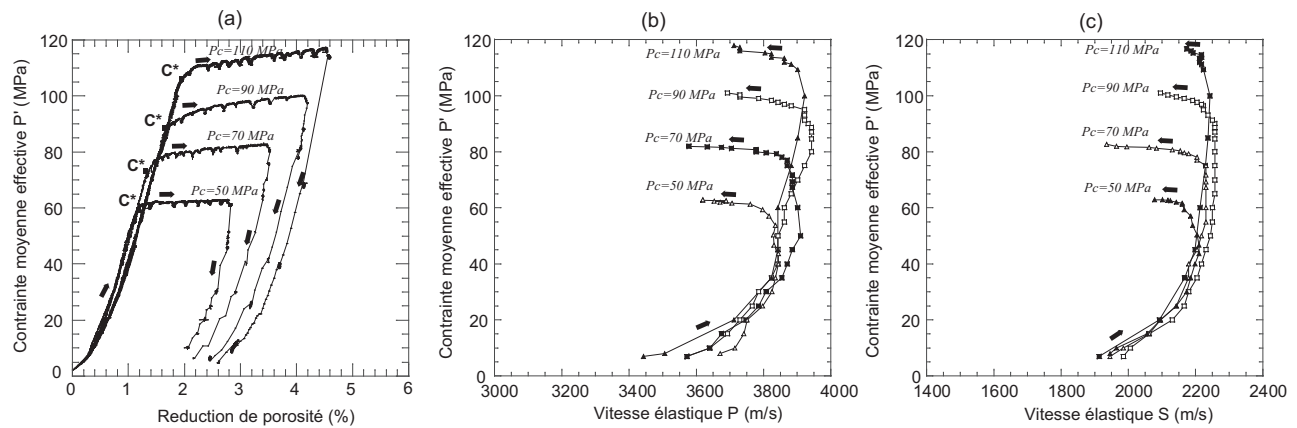


FIG. 3 – Essai tri-axiaux pour différentes pressions de confinement $P_c = 50, 70, 90$, et 110 MPa (essai saturé, grès de Bleurswiller, porosité initiale $\Phi = 25\%$) : (a) évolution de la variation de porosité en fonction de la contrainte moyenne effective, (b) et (c) évolution des vitesses élastiques P et S en fonction de la contrainte moyenne effective

La figure 4 est une série de photos d'échantillons du même grès déformés triaxialement à différentes pressions de confinement. Pour des pressions de confinement de 12 et 30 MPa les photos montrent que la déformation s'est localisée sous forme de bandes de cisaillement. Pour des pressions de confinement supérieures à 30 MPa, la déformation des échantillons est associée à un effondrement de la structure poreuse (figure 3). Cependant les photos 4 montrent que cette déformation n'est pas homogène, en effet on voit nettement sur ces photos des bandes plus ou moins parallèles entre elles, et perpendiculaires au chargement axial. De telles structures ont été observées au laboratoire [15], [4], mais aussi sur le terrain [7]. Des études microscopiques montrent qu'à l'intérieur des bandes la réduction de porosité peut être supérieure à 20% , alors qu'à l'extérieur des bandes la roche est intacte. Ces bandes vont donc être des barrières à l'écoulement des fluides, différentes études ([1], [14]) montrent que la perméabilité dans la bande est inférieure d'au moins un ordre de grandeur par rapport à la perméabilité de la roche encaissante. Notons que de telles structures sont également observées dans d'autres matériaux, comme les mousses d'aluminium ou les structures en "nids d'abeilles".

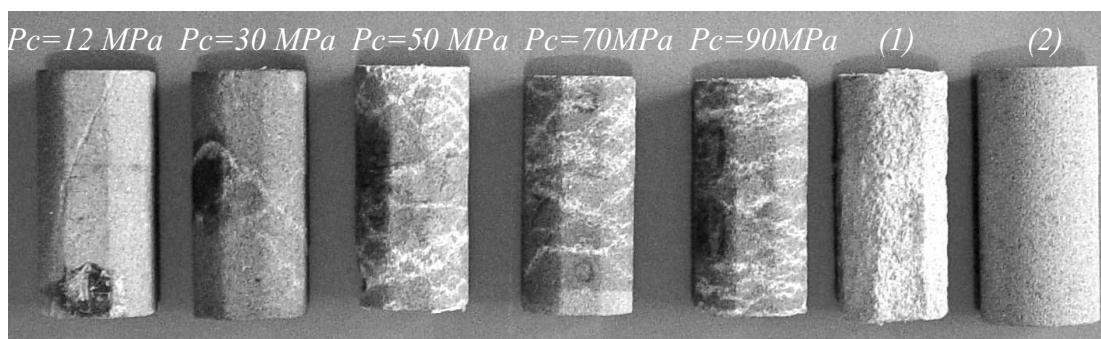


FIG. 4 – Photo des échantillons de grès de Bleurswiller, déformés triaxialement à différentes pressions de confinement (P_c). Le diamètre initial de l'échantillon (2) est de 40 mm et sa longueur initiale de 80 mm. (1) est une photo de l'échantillon déformé sous contrainte isotrope

Pour pouvoir extrapoler les observations de laboratoire aux simulations de bassins sédimentaires, il faut définir des lois de comportement. La figure 5 définit le domaine élastique de la roche. Pour des pressions de confinement faible, la déformation de la roche est caractérisée par de la dilatance puis par une fracturation, il a été montré par différents auteurs, qu'un tel comportement pouvait se modéliser par un modèle de Drucker-Prager. Pour des pressions de confinement plus élevées, lorsque l'on trace l'ensemble des contraintes critiques C^* définies précédemment, on montre que plus la pression de confinement est élevée, plus la contrainte déviatorique pour atteindre le seuil C^* est faible. Il est donc possible d'utiliser un modèle couramment employé en mécanique des sols : le modèle de Cap, qui décrit une ellipse dans un plan contrainte déviatorique en fonction de la contrainte moyenne effective. Il semble cependant, que pour le cas du grès étudié, une simple droite tend à mieux modéliser le domaine élastique pour des pressions de confinement élevées qu'une ellipse.

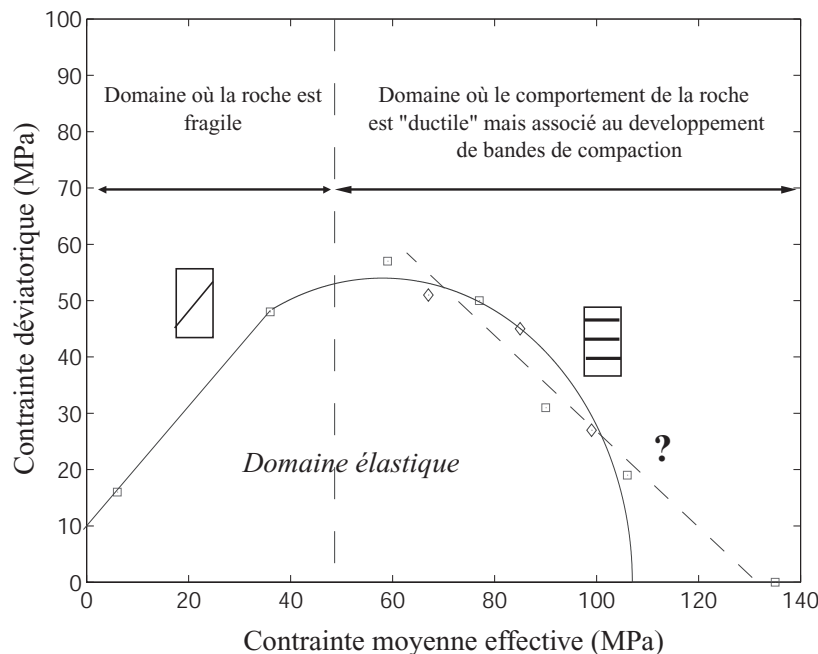


FIG. 5 – Domaine élastique de la roche : pour de faibles pressions de confinement l'enveloppe est modélisée par un critère de Drucker-Prager, pour des pressions de confinement plus élevées, l'enveloppe est modélisée par un modèle de Cap

3.3 Effets de la fissuration et de la compaction sur les vitesses des ondes élastiques

Le comportement des vitesses des ondes élastiques pendant la compaction du grès est complexe car il est affecté par deux mécanismes bien différents. Si l'on imagine que la roche se compacte, le nombre de contacts entre les grains augmente et la porosité diminue, par conséquent les vitesses devraient augmenter. Un tel comportement est observé lors d'essai tri-axiaux menés sur des échantillons idéaux constitués de billes de verre. Cependant lorsque la roche se compacte de façon homogène, dans le cas d'un essai hydrostatique, ou sous forme de bandes de compaction, dans le cas des essais tri-axiaux à pressions de confinement élevées, les études microstructurales montrent que la compaction s'accompagne d'un effondrement de la structure poreuse et d'une fissuration intense des grains. Les études expérimentales sur le granite ont montré que les

vitesses étaient très sensibles à la fissuration, et diminuaient lors de la création de fissures.

Dans le cas des grès poreux, les vitesses vont avoir tendance à augmenter sous l'effet de la compaction et à diminuer sous l'effet de la fissuration des grains. De la fissuration granulaire ou de la compaction, lequel de ces mécanismes va jouer un rôle prépondérant sur le comportement des vitesses ? Nos données expérimentales (figures 2 et 3) montrent que les vitesses diminuent lors de la compaction, ce qui montre que l'effet de la compaction est négligeable devant celui de la fissuration. Ces résultats expérimentaux sont concordant avec l'étude de la compaction du grès de Berea effectuée par Scott et al. [13].

Pour essayer de comprendre théoriquement les processus simultanés de dilatance (par fissuration) et de compaction (par effondrement des pores), on peut à nouveau se baser sur les travaux de Kachanov [3]. En l'absence de données suffisantes, on ne cherchera pas ici à utiliser un modèle anisotrope comme pour les granites. On gardera en première approximation un modèle isotrope et on écrit le module d'Young effectif E_{eff} sous la forme suivante :

$$\frac{E_o}{E_{eff}} = 1 + H.\Phi \quad (18)$$

où E_o est le module d'Young de la matrice solide, Φ la porosité, et H un paramètre positif qui dépend à la fois des propriétés de la matrice et du fluide, de la géométrie des inclusions et des interactions entre elles. Ce paramètre H a été calculé par différents auteurs pour différents types de géométrie et différentes propriétés de fluide ([3],[5], [8]). En gardant à l'esprit, que la porosité est composée d'une porosité de pores que l'on notera Φ et d'une porosité de fissures, avec ρ densité de fissures, si l'on suppose qu'il n'y a pas d'interactions entre ces deux porosités et que le module d'Young est une fonction bilinéaire de la densité de fissures et de la porosité de pores, l'équation 18 peut-être réécrite de la façon suivante :

$$\frac{E_o}{E_{eff}} = 1 + H.\Phi + l.\rho \quad (19)$$

où l est un paramètre qui dépend de la géométrie des fissures, des propriétés de la matrice solide et du fluide, et des interactions entre fissures. Dans une première approximation des paramètres H et l , il est possible de se placer dans le cas sec et dans le cas où les interactions entre pores et fissures sont négligées. Dans le cas d'une porosité de pores modélisée par des sphères, Kachanov [3] montre que le paramètre H vaut 3 si le milieu est sec. Dans le même article, Kachanov donne une estimation de l pour un milieu sec constitué de fissures elliptiques distribuées aléatoirement :

$$l = \frac{16(1 - \nu_o^2)}{9(1 - \nu_o/2)} \quad (20)$$

où, ν_o est le coefficient de Poisson de la matrice solide. Pour la plupart des minéraux, $0.1 < \nu < 0.3$, il est donc possible de donner une estimation du paramètre l ; $l = 2$. Ces premières approximations montrent que finalement les paramètres H et l sont du même ordre de grandeur. Il a été montré par différents auteurs ([10], [11]) que la densité de fissures dans une roche ρ peut atteindre des valeurs proches de l'unité lorsque la roche est proche de la fracture. Or dans le cas des bandes de compaction, les microstructures [1] montrent qu'à l'intérieur des bandes, les grains sont intensément fracturés, on peut donc supposer qu'au sein des ces bandes, la densité de fissure ρ est approximativement égale à l'unité. Les essais tri-axiaux (figure 3) ont systématiquement été arrêtés avant que la réduction de porosité Φ atteignent 4%, il en découle

que les variations de densité de fissures sont plus importantes que les variations de porosité de pore d'au moins un ordre de grandeur. On peut alors réécrire l'équation 18 de la façon suivante :

$$\left(\frac{E_o}{E_{eff}}\right)_{saturé} < \left(\frac{E_o}{E_{eff}}\right)_{sec} \approx 1 + 3\phi + 2\rho \quad (21)$$

Cette dernière équation permet d'expliquer que dans le cas d'une compétition entre une compaction de pores et une création de fissures, le module d'Young effectif de la roche est essentiellement contrôlé par la porosité de fissures.

4 Conclusion

Des expériences de laboratoire ont permis d'analyser quantitativement l'endommagement et la compaction de roches (granite et grès). L'interprétation micromécanique en termes de fissuration, effondrement des pores, et développement de bandes de compaction fournit un modèle cohérent pour ces comportements. Ceci permet d'examiner l'éventuelle apparition de ce type de réponse mécanique pour des roches in situ, dans des conditions diverses. De plus les conséquences potentielles sont d'un grand intérêt : monitoring de la fissuration avant la rupture par mesures des vitesses des ondes élastiques, ou encore développement de barrières de perméabilité dans le cas de bandes de compaction.

Références

- [1] J. Fortin, A. Schubnel, and Y. Guéguen. Elastic wave velocities and permeability evolution during compaction of bleurswiller sandstone. *Rock Mech. Min. Sci. & Geomech.*, in press, 2005.
- [2] Y. Guéguen and J. Dienes. Transport properties of rocks from statistics and percolation. *Mathematical Geology*, 21 :1–13, 1989.
- [3] M. Kachanov. Elastic solids with many cracks and related problems. *Adv. Appl. Mech.*, 30 :259–445, 1993.
- [4] E. Klein, P. Baud, T. Reuschlé, and T.-F. Wong. Mechanical behaviour and failure mode of Bentheim sandstone under triaxial compression. *Phys. Chem. Earth*, 26 :21–25, 2001.
- [5] G. Mavko, T. Mukerji, and J. Dvorkin. *The Rock Physics Handbook*. Cambridge University press, 1998.
- [6] B. Menendez, W. Zhu, and T.-F. Wong. Micromechanics of brittle faulting and cataclastic flow in berea sandstone. *J. Struct. Geol.*, 18 :1–16, 1996.
- [7] P. Mollema and M. Antonellini. Compaction bands : a structural analog for anti-mode I cracks in aeolian sandstone. *Tectonophysics*, 267 :209–228, 1996.
- [8] T. Mukerji and G. Mavko. Pore fluid effects on seismic velocity in anisotropic rock. *Geophysics*, 59 :233–244, 1998.
- [9] J.W. Rudnicki and J.R. Rice. Conditions for the localization of deformation in pressure-sensitive dilatant materials. *J. Mech. Phys. Solids*, 23 :371–394, 1975.

- [10] C.M. Sayers and M. Kachanov. Microcrack induced elastic wave anisotropy of brittle rocks. *J. Geophys. Res.*, 100 :4149–4156, 1995.
- [11] A. Schubnel and Y. Guéguen. Dispersion and anisotropy of elastic waves in cracked rocks. *J. Geophys. Res.*, 108, 2003.
- [12] A. Schubnel, O. Nishizawa, K. Masuda, X.J. Lei, Z. Xue, and Y. Guéguen. Velocity measurements and crack density determination during wet triaxial experiments on oshima and toki granites. *Pure and applied Geophysics*, 160 :869–888, 2003.
- [13] T.E. Scott, Q. Ma, and J.-C. Roegiers. Acoustic velocity changes during shear enhanced compaction of sandstone. *Rock Mech. Min. Sci. & Geomech.*, 30 :763–769, 1993.
- [14] V. Vajdova, P. Baud, and T.-F. Wong. Permeability evolution during localized deformation in bentheim sandstone, submitted. *J. Geophys. Res.*, 2004.
- [15] T.-F. Wong, P. Baud, and E. Klein. Localized failure modes in a compactant porous rock. *J. Geophys. Res.*, 28 :2521–2524, 2001.
- [16] T.-F. Wong, C. David, and W. Zhu. The transition from brittle faulting to cataclastic flow in porous sandstone : Mechanical deformation. *J. Geophys. Res.*, 102 :3009–3025, 1997.
- [17] J. Zhang, T.-F. Wong, and D.M. Davis. Micromechanics of pressure induced grain crushing in porous rock. *J. Geophys. Res.*, 95 :341–352, 1990.