
COMPORTEMENT (DISCONTINUITES)

DES FRACTURES

Sommaire

CHAPITRE 1. COMPORTEMENT DES FRACTURES (DISCONTINUITES).....	3
1.1 Modèles de comportement mécanique des discontinuités.....	4
1.1.1 Modèles de comportement sous chargement normal	4
1.1.2 Modèles de comportement sous chargement de cisaillement	5
1.2 Ecoulement de fluide dans les milieux poreux fracturés.....	7
1.2.1 Equations générales	7
1.2.2 Solutions théoriques	9
1.3 Couplages hydromécaniques	10
1.3.1 Contrainte effective et équations constitutives de la poroélasticité	11
1.3.2 Modèles d'échange de la masse de fluide entre la fracture et la matrice	15
1.4 Fracturation hydraulique et problèmes liés.....	19
1.4.1 Méthodes numériques pour la fracturation hydraulique.....	20
1.4.2 Paramètres influençant la fracturation hydraulique.....	21
1.5 Conclusions.....	25

1.1 Modèles de comportement mécanique des discontinuités

Le terme « discontinuités » désigne toute interruption ou bien dégradation des propriétés mécanique ou physique sur des zones de très faible épaisseur dans un massif rocheux. Cette section a pour objectif de récapituler brièvement des modèles de comportement des discontinuités vis-à-vis de deux types de chargement : normale et tangentiel.

1.1.1 Modèles de comportement sous chargement normal

Les discontinuités peuvent être vides, comme les fractures (i.e. discontinuités ouvertes), ou remplies par un matériau dit de remplissage ou de colmatage comme pour les joints rocheux (i.e. discontinuités colmatées). Ci-dessous, ces deux types de discontinuités sont présentés.

- a. Discontinuités colmatées

Pour les discontinuités colmatées, [Shehata \(1972\)](#) a proposé une relation semi-logarithmique pour ajuster des résultats expérimentaux sous chargement normal. Ce modèle est en bon accord pour de faibles et de fortes contraintes mais non pas dans la zone des contraintes moyennes (cité par [Chalhoub, 2006](#)). D'après [Goodman \(1976\)](#) et [Bandis et al. \(1983\)](#), les résultats expérimentaux montrent que le comportement des discontinuités sous un chargement normal et répétitif est fortement non-linéaire avec une forme hyperbolique (voir la [Figure 1-1a](#)). Le premier modèle empirique pour ce comportement des discontinuités a été proposé par [Goodman \(1976\)](#) :

$$\frac{\sigma_n - \sigma_{n0}}{\sigma_{n0}} = C \left(\frac{u_n}{e - u_n} \right)^t \quad (1.1)$$

où σ_{n0} est la contrainte normale de référence, C et t sont des constantes du matériau, e est la fermeture maximale de la discontinuité.

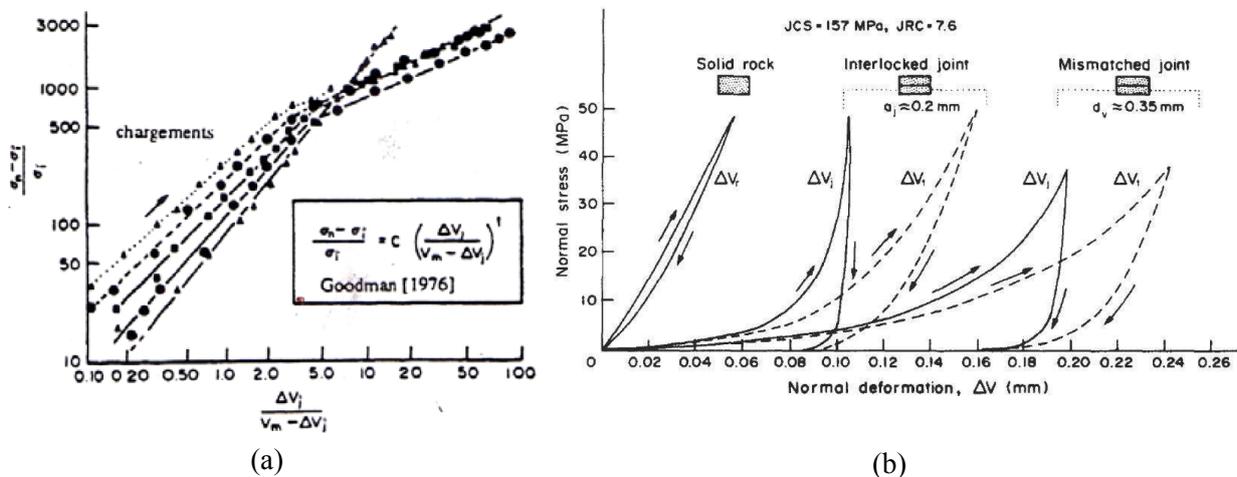


Figure 1-1 – Comportement mécanique en compression normale des discontinuités : (a) [Goodman \(1976\)](#), (b) [Bandis et al. \(1983\)](#).

Bandis et al. (1983) ont proposé une autre loi hyperbolique suivante (voir la Figure 1-1b) :

$$\sigma_n = k_{nn0} \left(\frac{u_n}{1 - u_n/e} \right) \quad (1.2)$$

avec k_{nn0} la raideur normale initiale. La raideur normale tangente k_{nn} est reliée à la raideur normale initiale k_{nn0} via la relation suivante : $k_{nn} = \partial\sigma_n / \partial u_n = k_{nn0} (1 - u_n/e)^{-2}$.

- b. Discontinuités ouvertes

Pour des discontinuités ouvertes dont les deux surfaces résistent par des ponts rocheux, Bandis et al. (1983) ont proposé une relation semi-logarithmique ajustant des résultats expérimentaux contrainte-déformation de différentes discontinuités. Cette relation s'exprime comme :

$$\log_{10} \sigma_n = p + qu_n \quad (1.3)$$

où p et q sont des constantes dépendant du matériau de remplissage. La raideur normale est déduite de (1.3) par $k_{nn} = \partial\sigma_n / \partial u_n = q\sigma_n / (\log_{10} e) = 2.3025q\sigma_n$.

1.1.2 Modèles de comportement sous chargement de cisaillement

Les modèles de résistance au cisaillement des discontinuités rocheuses ont beaucoup été utilisés pour déterminer la stabilité des massifs rocheux fracturés. Plusieurs auteurs (Coulomb, 1776 ; Mohr, 1900 ; Patton, 1966 ; Ladanyi et Archambault, 1969 ; Barton, 1973 ; Amadei et Saeb, 1990, parmi d'autres) ont étudié ce problème et plusieurs critères de rupture ont été proposés.

1.1.2.1 Modèle de Mohr-Coulomb

Le modèle de résistance au cisaillement des discontinuités de Mohr-Coulomb s'écrit :

$$\tau_p = \sigma_n \tan \varphi + C_{coh} \quad (1.4)$$

où τ_p , φ et C_{coh} sont respectivement la résistance au cisaillement au pic, l'angle de frottement interne, la cohésion. Il est à noter que ce critère est en bon accord avec des résultats expérimentaux pour des essais de cisaillement sous des contraintes normales moyennes.

1.1.2.2 Modèle de Patton

Patton (1966) a étudié l'effet de la rugosité des discontinuités sur la résistance au cisaillement en réalisant des essais sur des échantillons ayant des discontinuités en forme des dents de scie avec différents angles d'inclinaison. En fonction de la contrainte normale appliquée, il a proposé deux modèles empiriques ci-dessous pour des discontinuités :

- Pour des valeurs faibles de la contrainte normale, les aspérités se glissent l'une sur l'autre et le modèle de la résistance au cisaillement s'écrit :

$$\tau_p = \sigma_n \tan(\varphi_b + i) \quad \text{avec} \quad \sigma_n < \sigma_T \quad (1.5)$$

où φ_b est l'angle de frottement de base pour des surfaces lisses des matériau rocheux, i est l'angle de dilatance.

- Pour des valeurs plus élevées de la contrainte normale, les aspérités ne peuvent plus se glisser l'une sur l'autre. Le critère de résistance s'écrit :

$$\tau_p = \sigma_n \tan \varphi_r + C_a \quad \text{avec} \quad \sigma_n \geq \sigma_T \quad (1.6)$$

avec φ_r et C_a respectivement l'angle de frottement résiduel et la cohésion apparente.

Dans les Eqs. (1.5) et (1.6) σ_T est la contrainte normale de transition entre le mode de glissement sur des aspérités et le mode de rupture en cisaillement. Les modèles de Patton prennent en compte le glissement et la rupture des aspérités de manière séparée.

1.1.2.3 Modèle de Ladanyi et Archambault

Ladanyi et Archambault (1969) ont proposé une extension du modèle de Patton en combinant le frottement, la dilatance et la résistance des aspérités. Les discontinuités des aspérités sont supposées en forme des triangles réguliers avec l'inclinaison de $\pm i$. Sur la base de l'approche énergétique, le modèle de Ladanyi et Archambault s'obtient :

$$\tau_p = \frac{\sigma_n (1 - a_s)(\nu + \tan \varphi_b) + a_s \tau_{ca}}{1 - (1 - a_s) \nu \tan \varphi_f} \quad (1.7)$$

où a_s et $(1 - a_s)$ sont respectivement des facteurs multiplicateurs du cisaillement et du frottement des aspérités. $a_s = A_s/A$ avec A_s et A respectivement la surface projetée des aspérités cisillées et la surface totale d'une éponte. ν est le taux de dilatance à la rupture, φ_f et φ_b sont respectivement l'angle de frottement à la rupture totale des épontes et l'angle de frottement de base. τ_{ca} est la résistance au cisaillement des aspérités. Lors du cisaillement sous des contraintes normales faibles, a_s tend vers 0, ν tend vers 1 et seul le frottement intervient. Sous des contraintes normales élevées, a_s tend vers 1, ν tend vers 0 et seul le terme de rupture des aspérités intervient. Ladanyi et Archambault ont proposé les relations empiriques pour a_s et ν avec la contrainte normale en se basant sur des résultats expérimentaux :

$$a_s = 1 - (1 - \sigma_n / \sigma_T)^{k_1} \quad \text{et} \quad \nu = (1 - \sigma_n / \sigma_T)^{k_2} \tan i_0 \quad (1.8)$$

avec k_1 et k_2 deux constantes du matériau, i_0 la dilatance sous contrainte normale nulle (i.e. angle d'inclinaison moyen des facettes des aspérités), σ_T la contrainte normale de transition du mode de glissement au mode de la rupture des aspérités. Pour des surfaces en dents de scie, des résultats expérimentaux donnent $k_1 \approx 1.5$ et $k_2 \approx 4.0$.

1.1.2.4 Modèle de Barton

Barton (1973) a proposé un critère de résistance au cisaillement faisant intervenir la rugosité et la résistance à la compression des discontinuités de la manière suivante :

$$\tau_p = \sigma_n \tan \left[\text{JRC} \log_{10} \left(\text{JCS} / \sigma_n \right) + \varphi_r \right] \quad (1.9)$$

où JRC (Joint Roughness Coefficient) et JCS (Joint wall Compressive Strength) sont respectivement le coefficient de rugosité et la résistance à la compression des parois des discontinuités. Barton et Bandis (1982) ont proposé des relations empiriques pour corriger des paramètres JRC et JCS déterminés au laboratoire pour l'effet d'échelle.

1.1.2.5 Modèle d'Amadei et Saeb

Amadei et Saeb (1990) ont modifié le critère de Ladanyi et Archambault (1969) afin d'obtenir une formulation plus simple donnant de mêmes résultats :

$$\tau_p = \sigma_n (1 - a_s) \tan(\varphi_b + i) + a_s \tau_{ca} \quad (1.10)$$

où $i = \arctan(v)$ et v est donné dans l'Eq. (1.8).

1.2 Ecoulement de fluide dans les milieux poreux fracturés

La modélisation de l'écoulement de fluide dans les milieux poreux fracturés est très importante dans différentes applications telles que l'exploitation de l'huile et du gaz, l'énergie géothermique et le stockage de CO₂. Cette section vise à fournir une bibliographie sur les équations d'écoulement de fluide dans la matrice et dans le réseau des fractures ainsi que des solutions théoriques de ce problème.

1.2.1 Equations générales

Un corps poreux fracturé Ω avec sa frontière $\partial\Omega$ est considéré (Figure 1-2).

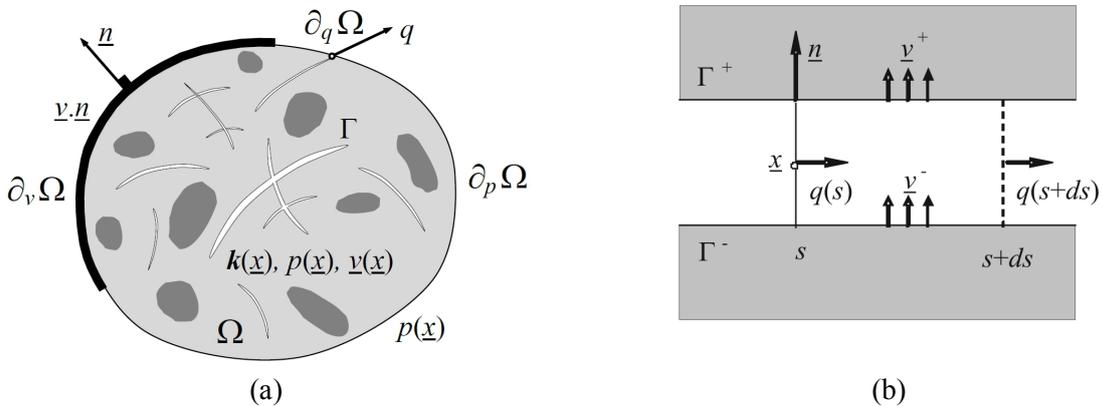


Figure 1-2 – (a) Problème hydraulique pour un corps poreux fracturé, (b) Echange de la masse de fluide entre la fracture et la matrice en un point régulier d'une fracture (Pouya et Ghabezloo, 2010).

Il est à noter que des fractures et cette frontière peuvent être intersectées. Γ et S désignent respectivement l'ensemble des points appartenant aux fractures et l'ensemble des points singuliers constitués par les intersections et les extrémités des fractures. La pression imposée sur la partie $\partial_p\Omega$ de la frontière est notée par p^d , la vitesse du fluide imposée sur la partie $\partial_v\Omega$ est notée par $\underline{v} \cdot \underline{n}$ et le débit injecté dans des fractures intersectées avec la frontière sur la partie $\partial_q\Omega$ est noté par q^d .

En 2D, l'écoulement transitoire dans la matrice poreuse est régi par la loi de Darcy :

$$\forall \underline{x} \in \Omega - \Gamma; \quad \underline{v}(\underline{x}, t) = -\mathbf{k}(\underline{x}) \cdot \nabla p(\underline{x}, t) \quad (1.11)$$

avec $\underline{v}(\underline{x}, t)$ et $p(\underline{x}, t)$ respectivement le vecteur de vitesse et la pression au point \underline{x} et au temps t , $\mathbf{k}(\underline{x})$ le tenseur de perméabilité dépendant de la perméabilité intrinsèque $\mathbf{k}_{\text{int}}(\underline{x})$ et de la viscosité dynamique du fluide μ via la relation $\mathbf{k}(\underline{x}) = \mathbf{k}_{\text{int}}(\underline{x})/\mu$. En l'absence de sources, la conservation de la masse de fluide s'écrit :

$$\forall \underline{x} \in \Omega - \Gamma; \quad \partial m_f / \partial t + \nabla \cdot [\rho_f \underline{v}(\underline{x}, t)] = 0 \quad (1.12)$$

où m_f est la masse de fluide dans l'unité de volume du milieu. $m_f = \rho_f \phi S_r$ avec ρ_f , ϕ et S_r respectivement la densité volumique du fluide, la porosité Lagrangienne et le degré de saturation du milieu. L'écoulement transitoire de fluide dans une fracture est très souvent supposé être gouverné par la loi cubique de Poiseuille (Pouya, 2015) :

$$\forall \underline{z}(s) \in \Gamma; \quad q(\underline{z}(s), t) = -\mathbf{c}_f(s) \partial_s p(\underline{z}(s), t) \quad (1.13)$$

où q est le débit d'écoulement et \mathbf{c}_f est le tenseur de conductivité dans le plan de la fracture. Dans les cas les plus fréquents, \mathbf{c}_f est supposée isotrope dans le plan tangentiel et représenté par le scalaire c_f , qui est relié à l'ouverture hydraulique e par la loi cubique :

$$c_f = e^3 / 12\mu \quad (1.14)$$

L'équation de conservation de la masse pour la fracture, avec la prise en compte de l'échange de la masse de fluide avec la matrice, est une équation clef pour le problème d'écoulement et s'écrit dans le cas le plus général (Pouya, 2012 ; Pouya et Vu, 2012 ; Pouya et al., 2011) :

$$\forall \underline{z}(s) \in \Gamma - S; \quad \nabla_s \cdot [\rho_f \underline{q}(z, t)] + \llbracket \rho_f \underline{v}(z, t) \rrbracket \cdot \underline{n}(s) + \frac{\partial}{\partial t} [\rho_f e(z, t)] = 0 \quad (1.15)$$

Dans cette équation, $\nabla_s \cdot ()$ désigne la divergence dans la surface de la fracture, $\llbracket \underline{v} \rrbracket = \underline{v}^+ - \underline{v}^-$ représente la discontinuité de la vitesse de fluide ou bien le saut de la vitesse entre les deux côtés de la fracture, et \underline{n} est le vecteur d'unité normal à la surface de la fracture,

l'ouverture hydraulique e peut varier avec la contrainte mécanique ou bien avec la pression hydraulique appliquée à la fracture. L'équation de la conservation de la masse dans la fracture doit inclure le saut de la vitesse entre les deux côtés de la fracture, celle qui représente l'échange de la masse avec la matrice. Ce problème est connu depuis, au moins, des travaux pionniers de [Barenblatt et al. \(1960\)](#). Depuis, plusieurs modèles d'échange de la masse de fluide ont été proposés. Quelques modèles remarquables sont décrits dans la [Section 1.3.2](#). Aux points singuliers S , l'équation d'échange de la masse de fluide est réduite à $\sum_j q_j^0 = 0$ où

q_j^0 désigne le débit sortant du point d'intersection \underline{z} dans la branche j des fractures intersectées ([Pouya et Vu, 2012](#)).

Dans le cas d'un milieu 3D infini, l'équation d'écoulement de fluide dans la matrice rocheuse reste identique à celle dans (1.11). En revanche, l'équation d'écoulement dans les fractures ainsi que l'équation d'échange de la masse deviennent plus compliquées car l'intersection entre surfaces des fractures peut être des surfaces courbes ([Pouya, 2012](#)).

1.2.2 Solutions théoriques

Le problème 2D de fracture sous forme de disques elliptiques, de lentille ou bien d'inclusions ellipsoïdales noyées dans un domaine infini et soumis à un champ lointain a été largement étudié dans la bibliographie. Des solutions théoriques supposent que le fluide dans tout le domaine est gouverné par la loi de Darcy. Les solutions théoriques de l'écoulement dans un milieu poreux plan, en utilisant des potentiels avec des variables complexes ont été premièrement dérivées par [Lioliou et Exadaktylos \(2006\)](#). Ces solutions sont établies pour un milieu poreux contenant une ou bien plusieurs fractures non-intersectées. Pour le cas des fractures intersectées dans un domaine infini homogène isotrope soumis à un champ de pression $p_\infty(\underline{x})$ à l'infini, en utilisant le théorème du potentiel pour le domaine infini, [Pouya et Ghabezloo \(2010\)](#) ont proposé une solution générale:

$$p(\underline{x}) = p_\infty(\underline{x}) - \frac{c_f}{2\pi k} \sum_j \int_{\Gamma_j} \partial_s p(s) \frac{\underline{x} - \underline{z}^j(s)}{\|\underline{x} - \underline{z}^j(s)\|^2} \cdot \underline{t}^j(s) ds \quad (1.16)$$

En l'absence du terme $p_\infty(\underline{x})$, la solution de [Lioliou et Exadaktylos \(2006\)](#) et celle de [Pouya et Ghabezloo \(2010\)](#) sont identiques. D'ailleurs, en utilisant des transformations linéaires, [Pouya et Ghabezloo \(2010\)](#) ont également étendu la solution de l'écoulement dans un milieu poreux fracturé isotrope à la solution de la matrice anisotrope comme suit :

$$p(\underline{x}) = p_\infty(\underline{x}) - \frac{c_f}{2\pi\sqrt{|\mathbf{k}|}} \sum_j \int_{\Gamma_j} q^j(s) \frac{\underline{x} - \underline{z}^j(s)}{\left\| \sqrt{|\mathbf{k}^{-1}|} \cdot [\underline{x} - \underline{z}^j(s)] \right\|^2} \cdot \mathbf{k}^{-1} \cdot \underline{t}^j(s) ds \quad (1.17)$$

où \mathbf{k} est le tenseur de perméabilité du milieu. En plus, [Vu et al. \(2014, 2015\)](#) ont développé des solutions théoriques pour le cas des milieux poreux fracturés finis en utilisant l'approche de sous-structuration et la méthode de collocation.

Dans le cas d'un milieu 3D infini, [Pouya \(2012\)](#) a dérivé une solution générale du potentiel ainsi que la solution pour le cas anisotrope sous des formes suivantes :

$$p(\underline{x}) = p_\infty(\underline{x}) + \frac{1}{4\pi k} \sum_j \int_{\Gamma_j} \frac{q^j(\underline{s}) (\underline{x} - \underline{z}^j(s))}{\|\underline{x} - \underline{z}^j(s)\|^3} ds \quad (1.18)$$

$$p(\underline{x}) = p_\infty(\underline{x}) - \frac{1}{4\pi\sqrt{|\mathbf{k}|}} \sum_j \int_{\Gamma_j} \frac{\nabla_s^j p(\underline{s}) \cdot [\mathbf{c}^j(\underline{s}) \mathbf{k}^{-1}] \cdot (\underline{x} - \underline{z}^j(s))}{\|(\underline{x} - \underline{z}^j(s)) \cdot \mathbf{k} \cdot (\underline{x} - \underline{z}^j(s))\|^{3/2}} ds \quad (1.19)$$

Il est à noter que des solutions théoriques sont souvent résolues en supposant une fracture : (i) ayant une conductivité infinie dans la direction de la fracture (i.e. super-conductrice) qui entraîne que la pression est constante le long de la fracture, (ii) ayant une conductivité infinie dans la direction transversale celle qui impose une continuité de pression entre les deux lèvres de la fracture. Les cas d'une fracture conductrice et d'une fracture non-saturée dans un milieu infini a été traité numériquement par [Vu et al. \(2013, 2015\)](#) et [Pouya et al. \(2013\)](#).

1.3 Couplages hydromécaniques

Les couplages hydromécaniques sont en général des interactions physiques entre les processus hydraulique et mécanique dans des géomatériaux. Ces interactions physiques, d'après [Rutqvist et Stephansson \(2003\)](#), peuvent être divisées en deux types : directes et indirectes (voir la [Figure 1-3](#)).

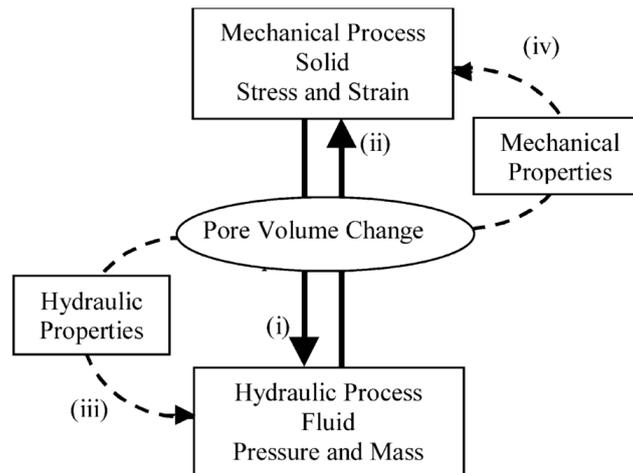


Figure 1-3 – Couplage hydromécanique dans des géomatériaux : couplages directs à travers des interactions de volume des pores (i et ii), couplages indirects à travers la modification des propriétés des matériaux (iii et iv) ([Rutqvist et Stephansson, 2003](#)).

Basées sur des observations et résultats expérimentaux, [Terzaghi \(1923, 1936\)](#) a proposé le premier modèle couplé hydromécanique pour le problème de consolidation. Ce modèle a été puis étendu par [Biot \(1941\)](#), pour les milieux poreux élastiques linéaires isotropes, afin de formuler une théorie générale de consolidation tridimensionnelle. Ceux deux concepts sont développés plus tard par plusieurs auteurs pour différents matériaux et comportements (non-linéaire, viscoplasticité, etc.). Pourtant, les travaux pionniers de Terzaghi et Biot ont formé le cadre basique pour l'analyse couplée hydromécanique dans divers problèmes. Pour le problème de couplage hydromécanique, deux questions clés à étudier sont le concept de la contrainte effective et le modèle d'échange de la masse de fluide entre la matrice et la fracture. Dans la suite, après un bref rappel des équations constitutives de la théorie poroélastique, les deux questions mentionnées ci-dessus sont présentées.

1.3.1 Contrainte effective et équations constitutives de la poroélasticité

Dans un milieu poreux avec la présence d'un fluide, la coexistence des phases fluide et solide rend complexe le comportement du matériau en raison des différences entre ces deux phases : (i) différence de la compressibilité, (ii) absence de rigidité en cisaillement de la phase fluide et son écoulement dans les pores, (iii) la résistance en cisaillement est contribué seulement par le squelette solide, (iv) la rigidité et la résistance du squelette dépendent cependant des forces appliquées ([Santamarina et al., 2001](#)). D'ailleurs, la présence d'un fluide peut affecter et/ou modifier le comportement du milieu à travers des interactions physiques et chimiques (en fonction de ses impuretés et composantes). La modification du comportement d'un milieu poreux vis-à-vis de la présence du fluide a été constatée et étudié par plusieurs auteurs depuis plus d'un siècle, celle qui fait apparaître le concept de la contrainte effective. La notion de contrainte effective est couramment utilisée en mécanique des sols et des roches sous la forme de la contrainte effective de Terzaghi (dans le cas de constituants solides incompressibles) ou de Biot (dans le cas de constituants solides compressibles). Cette contrainte effective contrôle les variations de volume total d'un matériau poreux. Pour autres propriétés physiques des matériaux poreux, cette notion de contrainte effective peut être généralisée.

- a. Contrainte effective de Terzaghi

Dans le cadre de travaux sur la consolidation des couches d'argile, [Terzaghi \(1923\)](#) a constaté, pour un sol saturé ($S_r = 1$), que la contrainte totale et la pression interstitielle avaient provoqué des effets semblables mais opposés en termes de déformation de manière suivante:

$$\sigma' = \sigma - p \quad (1.20)$$

où σ est la contrainte totale appliquée dans une direction donnée en tout point dans le sol, p est la pression d'eau dans les pores, σ' est la contrainte effective qui contrôle la variation de volume du sol. Si la contrainte totale et la pression interstitielle changent de manière que la contrainte effective reste constante, aucune variation de la propriété correspondante n'est

attendue. Or, [Terzaghi \(1936\)](#) a théoriquement trouvé une autre expression pour la contrainte effective dans laquelle intervient la porosité du milieu. Cette dérivation se base sur des hypothèses restrictives : (i) milieu poreux avec un seul fluide, (ii) écoulement laminaire du fluide, (iii) grains et fluide incompressibles et (iv) contacts inter-granulaires ponctuels.

La contrainte effective de Terzaghi peut être utilisée pour la plupart des problèmes en mécanique des sols. Pour autant, cette contrainte ne peut pas être vérifiée pour les déformations des bétons et des roches car elle ne tient pas compte de propriétés intrinsèques du milieu. Cependant, plusieurs essais ont été effectués sur une large variété de roches telles que le grès, le calcaire, la dolomite, le schiste et la siltite pour la rupture en cisaillement ([Byerlee, 1975](#)). Les résultats ont montré que la contrainte effective de Terzaghi est celle qui gouverne la rupture en cisaillement.

- b. Equations constitutives de la poroélasticité et contrainte effective de Biot

Dans un milieu poreux compressible, en présence d'une pression interstitielle p , les équations constitutives de la poroélasticité, établie par [Biot \(1941\)](#) pour le cas général d'une consolidation tridimensionnelle, s'écrivent (avec traction comptée positivement) :

$$\begin{cases} \sigma_{ij} = 2G^* \varepsilon_{ij} + (K_d - 2G^*/3) \varepsilon_v \delta_{ij} - bp \delta_{ij} \\ d\phi = bd\varepsilon_v + dp/N \end{cases} \quad (1.21)$$

où σ_{ij} , ε_{ij} , et $\varepsilon_v = \varepsilon_{kk}$ sont la contrainte totale, la déformation et la déformation volumique du milieu. δ_{ij} est l'opérateur de Kronecker. $G^* = E/[2(1+\nu)]$ et $K_d = E/[3(1-2\nu)]$ sont respectivement le module de cisaillement et le module de compression drainé, avec E et ν respectivement le module d'Young et le coefficient de Poisson. $b = 1 - K_d/K_s$ est le coefficient de la contrainte effective de Biot avec K_s le module de compression des grains solides ([Biot et Willis, 1957](#); [Geertsma, 1957](#)). ϕ est la porosité Lagrangienne du milieu. Le module N est relié au module de Biot M du squelette de la manière suivante :

$$1/M = 1/N + \phi_0/K_f \quad (1.22)$$

où ϕ_0 est la porosité initiale du milieu et K_f est le module de compression du fluide ([Coussy, 2004](#)). Les paramètres N , b , ϕ_0 , K_s sont liés par la relation suivante:

$$1/N = (b - \phi_0)/K_s \quad (1.23)$$

La contrainte effective de Biot, notée σ'_{ij} , s'exprime alors :

$$\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} + bp\delta_{ij} = \sigma_{ij} + (1 - K_d/K_s) p\delta_{ij} \quad (1.24)$$

Sur le plan expérimental, de nombreux essais ont été réalisés sur divers types de matériaux pour confirmer la validité des coefficients de la contrainte effective. Les résultats de [Nur et](#)

Byerlee (1971), Rice et Cleary (1976), Zimmerman et al. (1986) ont permis de confirmer la validité du coefficient de la contrainte effective de Biot défini par $b = 1 - K_d/K_s$ pour la réponse contrainte-déformation des matériaux rocheux.

- c. Contrainte effective pour différentes propriétés physiques

Étant donné qu'une expression unique de la contrainte effective pour différents matériaux ainsi que leurs propriétés n'existe pas, plusieurs recherches ont été faites afin de proposer un concept général applicable à une propriété Q du matériau étudié. Ce type de concept a été premièrement présenté par Todd et Simmons (1972) et puis développé et complété par divers auteurs : Bernabé (1986), Berryman (1992), Ghabezloo et al. (2008), parmi d'autres.

Notons Q une propriété d'un milieu poreux saturé qui est fonction de la contrainte et la pression interstitielle $Q = f(\sigma, p)$. La variation de la propriété Q peut être écrite dans la forme suivante en fonction des variations de la contrainte et de la pression interstitielle:

$$dQ = \frac{\partial Q}{\partial \sigma} d\sigma + \frac{\partial Q}{\partial p} dp = \frac{\partial Q}{\partial \sigma} \left[d\sigma - \left(-\frac{\partial Q / \partial p}{\partial Q / \partial \sigma} \right) dp \right] = \frac{\partial Q}{\partial \sigma} d\sigma' \quad (1.25)$$

On peut donc définir une variable $d\sigma'$ comme une combinaison linéaire des variations de la contrainte et de la pression interstitielle pour décrire les variations de la propriété Q .

$$d\sigma' = d\sigma - n_Q dp_f \quad \text{avec} \quad n_Q(\sigma, p) = -\frac{\partial Q / \partial p}{\partial Q / \partial \sigma} \quad (1.26)$$

où n_Q est le coefficient de la contrainte effective. Avec l'hypothèse de n_Q constant (Bernabé, 1986), l'expression de la contrainte effective s'écrit, en intégrant l'Eq. (1.26):

$$\sigma' = \sigma - n_Q p \quad (1.27)$$

Berryman (1992) a dérivé le coefficient n_Q selon les deux variables σ_a et p pour quelques propriétés du milieu. Le Tableau 1-1 récapitule quelques valeurs du coefficient de la contrainte effective pour quelques propriétés du milieu.

Nur et Byerlee (1971) ont dérivé le coefficient de contrainte effective pour un milieu isotrope, élastique linéaire contenant des pores interconnectés ayant des formes et de concentration arbitraires. Ils ont strictement obtenu le même coefficient de la contrainte effective que celui de Biot et Geertsma. Les résultats expérimentaux réalisés sur le grès de Weber ont permis Nur et Byerlee (1971) de confirmer la validité de leur coefficient. D'après Garg et Nur (1973), en présence de fractures, il est nécessaire d'avoir deux notions de la contrainte effective, l'une pour la réponse contrainte-déformation, et l'autre pour décrire la rupture.

Khalili et al. (2005) ont traité des milieux poreux saturés contenant plusieurs fluides. Ils ont défini pour chaque fluide un coefficient qui tient compte de son influence sur le comportement global du milieu. L'expression de la contrainte effective s'écrit donc :

$$\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - \sum_{k=1}^n \alpha_k p_k \delta_{ij} \quad (1.28)$$

avec α_k et p_k respectivement le coefficient et la pression interstitielle pour le fluide k .

Tableau 1-1: Récapitulatif des valeurs du coefficient de la contrainte effective pour quelques propriétés du matériau

	Auteurs	Valeurs de n_D	Commentaires
Approche théorique		$1 - K_d/K_s$	Déformation volumique ε_v
		$1 - \frac{\phi}{K_\phi(1/K_d - 1/K_s)}$	Variation du volume poreux V_ϕ
	Berryman (1992)	$1 - \frac{\phi(1/K_s - 1/K_\phi)}{(1-\phi)/K_d - 1/K_s}$	Variation de la porosité ϕ
		$\phi K_s/K_d$	Variation du volume de la phase solide V_s
		$1 - \frac{\partial(1/K_s)/\partial\sigma}{\partial(1/K_d)/\partial\sigma}$	Compressibilité drainée C_d
		$1 - \frac{\phi(1/K_f - 1/K_s)}{(1/K_d - 1/K_s)}$	Variation de la quantité du fluide.
Approche empirique	Hoffman (1929)	ϕ	Matériaux cimentés saturés
	De Witte et Warren (1957)	$1 - (1-\phi)K_d/K_s$	Matériaux granulaires
	Hubbert et Rubey (1959)	1	Voie théorique
	Terzaghi (1936)	1	Résistance en cisaillement
	Skempton (1960a)	$1 - a$	Résistance en cisaillement où a : taux de l'aire de contact intergranulaire
	Skempton et Bishop (1954)	$1 - \frac{a\mu}{\tan \varphi}$	Résistance en cisaillement : μ et φ sont le coefficient et l'angle de frottement interne
	Skempton (1960b)	1	Critère de rupture dans un milieu poreux

Dans le [Tableau 1-1](#), K_ϕ est le module de compression de volume poreux.

Pour les sols partiellement saturés, [Bishop \(1955\)](#) a suggéré une expression plus générale de la contrainte effective pour ce type de milieu:

$$\sigma' = \sigma - [p_a - \chi(p_a - p)] \quad (1.29)$$

où p_a est la pression d'air dans les pores et χ est un paramètre lié au degré de saturation S_r . Dans la mécanique des sols, on suppose souvent que $\chi = S_r$. Pour le cas d'un sol saturé, $\chi = 1$ et la formulation de Bishop devient identique que celle de Terzaghi. Pour le cas limite où il n'y a pas d'eau dans les pores : $S_r = 0$, $\chi = 0$ et $\sigma' = \sigma - p_a$. Les essais expérimentaux sur les sols, bétons et roches ont permis [Skempton \(1960b\)](#) de supporter le concept général de

la contrainte effective de [Bishop \(1955\)](#). D'autres modèles de la contrainte effective pour des milieux poreux non saturés peuvent être également trouvés dans [Hassanizadeh et Gray \(1980\)](#), [Dangla et Coussy \(1998\)](#), parmi d'autres.

- d. Contrainte effective de contrainte-déformation pour un milieu poreux fracturé

Pour un milieu poreux fracturé soumis à une pression interstitielle, la contrainte effective de contrainte-déformation pour la matrice poreuse est gouvernée par la relation (1.21). En plus, la fracture est considérée comme un joint rocheux ayant des rigidités normale k_{nn} et tangentielle k_{tt} . Dans ce cas, la contrainte totale distribuée sur les lèvres de la fracture dépend des contacts entre ces deux lèvres en raison de leurs aspérités d'une part, et de la pression du fluide dans la fracture d'autre part. Le modèle de joints poroélastique s'écrit alors ([Seyedi et al., 2015](#)):

$$\begin{pmatrix} \sigma_n + b_f p \\ \tau \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} k_{nn} & \\ & k_{tt} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} u_n \\ u_t \end{pmatrix} \quad (1.30)$$

où u_n , u_t , τ sont respectivement le déplacement normal, tangiel et la contrainte tangentielle du joint. b_f est le coefficient de la contrainte effective du joint. Dans le travail qui sera présenté dans les chapitres suivants un modèle de milieu saturé sera considéré pour une première approche de modélisation des effets mécaniques de la diffusion du CO_2 .

1.3.2 Modèles d'échange de la masse de fluide entre la fracture et la matrice

Dans le cadre des milieux poreux saturés perméables, la différence entre la pression de fluide dans la fracture (pression d'injection) et la pression interstitielle (pression dans les pores) de la formation géologique peut générer un écoulement. Cet écoulement se compose de deux processus consécutifs ([Chang, 2004](#)) : (i) la diffusion du fluide dans la fracture, et (ii) la pénétration de fluide dans le milieu entouré. D'après [Adachi et al. \(2007\)](#), dans les réservoirs très perméables, 90% du fluide injecté peut être infiltré dans la formation géologique pendant le processus d'injection. Le mécanisme de diffusion du fluide joue un rôle important car il est à l'origine de la chute de la pression du fluide le long de la fracture lorsque la fracture se propage. De plus, cette pénétration du fluide provoque l'expansion volumique du milieu entouré, celle qui tend à fermer la fracture ([Kovalyshen, 2010](#)). Le phénomène de diffusion du fluide vers la formation géologique est intéressant pour l'exploitation du pétrole par la méthode de réinjection d'eau de production (PWRI : Produced Water Re-Injection), tandis qu'il ne l'est pas pour la fracturation hydraulique. D'où l'effet de diffusion du fluide doit être soigneusement considéré dans la modélisation de la fracturation hydraulique.

D'après [Haimson et Fairhurst \(1969\)](#), les premiers travaux sur la fracturation hydraulique n'ont pas pris en considération le mécanisme d'infiltration du fluide injecté vers la formation. [Geertsma \(1966\)](#) a montré que cette pénétration influence significativement la pression

nécessaire pour fracturer la roche. [Haimson et Fairhurst \(1969\)](#) ont réalisé des essais sur des pâtes de ciment en injectant une pression de fluide dans les échantillons au niveau de leurs fractures. Les résultats ont confirmé l'influence non négligeable de la diffusion de fluide vers le milieu poreux. Pourtant, dans leurs travaux, aucune formulation explicite n'a été établie pour décrire le mécanisme de diffusion de fluide. Ci-dessous sont présentés quelques modèles d'échange de la masse de fluide entre la fracture et la matrice.

1.3.2.1 Modèle de Carter (1957)

Le modèle de Carter (cité dans [Howard et Fast, 1957](#)) a été proposé à partir des travaux dans le domaine pétrolier. Lors de l'injection d'un fluide dans un milieu poreux, Carter a constaté que la quantité de fluide diffusé vers ce milieu avait pu être graphiquement déterminée en traçant le volume cumulé du fluide pénétré (expérimentalement déterminé) par rapport à la racine carrée de temps. Le modèle 1D de Carter a pour expression :

$$q_L(x, t) = 2C_L / \sqrt{t - t_0(x)} \quad (1.31)$$

où q_L est le débit de fluide pénétré et C_L est le coefficient caractérisant la fuite de fluide vers le milieu, x est l'abscisse du point considéré sur la fracture, t est le moment considéré, et t_0 est le « temps zéro » défini pour un point donné, c'est le temps auquel la fracture et le fluide injecté touchent ce point et commence à s'infiltrer dans la matrice. Le facteur 2 signifie que le fluide pénètre dans la formation via les 2 lèvres de la fracture.

Le modèle de Carter se base sur plusieurs hypothèses telles que :

- Milieu poreux homogène infini avec épaisseur constante en espace et en temps
- Ecoulement 1D du fluide depuis la fracture vers la formation géologique suivant la direction perpendiculaire à l'axe de la fracture. Or, il est évident qu'autour de l'extrémité de la fracture l'écoulement n'est pas perpendiculaire à la fracture. [Hagoort et al. \(1980\)](#) ont montré l'existence de l'écoulement parallèle à la fracture dans un réservoir homogène.
- Dépendance du temps de la vitesse d'écoulement vers la formation à un point sur la surface de la fracture lorsque ce point est exposé à l'écoulement. Le débit du fluide infiltré à une position donnée de la fracture dépend de l'histoire de la pression du fluide injecté à cette position mais ne dépend pas de celle dans les régions adjacentes.
- Même fonction de vitesse pour tout point dans la formation
- Pression constante dans la fracture et égale à la pression d'injection

Lorsque le débit du fluide injecté est maintenu constant, le modèle de Carter permet d'estimer à la fois la quantité du fluide pénétré et l'extension de la fracture dans le milieu poreux qui dépendent du coefficient C_L . Le coefficient C_L dépend d'une part des caractéristiques du fluide injecté et d'autre part du fluide du milieu environnant et d'autres caractéristiques de ce milieu. Lors de l'injection d'un fluide de grande viscosité, Carter a proposé l'expression suivante:

$$C_L = \sqrt{k\Delta P\phi/2\mu} \quad (1.32)$$

où Δp est la différence de pression de fluide dans la fracture et dans la formation, ϕ est la porosité du milieu poreux. Autres expressions de C_L peuvent être trouvées dans [Settari \(1985\)](#); [Patzek et Silin \(2001\)](#), parmi d'autres. Grâce à sa simplicité, le modèle de Carter a été largement utilisé dans la modélisation de la fracturation hydraulique tant sur le plan analytique que sur le plan numérique ([Boone et Ingraffea, 1990](#); [Patzek et Silin, 2001](#); [Bunger et al., 2005](#); [Adachi et Detournay, 2008](#)).

1.3.2.2 Modèle de Nordgren (1972)

[Nordgren \(1972\)](#) a développé le modèle géométrique de la fracture de [Perkins et Kern \(1961\)](#) en incluant les effets de diffusion du fluide ainsi que la variation volumique de la fracture pour l'analyse numérique de la propagation de fracture. Le modèle de Nordgren a pour but de compléter le modèle de Carter qui néglige la variation de la largeur de la fracture. Nordgren a également postulé des formules analytiques pour l'évolution temporelle de la largeur et de la longueur de la fracture en cas de forte diffusion du fluide et à court terme :

$$l(t) = \frac{q_{inj}\sqrt{t}}{\pi C_L e} \quad \text{et} \quad W(0,t) = 4 \left[\frac{2(1-\nu)\mu q_{inj}^2}{\pi^3 G^* C_L e} \right] \quad (1.33)$$

avec W l'ouverture maximale de la fracture à l'intersection avec le puits d'injection, G^* le module de cisaillement de la roche de la formation, $l(t)$ la longueur de la fracture.

1.3.2.3 Modèle de Settari (1985)

[Settari \(1985\)](#) a proposé un modèle 1D plus général que celui de Carter dans lequel quelques hypothèses restrictives de Carter avaient été enlevées. Ce modèle accepte la variation des paramètres au cours de la filtration du fluide (pression, viscosité du fluide et des caractéristiques de la filtration) et peut donc simuler les effets non-linéaires. De plus, le modèle de Settari est développé en considérant l'écoulement dans trois zones différentes à partir de la pointe de la fracture comme une fonction de quelques variables additionnelles. Il est à noter que l'équation principale du modèle de Settari et celle de Carter sont similaires et que Settari a proposé trois expressions de C_L pour les trois zones mentionnées.

1.3.2.4 Modèle de Gordeyev et Entov (1997)

[Gordeyev et Entov \(1997\)](#) ont dérivé une solution théorique pour l'équation de diffusion bidimensionnelle (2D). Cette équation est assez similaire à l'équation de conduction thermique. Pour un cas particulier, en supposant que : (i) la frontière de la fracture se propage selon une loi de racine carrée du temps sous la forme $L(t) = E\sqrt{t}$ où $E = cte$, (ii) la pression du fluide dans la fracture est constante et (iii) le fluide du réservoir est compressible et ayant de mêmes propriétés physiques que celles du fluide injecté, ils ont trouvé la même forme de la

vitesse de diffusion que celle dérivée par Carter sous la forme $v = -(k/\mu)\nabla p$ dans la direction normale par rapport à la fracture. Or, les hypothèses de [Gordeyev et Entov \(1997\)](#) sont rarement le cas des scénarios de fracturation hydraulique.

[Patzek et Silin \(2001\)](#) ont étendu les travaux de [Gordeyev et Entov \(1997\)](#) pour la diffusion 2D du fluide vers la formation lors de l'extension de la fracture. Ils ont généralisé la solution de Gordeyev et Entov pour le cas d'une pression d'injection variable. Puis, ils ont restreint leurs analyses pour l'écoulement linéaire 1D caractérisant la fuite du fluide en introduisant une pression d'injection variable dans leur modèle (via la conservation de la masse), celle qui est liée au débit d'injection variable avec la relation suivante:

$$q_{inj}(t) = 2 \frac{k k_{rw}}{\mu \sqrt{\pi \alpha_w}} \sqrt{t} (p_{inj} - p_0) A_0 + q_0 \quad (1.34)$$

où A_0 et q_0 sont respectivement l'aire initiale de la fracture et le débit d'injection initial. k et k_{rw} sont la perméabilité intrinsèque de la formation et la perméabilité relative du fluide injecté (par rapport à l'eau). α_w est la diffusivité du fluide. p_{inj} et p_0 sont la pression du fluide injecté et la pression initiale dans la formation (à l'extérieur de la fracture)

1.3.2.5 Modèle de Mathias et Reeuwijk (2009)

[Mathias et Reeuwijk \(2009\)](#) ont étudié la fuite 3D du fluide depuis la fracture vers le milieu poreux pour un cas exceptionnel dit « stationnaire ». Ils ont supposé que le processus de propagation de la fracture hydraulique était lent pour que la pression interstitielle aux alentours de la fracture soit toujours en équilibre. Le modèle étudié est une fracture hydraulique plane et circulaire de rayon a située dans un milieu poreux infini. En négligeant le coefficient d'emménagement, [Mathias et Reeuwijk \(2009\)](#) ont postulé l'expression générale du débit de fluide diffusé sous la forme :

$$q_L = 8 \bar{k} p a / \mu \quad (1.35)$$

où $\bar{k} = \sqrt{k_z k_r}$, k_r est la perméabilité du milieu dans la direction radiale r , k_z et la perméabilité dans la direction z du milieu. Mathias et Reeuwijk ont introduit l'expression du débit de fluide diffusé (1.35) dans le modèle de propagation de [Perkins et Kern \(1961\)](#) pour obtenir un modèle couplé complet.

1.3.2.6 Autres modèles

Le modèle d'écoulement de Darcy est assez souvent utilisé pour modéliser l'échange de fluide depuis la fracture vers la formation entourée. En utilisant ce modèle, [Murdoch et Germanovich \(2006\)](#) ont analysé le problème d'une fracture déformable située dans un milieu perméable. [Ghassemi et al. \(2013\)](#) ont étudié la rupture de roche aux alentours d'une fracture hydraulique via l'analyse poroélastique tridimensionnelle. [Mohammadnejad et Khoei \(2013\)](#) ont analysé l'influence de la perméabilité du milieu entouré, le débit d'injection ainsi que la

viscosité du fluide sur la propagation d'une fracture hydraulique. D'après ces auteurs, le gradient (normal) de la pression du fluide doit être discontinu à travers la fracture.

D'autres modèles de diffusion du fluide (y compris des modèles de Carter modifiés) peuvent être trouvés dans [Harrington et Hannah \(1975\)](#), [Detournay et Garagash \(2003\)](#), [Wrobel et Mishuris \(2013\)](#). [Carrier et Granet \(2012\)](#) ont décrit la fuite bidimensionnelle de fluide depuis la fracture vers le milieu poreux élastique en considérant la continuité de la pression de fluide à travers la fracture.

1.4 Fracturation hydraulique et problèmes liées

La fracturation hydraulique peut être définie comme un processus dans lequel une fracture s'initie et se propage sous l'effet de l'injection d'un fluide dans cette fracture. L'idée de la fracturation hydraulique consiste à exploiter du pétrole ou bien du gaz dans les formations géologiques très peu perméables en créant des fractures ou en connectant les fractures existantes afin d'augmenter la perméabilité. En plus de cette application, la fracturation hydraulique peut être appliquée dans plusieurs domaines ([Sarris et Papanastasiou, 2012a](#)) :

- Dans l'ingénierie minière : préconditionner des massifs rocheux pour l'excavation.
- Dans l'ingénierie environnementale : former des barrières afin de bloquer le transport des contaminants.
- Dans les réservoirs géothermiques : exploiter la chaleur géothermique.
- Dans l'ingénierie géotechnique : injecter le coulis de ciment dans le sol afin de réduire les effets de tassement sous les ouvrages.

De nombreux auteurs ont étudié la fracturation hydraulique soit par voie analytique ([Kristianovitch et Zheltov, 1955](#); [Perkins et Kern, 1961](#); [Geertsma et De Klerk, 1969](#); [Nordgren, 1972](#); [Adachi et Detournay, 2008](#)), soit par voie numérique ([Hagoort et al., 1980](#); [Boone et Ingraffea, 1990](#); [Carrier et Granet, 2012](#)), soit par voie expérimentale ([Haimson et Fairhurst, 1969](#); [Shin et Santamarina, 2010](#)). En général, le processus de fracturation hydraulique fait intervenir le couplage d'au moins de quatre mécanismes physiques :

- Ecoulement du fluide dans la fracture (en fonction de son ouverture)
- Déformation du milieu généré par la pression du fluide injecté dans la fracture combinée avec la pression in situ
- Diffusion du fluide dans la fracture vers le milieu poreux entouré
- Initiation et propagation de fracture (problème de frontière évolutive)

Trois types de modèles ont été proposés pour étudier le problème de fracturation hydraulique ([Figure 1-4](#)):

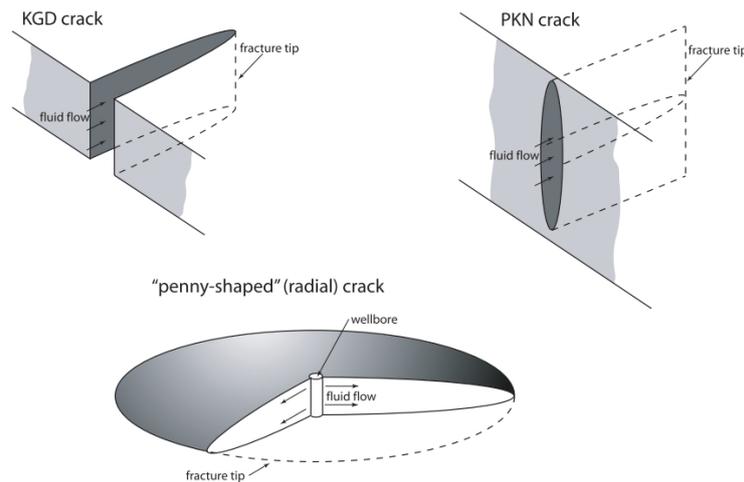


Figure 1-4 – Différents modèles utilisés pour la fracturation hydraulique (Kovalyshen, 2010)

- Modèle KGD proposé et développé par [Kristianovitch et Zheltov \(1955\)](#), [Geertsma et De Klerk \(1969\)](#) : pour ce modèle, la section de la fracture est une ellipse horizontale avec des conditions en déformations planes.
- Modèle PKN développé par [Perkins et Kern \(1961\)](#), [Nordgren \(1972\)](#) : la fracture a une section elliptique avec des conditions en déformations planes. En plus, la relation entre l'évolution de la fracture et la pression du fluide doit être proportionnelle.
- Modèle axisymétrique (penny-shaped crack) : Ce modèle a été premièrement utilisé par [Abe et al. \(1976\)](#) pour la fracturation hydraulique des roches dans lesquelles la fracture est supposée d'avoir une section sous forme d'un disque. En raison de la symétrie géométrique, dans le cas d'injection d'un fluide dans le puits perpendiculaire à la fracture, la fracture se propagera symétriquement par rapport au puits.

Parmi ces trois modèles, le modèle KGD est celui le plus utilisé pour étudier le problème de fracturation hydraulique car il est le plus proche de l'état naturel des fractures.

1.4.1 Méthodes numériques pour la fracturation hydraulique

En général, l'approche analytique pour le problème d'une fracture hydraulique est complexe à cause du couplage ainsi que de la non-linéarité de plusieurs mécanismes physiques. Plusieurs études numériques ont été donc réalisées pour surmonter ces difficultés.

La méthode la plus utilisée consiste en la méthode des éléments finis (méthode MEF) pour modéliser divers problèmes. [Hagoort et al. \(1980\)](#) ont travaillé sur la diffusion 3D en établissant l'équation de diffusion gouvernant l'évolution temporelle de la pression interstitielle. [Gordeyev et Entov \(1997\)](#) ont étudié les fractures de forme de disque et en déformations planes. Quelques auteurs ont cependant simulé la fracturation hydraulique dans les matériaux non-poreux tels qu'[Adachi et al. \(2007\)](#), parmi d'autres.

En combinant la méthode MEF et la méthode des différences finies (méthode MDF), [Mathias et Reeuwijk \(2009\)](#) ont utilisé le schéma de résolution de type Euler implicite pour étudier le problème de diffusion 3D de fluide depuis la fracture vers la matrice en supposant

une propagation très lente des fractures de manière que la pression de pores aux alentours des fractures est toujours en équilibre.

Segura et Carol (2008), Sarris et Papanastasiou (2012a,b) et Carrier et Granet (2012) ont employé la méthode MEF avec des éléments cohésifs sans épaisseur pour la modélisation de la propagation des fractures dans un milieu poroélastique. Divers types d'éléments cohésifs ont été développés : éléments à 2 nœuds (Segura et Carol, 2008), à 3 nœuds (Guiducci et al., 2002), à 6 nœuds (Sarris et Papanastasiou, 2012a,b), à 8 nœuds (Carrier et Granet, 2012). Ces auteurs ont négligé les effets mécaniques liés au fait que les fractures sont souvent remplies d'autres matériaux et peuvent avoir une certaine rigidité.

Adachi et al. (2001) combinent la méthode des discontinuités du déplacement (méthode DD) pour résoudre les équations élastiques et la méthode des différences finies explicite afin de résoudre les équations de l'écoulement en supposant que le fluide totalement remplit la fracture. En plus, aucun échange de fluide entre la fracture et la formation n'est prise en considération. En utilisant la même approche, Lecampion et Detournay (2007) ont étendu les travaux d'Adachi et al. (2001) pour le problème de propagation d'une fracture hydraulique en supposant l'existence d'une petite zone non remplie de fluide entre le fluide injecté et la pointe de la fracture.

La combinaison de la méthode des éléments frontières et la méthode des différences finies peut être employée pour étudier le problème couplé de l'écoulement dans un milieu fracturé. La méthode des éléments frontières est utilisée pour résoudre le système d'équations dans le cadre de la mécanique linéaire de la rupture, tandis que la méthode des différences finies est employée pour résoudre les équations de l'écoulement (Philip et al., 2005).

Boutt et al. (2009) ont étudié l'influence de la perméabilité du milieu et l'emmagasinement d'une fracture en couplant le modèle Lattice-Boltzmann pour l'écoulement du fluide et le modèle des éléments discrets pour le comportement mécanique du milieu.

La méthode des éléments finis étendus a été récemment utilisée pour le problème de la fracturation hydraulique. Réthoré et al. (2008) ont utilisé cette méthode pour modéliser l'écoulement de fluide dans un milieu poreux fracturé et puis dans un milieu poreux non-saturé contenant des fractures cohésives. Weber et al. (2013) ont simulé la propagation des fractures hydrauliques dans un milieu élastique en configuration de déformations planes en négligeant l'échange de fluide entre la fracture et la formation (milieu imperméable).

1.4.2 Paramètres influençant la fracturation hydraulique

Outre l'influence de la fuite (diffusion) du fluide depuis la fracture vers le milieu poreux environnant déjà présentée dans la Section 1.3.2, l'influence de quelques paramètres principaux sera présentée dans cette partie.

1.4.2.1 Influence de la perméabilité et de l'emmagasinement du milieu poreux

Carrier et Granet (2012) ont étudié numériquement l'influence de la perméabilité du milieu poreux sur l'évolution d'une fracture hydraulique. Deux cas de perméabilité ont été simulés :

(i) cas de perméabilité isotrope pour la modélisation d'une diffusion 2D, et (ii) cas de perméabilité anisotrope où $k_{yy} \gg k_{xx}$ pour simuler la diffusion 1D. Le cas (ii) correspond au modèle 1D d'échange de fluide de Carter. La Figure 1-5a présente l'évolution temporelle de la longueur de la fracture tandis que la Figure 1-5b montre le profil de déplacement d'ouverture des lèvres de la fracture pour deux perméabilités différentes.

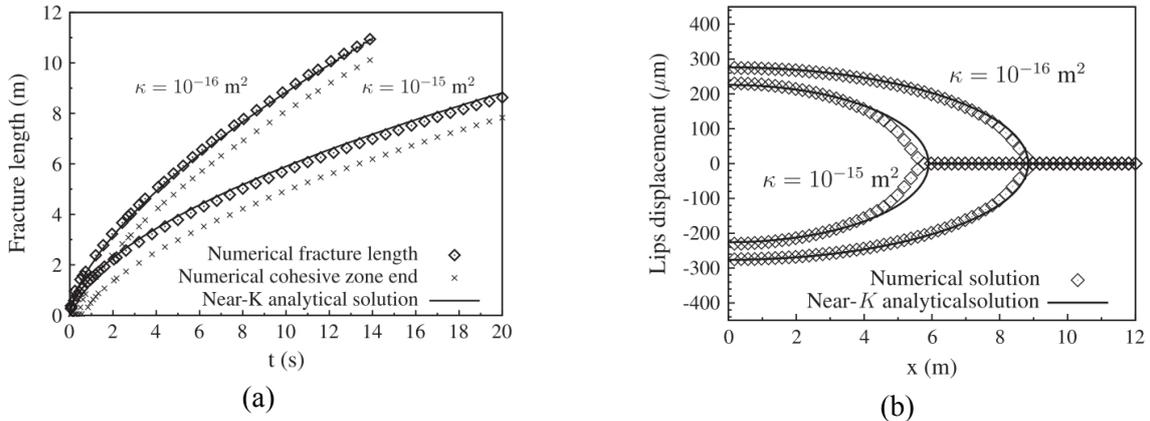


Figure 1-5 – (a) Profil de la longueur et (b) Profil du déplacement des lèvres d'une fracture hydraulique dans un milieu poroélastique pour deux cas ayant la perméabilité différente (Carrier et Granet, 2012). La fracture évolue plus lentement pour un milieu poreux plus perméable.

Les résultats montrent que l'augmentation de la perméabilité diminue à la fois la longueur et l'ouverture de la fracture. Ceci s'explique par le fait que l'augmentation de la perméabilité du milieu entraîne l'augmentation de la quantité du fluide diffusé vers la formation, ce qui diminue la contrainte normale appliquée sur les lèvres de la fracture. Par conséquent, la fracture se propage moins rapidement, et l'ouverture de la fracture est également moins importante.

Boutt et al. (2009) ont réalisé des études expérimentales et numériques de l'influence de la perméabilité et de l'emmagasinement d'un milieu poreux sur l'initiation et la propagation des fractures hydrauliques naturelles. Leurs résultats montrent qu'une augmentation de la perméabilité entraîne un accroissement de la vitesse de propagation des fractures, diminue la déformation du milieu, et augmente l'espacement entre les fractures.

1.4.2.2 Influence de la viscosité du fluide injecté

Dans cette section, l'influence de la viscosité du fluide injecté est présentée. Ce type d'étude a été récemment réalisé par quelques auteurs tels que Carrier et Granet (2012), Sarris et Papanastasiou (2013), parmi d'autres.

Contrairement à l'influence de la perméabilité, l'augmentation de la viscosité du fluide injecté entraîne l'hétérogénéité de la pression du fluide dans la fracture. Sur la Figure 1-6a, lorsque la viscosité est très faible ($\mu = 10^{-4} \text{ Pa}\cdot\text{s}$), le fluide s'écoule très facilement dans la fracture, ce qui résulte en une pression du fluide quasi homogène dans la fracture. De plus, cet écoulement contribue également à l'évolution plus rapide de la fracture.

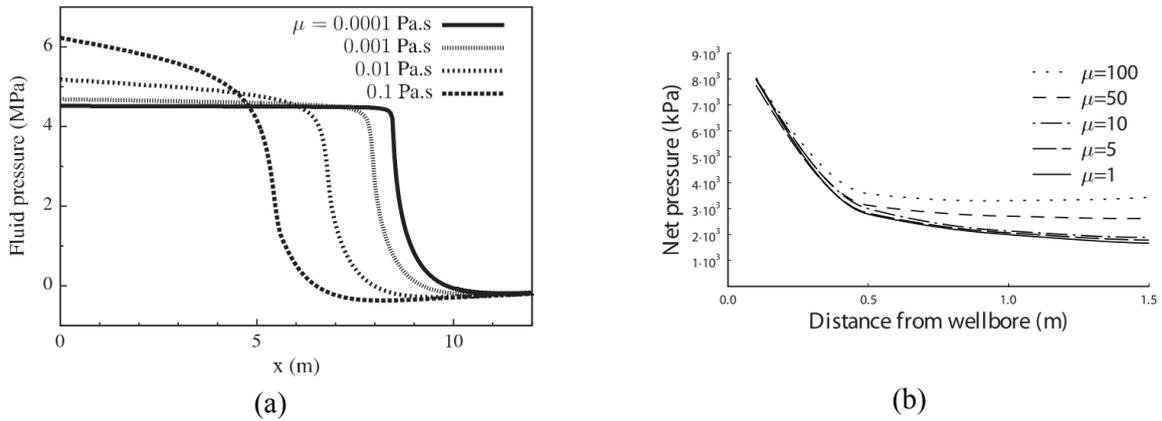


Figure 1-6 – (a) Profile de la pression nette dans la fracture (Sarris et Papanastasiou, 2013) et (b) Profile de la pression du fluide d’une fracture hydraulique dans un milieu poroélastique pour différentes viscosités (Carrier et Granet, 2012).

Sur la Figure 1-6b, les résultats montrent que la pression nette diminue avec l’abscisse de la fracture. Cette pression nette diminue très fortement pour une certaine distance par rapport au puits d’injection et puis réduit très légèrement pour atteindre un palier horizontal. En plus, une valeur plus grande de la viscosité ralentit cette chute de pression.

1.4.2.3 Influence du débit d’injection du fluide

L’influence du débit lors du processus d’injection a été numériquement étudiée par Mohammadnejad et Khoei (2013). Sur la Figure 1-7 l’augmentation du débit d’injection entraîne l’évolution plus rapide à la fois de la longueur et du déplacement d’ouverture de la fracture après la propagation. Toujours, la valeur des pics de la contrainte effective normale correspond à la résistance en traction du matériau. A priori, la quantité du fluide diffusé doit s’accroître avec le débit d’injection.

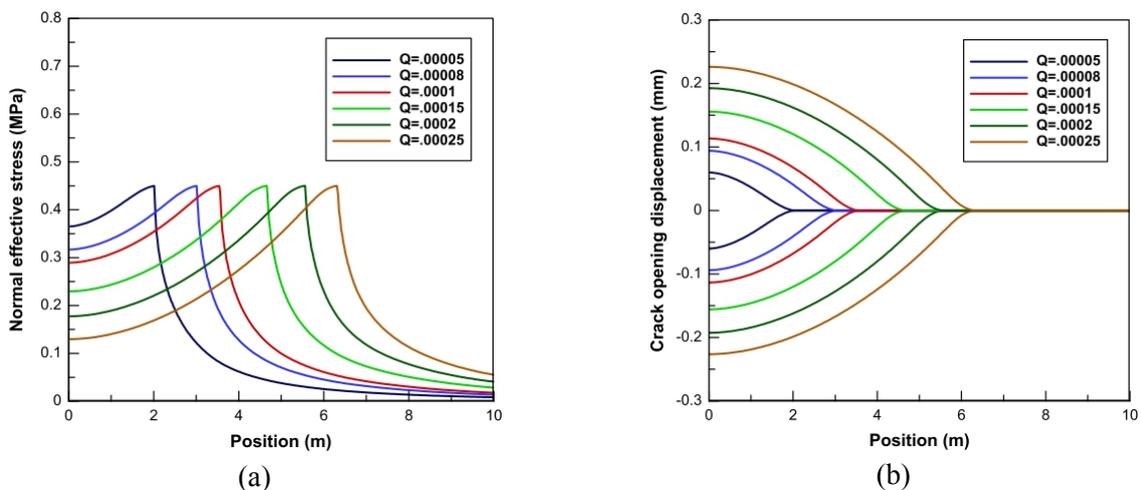


Figure 1-7 – (a) Profile de la contrainte effective normale et (b) Profile du déplacement d’ouverture des lèvres d’une fracture hydraulique dans un milieu poroélastique pour différents débits d’injection au point d’entrée de la fracture à $t = 10s$ (Mohammadnejad et Khoei, 2013).

Mohammadnejad et Khoei (2013) ont constaté l'existence d'une petite zone devant la pointe de la fracture où la pression du fluide est négative. Cette valeur négative représente une succion ou bien une zone n'ayant pas de fluide. Cette zone disparaît lorsque (i) la perméabilité du milieu est élevée, (ii) le débit d'injection est faible, et (iii) la viscosité du fluide est petite.

1.4.2.4 Influence du gradient de la pression interstitielle

Geertsma (1966), Boone et Ingraffea (1990) ont étudié l'influence d'une distribution uniforme et symétrique de la pression interstitielle sur la propagation d'une fracture rectiligne. Sous un champ de pression interstitielle non-uniforme, une fracture tend, en général, à se propager dans la direction parallèle à la direction de la contrainte maximale compressive (à l'infini), ce qui minimise l'énergie requise pour l'extension. Bruno et Nakagawa (1991) ont expérimentalement étudié l'influence du gradient de la pression interstitielle sur l'orientation ainsi que la direction de propagation d'une fracture pour une roche sédimentaire.

La Figure 1-8 présente le résultat de l'expérimentation relative à la propagation de la fracture dans un champ de pression interstitielle non-uniforme. Le fluide est injecté dans le point d'injection au-dessus à un débit de $2 \text{ cm}^3/\text{min}$ dont la pression augmente à environ 5200 kPa pendant 3 minutes pour que la fracture hydraulique se génère, le point d'injection à droite est maintenu à la pression atmosphérique. La fracture se propage vers la région ayant une pression interstitielle locale plus élevée avec une déviation plus importante. La fracture passe directement le point d'injection au dessous (à gauche) lorsque la pression dans ce point d'injection est suffisamment grande.

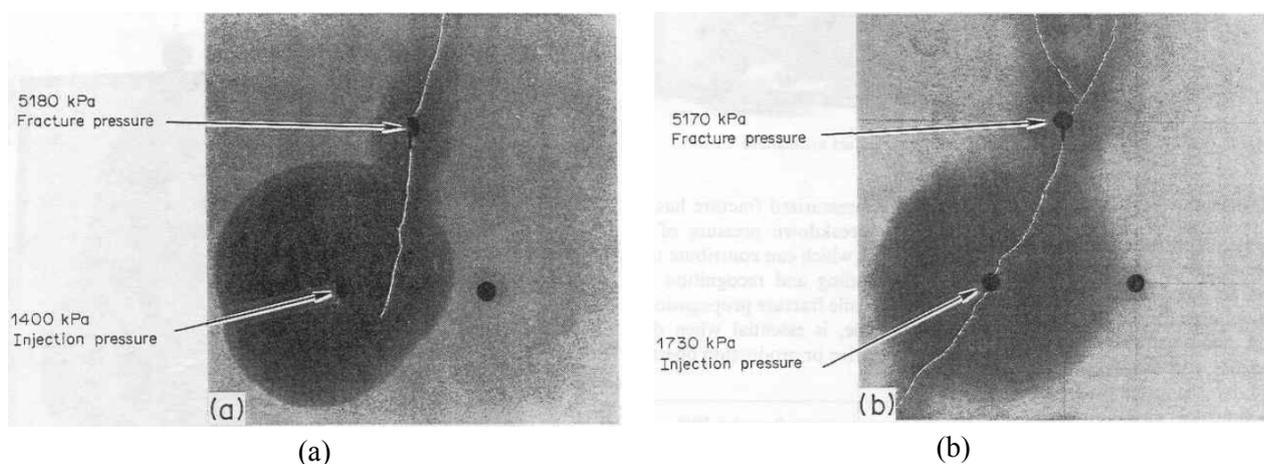


Figure 1-8 – (a) Fracture orientée vers le point d'injection de 1400 kPa et (b) Fracture propagée à travers le point d'injection de 1730 kPa (Bruno et Nakagawa, 1991).

Berchenko et Detournay (1997) ont utilisé un modèle numérique pour démontrer que la pression interstitielle peut altérer le chemin de propagation d'une fracture hydraulique induite. Yang et al. (2011) ont numériquement étudié le rôle de la pression interstitielle durant la fracturation hydraulique. Leurs résultats ont montré une bonne concordance avec les résultats expérimentaux de Bruno et Nagakawa (1991).

1.4.2.5 Influence de la zone non-fluide (« fluid lag »)

La zone non-fluide dans une fracture (« fluid lag » en anglais) est définie comme la distance entre le fond du fluide et la pointe de la fracture. La formation de cette zone dépend de plusieurs paramètres tels que la pression de confinement, la perméabilité du milieu poreux, la viscosité du fluide injecté, le débit d'injection, etc. Plusieurs travaux montrent que la pression du fluide avant la pointe de la fracture a tendance à chuter et atteindre même une valeur négative (suction). Ceci doit s'expliquer par l'existence d'une zone non-fluide devant l'extrémité de la fracture.

Advani et al. (1997) ont étudié les conséquences de la zone « non-fluide » pour les fractures hydrauliques rectangulaires tridimensionnelles. Ils ont montré que le couplage entre le modèle de fracture 3D et la zone non-fluide étaient à l'origine de l'excès significatif de la pression d'injection nécessaire pour le processus de fracturation hydraulique ainsi que réduire les facteurs d'intensité de contraintes.

D'après Garagash et Detournay (2000), la zone non-fluide peut être négligée pour un milieu élastique très mou (i.e. module d'Young très petit) soumis à une contrainte de confinement importante. De plus, une valeur petite de la viscosité du fluide injecté facilitera l'écoulement dans la fracture, ce qui fera disparaître la zone non-fluide.

1.5 Conclusions

Le problème d'écoulement et de diffusion de fluide dans des milieux poreux fracturés (i.e. couplage hydromécanique) est largement étudié ces dernières années. Ce couplage est impliqué dans différentes applications très importantes telles que l'exploitation des hydrocarbures, de l'énergie géothermique, le stockage des déchets nucléaires et du CO₂.

Pour étudier ce problème, dans un premier temps différents types de discontinuités et leurs origines sont distingués. Cela nous donne une vue globale afin d'établir des modèles constitutifs de comportement mécanique des discontinuités.

Ensuite, les problèmes d'écoulement et de diffusion de fluide dans la fracture et dans la matrice poreuse sont présentés. Le cadre des équations constitutives (loi de Darcy pour la matrice poreuse et la loi de Poiseuille pour la fracture) ainsi que des solutions théoriques sont rappelées pour les milieux 2D et 3D en tenant compte des avancées récentes concernant la modélisation de l'échange de la masse de fluide entre la fracture et la matrice. Différentes approches de modélisation de l'écoulement de fluide ont été également passées en revue.

Le problème de couplage hydromécanique a été présenté dans lequel deux questions clefs, consistant en le concept de la contrainte effective et des modèles d'échange de la masse de fluide entre la fracture et la matrice poreuse environnante, sont récapitulées. Dans le cadre de cette thèse, le concept de la contrainte effective de Biot (1941) et le modèle d'échange de la masse de fluide dérivé par Pouya et Ghabezloo (2010) sont utilisés pour modéliser le couplage hydromécanique dans des milieux poreux fracturés.

