



# Approche micromécanique du couplage perméabilité–endommagement

Luc Dormieux<sup>a</sup>, Djimedo Kondo<sup>b</sup>

<sup>a</sup> *LMSGC, UMR 113, CNRS/ENPC/LCPC, 77455 Marne-la-Vallée, France*

<sup>b</sup> *LML, UMR 8107, CNRS/USTL, 59650 Villeneuve d'Ascq, France*

Reçu le 23 octobre 2003 ; accepté le 17 novembre 2003

Présenté par Évariste Sanchez-Palencia

---

## Résumé

On montre qu'un schéma d'homogénéisation autocohérent permet de mettre en évidence l'existence d'un seuil d'endommagement au-delà duquel la perméabilité d'un milieu poreux fissuré est susceptible de changer d'ordre de grandeur, en particulier pour les faibles valeurs de la perméabilité de la matrice poreuse non fissurée. La modification de la géométrie des fissures induite par le chargement mécanique se traduit par une évolution de la perméabilité. On présente un modèle micromécanique dans le cadre duquel on démontre que l'évolution de l'ouverture et la propagation de fissures saturées par un fluide sous pression sont contrôlées par la contrainte effective de Terzaghi. *Pour citer cet article : L. Dormieux, D. Kondo, C. R. Mecanique 332 (2004).* © 2003 Académie des sciences. Publié par Elsevier SAS. Tous droits réservés.

## Abstract

**Micromechanical approach to the coupling between permeability and damage.** A self-consistent scheme is used in order to determine the permeability of a cracked porous medium. For weak values of the permeability of the uncracked porous matrix, it is found that the order of magnitude of the permeability increases beyond a critical threshold of the crack density parameter. In the framework of a micromechanical model, it is shown that both the evolution of crack opening and the crack propagation are controlled by Terzaghi's effective stress which therefore captures the coupling between permeability and mechanical loading. *To cite this article: L. Dormieux, D. Kondo, C. R. Mecanique 332 (2004).*

© 2003 Académie des sciences. Publié par Elsevier SAS. Tous droits réservés.

*Mots-clés :* Endommagement ; Perméabilité ; Micromécanique ; Fissures

*Keywords:* Damage; Permeability; Micromechanics; Cracks

---

## 1. Principe de l'approche micromécanique de la perméabilité

Des simulations numériques ainsi que des données expérimentales démontrent que l'existence d'une fissuration dans un milieu poreux est susceptible de modifier l'ordre de grandeur de la perméabilité [1]. Dans cette Note,

---

Adresses e-mail : [dormieux@lmsgc.enpc.fr](mailto:dormieux@lmsgc.enpc.fr) (L. Dormieux), [kondo@univ-lille1.fr](mailto:kondo@univ-lille1.fr) (D. Kondo).

on évalue l'impact de la fissuration sur la perméabilité par une technique d'homogénéisation ainsi que l'influence d'un chargement mécanique sur la perméabilité. Il s'agit tout particulièrement de rendre compte de l'existence d'un seuil d'endommagement critique, observé expérimentalement, à partir duquel la perméabilité macroscopique change d'ordre de grandeur.

Depuis les travaux de Ene et Sanchez-Palencia [2] et Auriault [3] dans le cadre de l'homogénéisation périodique, on sait que le concept de perméabilité exprime à l'échelle macroscopique la physique de l'écoulement d'un fluide visqueux newtonien à l'échelle des pores. Il désigne le tenseur du second ordre permettant de calculer le vecteur filtration macroscopique  $\underline{Q}$  en fonction du gradient de pression macroscopique  $\underline{\nabla}P$  (loi de Darcy) :

$$\underline{Q} = -\frac{\underline{K}}{\mu} \cdot \underline{\nabla}P \quad (1)$$

où  $\mu$  désigne la viscosité du fluide saturant. Homogène au carré d'une longueur,  $\underline{K}$  est entièrement déterminé par la morphologie de l'espace poreux.

Cependant, sur le plan quantitatif, la prise en compte dans le cadre périodique d'un espace poreux comportant un système aléatoire de fissures saturées se heurte à de sérieuses difficultés. On s'inspire dans la suite de la schématisation de l'écoulement dans les joints rocheux classiquement utilisée en hydraulique des roches [4]. Elle consiste à considérer une fissure comme un système de deux plans parallèles distants de  $2c$ , et à approcher la composante de l'écoulement réel parallèle à la fissure par un écoulement de Poiseuille. Pour ce dernier, il existe une relation linéaire entre le débit et le gradient de pression. On en déduit qu'il est possible de définir un milieu poreux fictif, de perméabilité  $\underline{k}_f$ , équivalent à la fissure réelle du point de vue de la loi entre débit et gradient de pression. En notant  $\underline{n}$  la normale unitaire au plan de la fissure et  $\underline{1}$  le tenseur identité du second ordre, il vient :

$$\underline{k}_f = \frac{c^2}{3} \underline{1} + \left( k_f^n - \frac{c^2}{3} \right) \underline{n} \otimes \underline{n} \quad (2)$$

On montre que le choix de la perméabilité normale  $k_f^n$  de la fissure est sans importance pourvu qu'elle soit non nulle. Dans la pratique, on pourra choisir  $k_f^n = k_p$ , où  $k_p$  désigne la perméabilité (isotrope) de la matrice poreuse non fissurée, repérée dans la suite par l'indice  $p$ . Qualitativement, il est clair que l'impact de la fissure sur la perméabilité macroscopique  $\underline{K}$  est dû au fait qu'elle constitue un chemin de drainage préférentiel dans le plan de la fissure (si  $c^2 \gg k_p$ ). En revanche, son influence sur un écoulement dans la direction de  $\underline{n}$  est négligeable.

Sur le plan physique, la substitution du domaine fluide dans la fissure réelle par un milieu poreux fictif de perméabilité  $\underline{k}_f$  est licite car elle préserve la relation locale entre débit et gradient de pression. En outre, sur le plan mathématique, cette substitution apporte une grande simplification. Elle permet de remplacer l'homogénéisation de l'écoulement de Stokes dans le volume élémentaire, ce qui constitue une tâche difficile, par l'homogénéisation d'un milieu darcéen hétérogène de perméabilité  $\underline{k}(\underline{z})$ , avec  $\underline{k}(\underline{z}) = k_p \underline{1}$  dans la phase non fissurée, et  $\underline{k}(\underline{z}) = \underline{k}_f^j$  dans la fissure  $\mathcal{F}^j$ . L'écoulement est désormais défini par le champ de vitesses de filtration  $\underline{q}(\underline{z})$  défini sur la totalité du volume élémentaire, à la différence de l'écoulement réel. Il en est de même du champ de pression  $p(\underline{z})$ . En adoptant des conditions aux limites uniformes en gradient de pression, le problème posé sur le volume élémentaire  $\Omega$  s'écrit :

$$\operatorname{div} \underline{q} = 0 \quad (\Omega) \quad (a), \quad \underline{q} = -\underline{k}(\underline{z}) \cdot \underline{\operatorname{grad}} p \quad (\Omega) \quad (b), \quad p = \underline{\nabla}P \cdot \underline{z} \quad (\partial\Omega) \quad (c) \quad (3)$$

On exprime classiquement la linéarité de la solution  $(p, \underline{q})$  de (3) en fonction de  $\underline{\nabla}P$  à l'aide du concept de tenseur de localisation  $\underline{A}(\underline{z})$  qui permet de calculer le gradient de pression local en fonction du gradient de pression macroscopique :

$$\underline{\operatorname{grad}} p(\underline{z}) = \underline{A}(\underline{z}) \cdot \underline{\nabla}P \quad (4)$$

On note  $\langle a \rangle$  la moyenne de la grandeur  $a$  sur  $\Omega$  et  $\langle a \rangle_\alpha$  la moyenne de  $a$  sur la phase  $\alpha$  du volume élémentaire. On définit à présent le vecteur filtration macroscopique  $\underline{Q}$  comme la moyenne  $\langle q \rangle$  du champ  $q$ . En combinant (3b) et (4) avec (1), on obtient alors une interprétation micromécanique du tenseur de perméabilité macroscopique :

$$\underline{K} = \langle \underline{k} \cdot \underline{A} \rangle = f_p k_p \underline{1} \cdot \langle \underline{A} \rangle_p + \sum_j f_j k_f^j \cdot \langle \underline{A} \rangle_j \quad (5)$$

où  $f_p$  (resp.  $f_j$ ) désigne la fraction volumique dans  $\Omega$  de la phase poreuse non fissurée (resp. de la fissure n°  $j$ ) et  $\langle \cdot \rangle_\alpha$  la moyenne sur la phase  $\alpha$ .

Les divers schémas d'homogénéisation s'efforcent d'estimer les moyennes par phases du tenseur  $\underline{A}$  en fonction de la morphologie des hétérogénéités. Dans un modèle de composite à matrice et phases inclusionnaires, chaque fissure est entièrement entourée par la phase poreuse non fissurée, de sorte que la connexion hydraulique entre deux fissures est toujours indirecte. On montre alors que la fissuration est susceptible d'accroître la perméabilité macroscopique mais ne permet pas d'expliquer une augmentation de plusieurs ordres de grandeur [5]. A l'inverse, une connexion hydraulique directe entre les fissures est possible dans une morphologie désordonnée. Cherchant précisément à expliquer la croissance brutale de la perméabilité à partir d'un certain seuil d'endommagement par l'apparition d'un réseau connexe de fissures, il est naturel de s'orienter vers l'estimation de la perméabilité donnée par le schéma autocohérent, dédié classiquement à la morphologie désordonnée.

Afin d'utiliser les estimations analytiques basées sur la solution du problème d'Eshelby, on adopte à partir de maintenant une schématisation ellipsoïdale de l'inclusion de milieu poreux fictif équivalente à une fissure donnée. On confère à l'ellipsoïde l'orientation de la fissure, une symétrie de révolution autour de la normale au plan de fissure et les dimensions caractéristiques de la fissure (demi-ouverture  $c$  et rayon  $a$ ). Le rapport d'aspect  $X = c/a$  satisfait  $X \ll 1$ . L'estimation autocohérente  $\underline{k}^{AC}$  de la perméabilité macroscopique est alors donnée de façon implicite par :

$$\underline{k}^{AC} = \langle \underline{k} \cdot (\underline{1} + \underline{P}^{AC} \cdot (\underline{k} - \underline{k}^{AC}))^{-1} \rangle \cdot \langle (\underline{1} + \underline{P}^{AC} \cdot (\underline{k} - \underline{k}^{AC}))^{-1} \rangle^{-1} \quad (6)$$

Le tenseur  $\underline{P}^{AC}(\underline{z})$  dans (6) est relié au tenseur d'Eshelby  $\underline{S}^{AC}(\underline{z})$  par  $\underline{P}^{AC} = \underline{S}^{AC} \cdot \underline{k}^{AC-1}$  avec :

$$\begin{cases} z \in \mathcal{F}^j & \underline{S}^{AC} = \frac{1}{4}\pi X \underline{1} + (1 - \frac{3}{4}\pi X) \underline{n}^j \otimes \underline{n}^j \\ z \in \Omega^s & \underline{S}^{AC} = \frac{1}{3} \underline{1} \end{cases} \quad (7)$$

où l'expression de  $\underline{S}^{AC}$  dans  $\mathcal{F}^j$  est un développement limité au premier ordre en  $X$ . On note que l'information sur l'orientation des chemins d'écoulement préférentiels est prise en compte dans (6) par le biais de la dépendance en  $\underline{n}^j$  du tenseur  $\underline{S}^{AC}$ . Il en résulte a priori une anisotropie du tenseur  $\underline{k}^{AC}$ .

## 2. Résultats du schéma autocohérent

On applique (6) dans l'hypothèse d'une distribution isotrope des orientations de fissures. Le tenseur  $\underline{k}^{AC}$  est donc isotrope ( $\underline{k}^{AC} = k^{AC} \underline{1}$ ). On suppose pour simplifier que l'ouverture des fissures est uniforme. On note  $N$  la densité de fissures, c'est-à-dire le nombre de fissures par unité de volume. On pose  $k_f = c^2/3$  et l'on normalise la perméabilité macroscopique  $k^{AC}$  par  $k_f$ . Comme l'indique une analyse dimensionnelle, le rapport  $k^{AC}/k_f$  issu de (6), (7) est fonction d'une part du rapport  $k_p/k_f$  et d'autre part de deux caractéristiques géométriques : le paramètre  $\varepsilon = Na^3$  et le rapport d'aspect  $X = c/a$ . On s'intéresse ici à la situation où la matrice poreuse est très peu perméable au regard des fissures. A  $X$  fixé, la figure présente les variations de  $k^{AC}/k_f$  en fonction de  $\varepsilon$  pour 4 valeurs différentes du rapport  $k_p/k_f$ .

Dans tous les cas, on vérifie que la perméabilité macroscopique  $k^{AC}$  est une fonction croissante du degré de fissuration, mesuré par  $\varepsilon$ . Dans le cas limite  $k_p = 0$ ,  $k^{AC}$  reste nulle jusqu'à une valeur critique  $\varepsilon^* = 9/16$ .

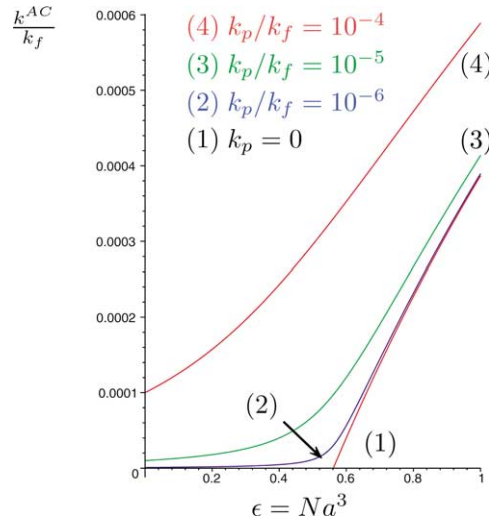


Fig. 1. Estimation autocohérente de la perméabilité macroscopique.

Au-delà de ce seuil, l'existence d'une perméabilité macroscopique (courbe (1)) s'interprète comme le résultat de l'apparition d'un réseau connexe de fissures. Le schéma autocohérent rend donc compte de la notion de seuil de percolation. Pour les valeurs non nulles de  $k_p$ , l'ordre de grandeur des variations de  $k^{AC}$  en fonction de  $\varepsilon$  est fortement dépendant du rapport  $k_p/k_f$ . Pour les valeurs les plus élevées de celui-ci, la variation de  $k^{AC}$  est significative mais sans changement d'ordre de grandeur (courbe (4)). Comme on pouvait s'y attendre, c'est pour les plus faibles valeurs de  $k_p/k_f$  que le couplage perméabilité-fissuration est le plus marqué. En effet, le passage par le seuil de percolation  $\varepsilon^*$  correspond alors à un accroissement de  $k^{AC}$  d'un ou plusieurs ordres de grandeur, selon la valeur de  $k_p/k_f$  (courbes (2) et (3)).

Un modèle de couplage perméabilité-fissuration pertinent pour les faibles valeurs de  $k_p/k_f$  consiste donc à négliger les variations de  $k^{AC}$  jusqu'à  $\varepsilon = \varepsilon^*$ , puis à approcher  $k^{AC}$  par l'estimation correspondant à  $k_p = 0$ . L'avantage de ce modèle réside dans l'existence d'une expression analytique simple pour la branche  $\varepsilon > \varepsilon^*$  :

$$k_p = 0 \Rightarrow k^{AC} = 3\pi k_f X \frac{16\varepsilon - 9}{64\varepsilon + 108} \quad (8)$$

Cette expression indique que  $k^{AC} = \mathcal{O}(a^2 X^3)$ . Ce résultat démontre la validité de la dépendance de la perméabilité macroscopique en fonction du cube du rapport d'aspect. Il révèle en outre les deux origines du couplage entre la perméabilité et le chargement mécanique. D'une part, ce dernier affecte l'ouverture des fissures et donc leur rapport d'aspect  $X$ . D'autre part, il est susceptible d'induire une propagation des fissures, c'est-à-dire une variation de  $a$ . La suite présente une modélisation micromécanique de ces deux effets.

### 3. Modélisation micromécanique du couplage

Dans l'esprit du modèle simplifié qui précède, on s'intéresse ici à la situation où l'espace poreux du volume élémentaire est constitué par les fissures soumises à la pression  $p$ . La démarche peut être étendue sans difficulté en présence de pores.

### 3.1. Évolution de l'ouverture des fissures

On s'intéresse à l'évolution du rapport d'aspect d'une fissure, en l'absence de propagation, sous l'action d'un taux de contrainte macroscopique  $\underline{\underline{\dot{\Sigma}}}$  (resp. d'un taux de déformation macroscopique  $\underline{\underline{\dot{E}}}$ ) et d'un taux de pression  $\dot{p}$  dans la fissure. On néglige classiquement les variations du rayon  $a$  devant celles de l'ouverture, de sorte que  $\dot{X}/X = \dot{c}/c$ .

Il est possible de décomposer le chargement défini par  $(\underline{\underline{\dot{\Sigma}}}, \dot{p})$  comme la somme de deux chargements : d'une part un taux de contrainte macroscopique  $\underline{\underline{\dot{\Sigma}}} + \dot{p}\underline{\underline{1}}$  et un taux de pression nul (chargement  $\mathcal{C}_1$ ), d'autre part un taux de contrainte macroscopique  $-\dot{p}\underline{\underline{1}}$  et un taux de pression  $\dot{p}$  (chargement  $\mathcal{C}_2$ ). La solution locale du chargement  $\mathcal{C}_2$  est un taux de contrainte  $\underline{\underline{\dot{\sigma}}} = -\dot{p}\underline{\underline{1}}$  et un taux de déformation  $\underline{\underline{\dot{d}}} = -\dot{p}\mathbb{C}^s{}^{-1} : \underline{\underline{1}}$  uniformes dans toute la phase solide, où  $\mathbb{C}^s$  désigne le tenseur d'élasticité de celle-ci. Il en résulte que la contribution de  $\mathcal{C}_2$  à la variation du rapport d'aspect est négligeable devant celle induite par  $\mathcal{C}_1$  (elle est nulle dans le cas où  $\mathbb{C}^s$  est un tenseur isotrope). On est donc ramené à un problème « sec », à savoir la prévision des variations du rapport d'aspect induites par  $\mathcal{C}_1$ . Ceci revient à estimer la moyenne du tenseur de localisation de la déformation dans une fissure. Comme dans la Section 1, on modélise la fissure comme un ellipsoïde aplati. En raisonnant comme dans [6] à partir de la solution d'Eshelby, il vient alors :

$$\underline{\underline{\dot{d}}} = (\mathbb{I} - \mathbb{S}(X))^{-1} : \mathbb{C}^s{}^{-1} : (\underline{\underline{\dot{\Sigma}}} + \dot{p}\underline{\underline{1}}); \quad \frac{\dot{X}}{X} = \underline{\underline{n}} \cdot \underline{\underline{\dot{d}}} \cdot \underline{\underline{n}} \quad (9)$$

où  $\underline{\underline{\dot{d}}}$  est le taux de déformation dans la fissure et  $\mathbb{S}$  est le tenseur d'Eshelby qui s'y rapporte. A la différence de (7), ce dernier est défini dans un cadre mécanique. On note que la dépendance en  $X$  de  $\mathbb{S}$  est responsable de la non linéarité des équations ci-dessus. Néanmoins, il est licite [7] de remplacer  $X(\mathbb{I} - \mathbb{S})^{-1}$  par sa limite  $\mathbb{T}$  quand  $X \rightarrow 0$  dans le domaine  $X \ll 1$ . Cette remarque conduit à une relation affine entre le rapport d'aspect et la contrainte « effective »  $\underline{\underline{\Sigma'}} = \underline{\underline{\Sigma}} + p\underline{\underline{1}}$  :

$$X = X_0 + \underline{\underline{n}} \cdot \mathbb{T} : \mathbb{C}^s{}^{-1} : (\underline{\underline{\Sigma}} + p\underline{\underline{1}}) \cdot \underline{\underline{n}}; \quad \mathbb{T} = \lim_{X \rightarrow 0} X(\mathbb{I} - \mathbb{S})^{-1} \quad (10)$$

où  $X_0$  désigne la valeur initiale du rapport d'aspect. A travers  $X$ , la perméabilité macroscopique est donc fonction de  $\underline{\underline{\Sigma'}}$ .

### 3.2. Approche micromécanique de la propagation

Le modèle d'endommagement proposé ci-après se situe à l'intersection d'un argument thermodynamique classique [8] et d'un raisonnement micromécanique. Il généralise au cas de fissures sous pression le modèle antérieur proposé par [9]. Pour simplifier l'exposé, on se limite ici à une distribution de fissures et à des sollicitations isotropes ( $\underline{\underline{E}} = E\underline{\underline{1}}$ ,  $\underline{\underline{\Sigma}} = \Sigma\underline{\underline{1}}$ ). En conséquence, le paramètre  $\varepsilon = Na^3$  est suffisant pour caractériser l'état d'endommagement du volume élémentaire. La phase solide est également supposée isotrope.

On désigne par  $\Psi \, d\Omega_0$  l'énergie libre de la phase solide contenue dans le volume élémentaire, de volume initial  $d\Omega_0$ . On pose  $\phi = d\Omega_f/d\Omega_0$  où  $d\Omega_f$  désigne le volume des fissures dans la configuration actuelle du volume élémentaire.  $\phi_0$  correspond à la porosité initiale des fissures. On introduit également l'énergie potentielle de la phase solide, définie par  $\Psi^* = \Psi - p(\phi - \phi_0)$ . On montre (voir par exemple [10]) que  $\Psi^*$  est une forme quadratique des paramètres de chargement  $E$  et  $p$  :

$$\Psi^* = \frac{9}{2} K^{\text{hom}}(\varepsilon) E^2 - \frac{p^2}{2M(\varepsilon)} - 3b(\varepsilon) pE \quad (11)$$

où  $K^{\text{hom}}$ ,  $b$  et  $M$  désignent le module de compression macroscopique drainé, le coefficient de Biot et le module de Biot qui dépendent du paramètre d'endommagement  $\varepsilon$ .

La puissance mécanique fournie à la phase solide est  $(\underline{\underline{\Sigma}} : \underline{\underline{\dot{E}}} + p\dot{\phi}) \, d\Omega_0$ , de sorte que la densité volumique de dissipation intrinsèque s'écrit

$$\mathcal{D} = \underline{\underline{\Sigma}} : \underline{\underline{\dot{E}}} + p\dot{\phi} - \dot{\Psi} = \left( \underline{\underline{\Sigma}} - \frac{\partial \Psi^*}{\partial \underline{\underline{E}}} \right) : \underline{\underline{\dot{E}}} - \left( \phi - \phi_0 + \frac{\partial \Psi^*}{\partial p} \right) \dot{p} - \frac{\partial \Psi^*}{\partial \varepsilon} \dot{\varepsilon} \quad (12)$$

En raison des équations d'état, l'expression générale de la dissipation se réduit au terme  $-\dot{\varepsilon} \partial \Psi^* / \partial \varepsilon$ . Il est alors naturel d'écrire le critère de propagation sur la force thermodynamique responsable de la propagation. La forme la plus simple est la suivante :

$$\mathcal{F} = -\frac{\partial \Psi^*}{\partial \varepsilon}(E, p, \varepsilon) = -\frac{9}{2} E^2 \frac{\partial}{\partial \varepsilon}(K^{\text{hom}}) + \frac{p^2}{2} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left( \frac{1}{M} \right) + 3pE \frac{\partial}{\partial \varepsilon}(b) \leq \mathcal{F}_0 \quad (13)$$

où  $\mathcal{F}_0$  caractérise le seuil de propagation des fissures. L'apport de la micromécanique réside dans le fait qu'elle permet d'estimer les dérivées des coefficients poroélastiques figurant dans (13). A cet effet, on utilise l'estimation de  $K^{\text{hom}}$  fournie par le schéma de Mori–Tanaka ainsi que les relations classiques entre  $K^{\text{hom}}$ ,  $b$  et  $M$  [11] :

$$\frac{K^s}{K^{\text{hom}}} = 1 + \varepsilon \frac{16}{9} \frac{1 - \nu^2}{1 - 2\nu}; \quad b = 1 - \frac{K^{\text{hom}}}{K^s}; \quad \frac{1}{M} = \frac{b - \phi_0}{K^s} \quad (14)$$

En reportant (14) dans (13), le critère de propagation prend la forme suivante :

$$\mathcal{F} = \left( E + \frac{p}{3K^s} \right)^2 \mathcal{G}(\varepsilon) \leq \mathcal{F}_0 \quad \text{avec} \quad \mathcal{G}(\varepsilon) = 648 \frac{(1 - \nu^2)(1 - 2\nu)}{(16\varepsilon(1 - \nu^2) + 9(1 - 2\nu))^2} \quad (15)$$

Lorsque le critère est atteint, (15) indique que l'évolution de  $\varepsilon$  est contrôlée par la déformation effective  $E' = E + p/3K^s$ . Remarquant que  $\partial \mathcal{F} / \partial \varepsilon(E, p, \varepsilon) < 0$ , on note que la propagation de fissures dans un chargement piloté par les paramètres  $E$  et  $p$  est stable. Pour finir, il est intéressant de transcrire la condition (15) en contraintes, à l'aide de l'équation d'état macroscopique :

$$\frac{8}{9K^s} \frac{1 - \nu^2}{1 - 2\nu} (\Sigma + p)^2 \leq \mathcal{F}_0 \quad (16)$$

Ainsi, dans le cadre du schéma d'homogénéisation utilisé, la propagation de fissures est initiée pour une valeur critique de la contrainte effective  $\Sigma' = \Sigma + p$  qui reste constante au cours de la propagation. En conclusion,  $E'$  et  $\Sigma'$  apparaissent comme les déformation et contrainte macroscopiques effectives pertinentes pour décrire l'influence du chargement mécanique sur la perméabilité.

## Références

- [1] A. Pouya, A. Courtois, Définition de la perméabilité équivalente des massifs fracturés par des méthodes d'homogénéisation, C. R. Geoscience 334 (2002) 975–979.
- [2] H. Ene, E. Sanchez-Palencia, Équations et phénomènes de surface pour l'écoulement dans un modèle de milieu poreux, J. Mécanique 14 (1) (1975) 73–108.
- [3] J.-L. Auriault, Comportement des milieux poreux saturés, in: Manuel de Rhéologie des Géomatériaux, Presses de l'ENPC, 1987.
- [4] Y. Guéguen, V. Palciauskas, Introduction to Physics of Rocks, Princeton Univ. Press, 1994.
- [5] L. Dormieux, E. Lemarchand, An homogenization approach of advection and diffusion in cracked porous material, J. Engrg. Mech. 127 (12) (2001) 1267–1274.
- [6] V. Deudé, L. Dormieux, D. Kondo, S. Maghous, Micromechanical approach to nonlinear poroelasticity: application to cracked rocks, J. Engrg. Mech. 128 (8) (2002) 848–855.
- [7] S. Nemat-Nasser, M. Hori, Micromechanics: Overall Properties of Heterogeneous Materials, in: North-Holland Ser. Appl. Math. Mech., 1993.
- [8] J.R. Rice, Inelastic constitutive relations for solids: an internal variable theory and its application to metal plasticity, J. Mech. Phys. Solids 19 (1971) 433–455.
- [9] V. Pensée, D. Kondo, L. Dormieux, Micromechanical analysis of anisotropic damage in brittle materials, J. Engrg. Mech. 128 (8) (2002) 889–897.
- [10] L. Dormieux, A. Molinari, D. Kondo, Micromechanical approach to the behavior of poroelastic materials, J. Mech. Phys. Solids 50 (2002) 2203–2231.
- [11] J.-L. Auriault, É. Sanchez-Palencia, Étude du comportement macroscopique d'un milieu poreux saturé déformable, J. Mécanique 16 (4) (1977) 575–603.