



**HAL**  
open science

# Modélisation de la fracturation naturelle des sédiments : impacts sur la modélisation de bassin

Zady Ouraga

► **To cite this version:**

Zady Ouraga. Modélisation de la fracturation naturelle des sédiments : impacts sur la modélisation de bassin. Géotechnique. Université Paris-Est, 2017. Français. NNT : 2017PESC1165 . tel-01743714

**HAL Id: tel-01743714**

**<https://pastel.hal.science/tel-01743714>**

Submitted on 26 Mar 2018

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

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



UNIVERSITÉ  
— PARIS-EST



## THÈSE

Spécialité : Géomécanique

École doctorale : Sciences, Ingénierie et Environnement

réalisée

à l'IFP Energies Nouvelles

présentée par

**Zady OURAGA**

pour obtenir le grade de :

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS-EST**

---

# Modélisation de la fracturation naturelle des sédiments: impacts sur la modélisation de bassin

---

Thèse rapportée par :

**Dominique Leguillon**  
**Frederic Donzé**

Directeur de recherche émérite, UPMC  
Professeur, Université Grenoble Alpes

Thèse soutenue publiquement le 19 Septembre 2017 devant le jury composé de :

**Nicolas Guy**  
**Amade Pouya**

Encadrant, Ingénieur chercheur (IFPEN)  
Directeur de thèse, Professeur à l'École  
des Ponts ParisTech

**Tristan Cornu**  
**Jean Sulem**

Examinateur, Ingénieur (TOTAL)  
Examinateur, Professeur à l'École  
des Ponts ParisTech

**Panos Papanastasiou**  
**Dominique Leguillon**

Examinateur, Professeur University of Cyprus  
Rapporteur, Professeur à l'Université  
Pierre Marie Curie

**Frédéric Donzé**

Rapporteur, Professeur à l'Université  
Grenoble Alpes



---

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction et contexte</b>	<b>13</b>
1.1	Contexte de la modélisation des bassins sédimentaires . . . . .	15
1.2	Fracturation naturelle des sédiments . . . . .	16
1.2.1	Structure et géométrie des discontinuités naturelles . . . . .	17
1.2.2	Mécanismes de formation des fractures naturelles dans les bassins sédimentaires . . . . .	20
<b>2</b>	<b>Comportement hydromécanique des joints et du milieu poreux</b>	<b>25</b>
2.1	Comportement mécanique des joints . . . . .	25
2.1.1	Modèles de comportement de joints sous chargement normal . . . . .	25
2.1.2	Modèles de comportement des joints sous chargement de cisaillement	27
2.2	Ecoulement de fluide dans les milieux poreux fracturés . . . . .	31
2.2.1	Equations générales de l'écoulement 2D . . . . .	31
2.2.2	Solutions théoriques . . . . .	35
2.3	Couplages hydromécaniques . . . . .	35
2.4	Modèles de fissuration des milieux poreux . . . . .	38
2.4.1	Mécanique linéaire de la rupture . . . . .	38
2.4.2	Lien entre l'approche en contrainte et l'approche en énergie . . . . .	42
2.4.3	Limites de la mécanique de la rupture . . . . .	43
2.4.4	Les modèles de joints cohésifs . . . . .	45
2.4.5	Avantages et inconvénients des modèles cohésifs . . . . .	48
<b>3</b>	<b>Etude analytique de l'initiation de fractures sous sédimentation rapide</b>	<b>49</b>
3.1	Mécanisme de fracturation naturelle sous l'effet de la sédimentation . . . . .	49
3.1.1	Le déséquilibre de compaction . . . . .	50
3.1.2	Sources de fluide . . . . .	51
3.2	Formulation du problème bicouche . . . . .	51
3.3	Condition d'amorçage des fractures . . . . .	53
3.3.1	Ecoulement dans un milieu poreux homogène . . . . .	55
3.3.2	Solution du problème . . . . .	56
3.3.3	Analyse de l'initiation des fractures . . . . .	62

<b>4</b>	<b>Discrétisation du problème d'écoulement et de déformation dans un milieu poreux fissuré</b>	<b>69</b>
4.1	Formulation numérique : discrétisation par la méthode des éléments finis (FEM) . . . . .	70
4.1.1	Formulation faible . . . . .	70
4.1.2	Formulation du problème par la méthode des éléments finis . . . . .	73
4.1.3	Mise en place du couplage hydromécanique . . . . .	74
4.2	Modèle de joint cohésif pour la simulation numérique . . . . .	77
4.2.1	Présentation du modèle . . . . .	77
4.2.2	Relations constitutives du modèle de joints cohésifs . . . . .	78
4.2.3	Critère d'endommagement . . . . .	80
4.2.4	Evolution du paramètre d'endommagement $D$ . . . . .	81
4.3	Modélisation de la propagation de fracture . . . . .	82
4.3.1	Validation numérique du couplage hydromécanique . . . . .	83
4.3.2	Simulations numériques de fracturation naturelle . . . . .	85
4.3.3	Résultats des simulations numériques . . . . .	88
4.4	Les effets du couplage hydromécaniques sur la formation des réseaux de fracturation naturels dans les bassins sédimentaires . . . . .	94
4.4.1	Introduction . . . . .	94
4.4.2	Modèle de réseaux de fractures . . . . .	95
4.4.3	Résultats de la simulation numérique et discussion . . . . .	97
<b>5</b>	<b>Mise à l'échelle de la modélisation de bassin et applications</b>	<b>103</b>
5.1	Contexte du bassin de Elgin-Franklin . . . . .	103
5.2	Modélisation de la fracturation naturelle . . . . .	105
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>111</b>
	<b>A Modeling of natural fracture initiation and propagation in basin sedimentation context</b>	<b>113</b>
	<b>B Effect of hydro mechanical coupling on natural fracture network formation in sedimentary basins</b>	<b>137</b>
	<b>C Modeling of natural fracture propagation under sedimentation</b>	<b>149</b>
	<b>D Analytical and numerical description of natural fracture initiation in basin modeling context</b>	<b>157</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>165</b>

# Table des figures

1.1	Exemple de modélisation de bassin (les couleurs représentent différents types de lithologie). Source : IFPEN . . . . .	13
1.2	Familles de fractures rencontrées à l’affleurement. Source : Bazalgette [2004]	19
1.3	Exemple de motifs à la surface des joints les motifs ont été accentués à la craie. Source : Mc Conaughy et Engelder [1999] . . . . .	19
2.1	Comportement mécanique en compression normale des discontinuités. Source : (a) Goodman [1976], (b) Bandis et al. [1983] . . . . .	26
2.2	Modèle de Patton. Source : Patton [1966] . . . . .	28
2.3	Un milieu poreux fracturé comprenant des fissures intersectées. Source : Pouya et Ghabezloo [2010] . . . . .	31
2.4	Echange de la masse de fluide entre la fracture et la matrice en un point régulier d’une fracture. Source : Pouya et Ghabezloo [2010] . . . . .	32
2.5	Conservation de la masse à l’intersection entre les fractures. Source Pouya et Vu [2012] . . . . .	33
2.6	Plaque infinie avec trou circulaire. Source : Kirsch [1898] . . . . .	39
2.7	(a) contours $\Gamma_1$ et $\Gamma_2$ autour de la pointe d’une fracture, (b) composantes de contraintes devant le fond de la fracture. Source : Gdoutos [2005] . . . . .	43
2.8	Modèle de zone cohésive . . . . .	46
2.9	Modèle cohésif de Barenblatt . . . . .	46
2.10	Modèle cohésif de Dugdale . . . . .	47
2.11	Modèle cohésif de Xu et Needleman [1994] . . . . .	47
3.1	Profil évalué sur le Golfe du Mexique. Source : Schmidt [1973] . . . . .	50
3.2	Modèle conceptuel bicouche et les conditions aux limites mécaniques. Source : Ouraga et al. [2017] . . . . .	52
3.3	Mécanisme d’amorçage de fracture dans le modèle conceptuel bicouche. Source : Ouraga et al. [2017] . . . . .	53
3.4	Modèle conceptuel pour l’étude de l’amorçage des fractures et les conditions aux limites mécaniques; l’évolution de la pression dans le réservoir dans le modèle de base bicouche est imposée comme condition aux limites à la base de ce modèle. Source : Ouraga et al. [2017] . . . . .	55

3.5	(a) Modèle homogène avec les conditions aux limites ; (b), (c) géométrie et conditions aux limites respectives des sous-problèmes 1 et 2. . . . .	57
3.6	Evolution de la pression en fonction de la profondeur . . . . .	62
3.7	Evolution de la contrainte normale à la pointe de la fracture en fonction du temps (a) pour plusieurs valeurs de taux de sédimentation et (b) plusieurs valeurs de perméabilité intrinsèque . . . . .	64
3.8	(a) Evolution du défaut hydraulique en fonction du ratio entre le taux d'augmentation de la pression dans le réservoir et le taux d'augmentation de la contrainte due à la sédimentation et, (b) évolution du taux de sédimentation en fonction du ratio entre la perméabilité intrinsèque et le carré du défaut hydraulique. . . . .	66
3.9	Evolution du défaut hydraulique en fonction du ratio entre le module de Young de la couverture et le module de Young du réservoir . . . . .	67
4.1	Problème hydraulique et mécanique défini dans un même milieu poreux fissuré homogène. Source : Pouya [2015] . . . . .	70
4.2	(a) Volume de référence autour d'une ligne d'intersection $L$ de la fracture; (b) portion de la surface de la fracture dans le volume de référence. Source : Pouya [2012] . . . . .	72
4.3	Schéma du couplage hydro mécanique . . . . .	75
4.4	Definition de la variable d'endommagement. Source : Pouya et Bemani [2015] . . . . .	78
4.5	Evolution du critère d'endommagement d'un état intact à un état totalement endommagé. Source : Pouya et Bemani [2015] . . . . .	81
4.6	Courbe contrainte-déplacement pour le modèle de fracture cohésive avec endommagement pour différente valeur de $\beta$ . Source : Pouya et Bemani [2015] . . . . .	82
4.7	Modèle et condition aux limites du problème de consolidation de Terzaghi . . . . .	83
4.8	Courbe de consolidation de la pression normalisée en fonction de la pression pour différents temps . . . . .	85
4.9	Modèle pour la simulation numérique par la méthode des éléments finis avec une seule fracture . . . . .	86
4.10	Représentation de la zone cohésive . . . . .	86
4.11	Evolution de la pression de la contrainte horizontale total et effective dans le massif le long de la zone cohésive à $0.03 Ma$ . . . . .	89
4.12	Evolution de la contrainte effective à la pointe de la fracture du calcul analytique et de la simulation numérique. Source : Ouraga et al. [2017] . . . . .	89
4.13	Evolution de la longueur de la fracture en fonction du temps. Source : Ouraga et al. [2017] . . . . .	90
4.14	Evolution de l'endommagement dans le premier joint. . . . .	90
4.15	Evolution de l'ouverture dans les 14 premiers joints de la fracture. . . . .	91
4.16	Résultats de la propagation de la fracture et l'évolution de la pression (a), et la norme du déplacement (b) pour plusieurs instants de la simulation. . . . .	92

4.17	Evolution de la fracture (a) et contrainte effective à la pointe de la fracture (b) pour des vitesses de chargement de 200 $m/Ma$ et 160 $m/Ma$ . Source : Ouraga et al. [2017] . . . . .	93
4.18	(a) Modèle conceptuel et conditions aux limites mécaniques, (b) maillage pour la simulation numérique avec des chemins cohésifs de fracturations potentiels . . . . .	97
4.19	(a) Propagation de la fracture et évolution de la pression dans le cas d'une couverture ductile (a) et d'une couverture fragile (b) . . . . .	98
4.20	Evolution de la longueur moyenne des fractures actives et l'espacement moyen dans une roche ductile (a) et dans une roche fragile (b) . . . . .	99
4.21	Pression à travers une section transversale le long de la ligne AA' (confer figure 4.18) dans une roche ductile (a) et dans une roche fragile (b) . . . . .	100
5.1	Contexte du bassin de Franklin. Source : [Rudkiewicz et al., 2000] . . . . .	104
5.2	Position de la section d'étude en noir correspondant à Elgin-Franklin. Source : [Rudkiewicz et al., 2000] . . . . .	104
5.3	Les paramètres stratigraphiques et lithologique de la section en 2D. Source : [Rudkiewicz et al., 2000] . . . . .	105
5.4	Exemple de défauts dans les couches de Hardground (a) présence de coquillage, (b) bioturbation. Source : Bodenbender et al. [1989] . . . . .	106
5.5	Etat actuel du dépôt, les couleurs correspondent aux lithologies du champ de Elgin-Franklin . . . . .	107
5.6	Pression de pores dans les couches de la section du champ de Elgin-Franklin	108
5.7	Pression de pores le long du puits 30/1 c (confer figure 5.5) dans la section Elgin-Franklin . . . . .	109
5.8	Les effets de l'hétérogénéité hydromécanique des couches dans la section du champ de Elgin-Franklin . . . . .	110
5.9	Carte de fracturation naturelle dans le champ Elgin-Franklin . . . . .	110





## Résumé

La modélisation de bassin est couramment utilisée pour décrire l'évolution des bassins sédimentaires à partir d'une reconstitution de leur histoire. Durant la modélisation des processus géologiques, les propriétés de transfert des sédiments peuvent changer significativement à cause de leur fracturation naturelle. La présence de ces fractures dans le bassin peut constituer des chemins préférentiels d'écoulement ou des barrières qui contrôlent les niveaux de surpressions, l'accumulation et la migration des hydrocarbures dans le milieu ainsi que la perméabilité du milieu. Dans l'industrie pétrolière et en particulier durant l'exploration, la connaissance de l'historique des processus de fracturation naturelle permet d'améliorer la prédiction des positions de réservoirs d'hydrocarbures dans le milieu ainsi que leurs propriétés. En profondeur les fractures s'amorcent dans les roches au niveau des discontinuités géométriques. Cependant, les chargements à l'origine de l'initiation de ces fractures restent mal connus. Dans les bassins sédimentaires, les propriétés mécaniques et géométriques de ces fractures sont directement reliées aux processus inhérents à leur formation. Elles peuvent dériver de certains processus comme par exemple le dépôt des sédiments, les chargements tectoniques ou le processus d'érosion. Le but de cette thèse est de fournir une amélioration de la caractérisation de l'amorçage des fractures dans la modélisation de bassin à partir d'un outil numérique de simulation de réseaux de fractures et de son évolution sous chargement hydromécanique. Au cours de la sédimentation, les matériaux enfouis subissent une augmentation de la contrainte verticale. Cette augmentation de la contrainte par sédimentation entraîne une compaction mécanique et une diminution de la porosité. La compaction mécanique qui dépend du taux de sédimentation et de la perméabilité des matériaux enfouis peut générer des surpressions importantes dans le bassin. Dès lors une compétition s'établit entre la dissipation de la surpression des fluides et la vitesse de sédimentation et peut conduire à l'amorçage de fractures. Ainsi, pour étudier analytiquement l'amorçage des fractures dans le bassin, un modèle synthétique géologique est proposé. La solution analytique de l'évolution de la pression et des contraintes dans ce contexte est obtenue en superposant deux problèmes de poroélasticité. L'analyse de la solution et d'un critère de fracturation serviront de base pour prédire l'amorçage et la propagation des fractures. Pour simuler la propagation et l'évolution des fractures, un modèle numérique comportant des chemins potentiels de fracturation uniformément répartis est mis au point dans le code de calcul par éléments finis Porofis. Les fractures sont modélisées par un modèle de joints cohésifs avec endommagement et l'écoulement est décrit à partir de loi de Poiseuille. Les effets du couplage hydromécanique dans les fractures et dans la matrice poreuse sur l'évolution dynamique de l'espacement des fractures pour des cas synthétiques typiques de la modélisation de bassin sont également étudiés.

**Mots clés :** Mécanique des roches, Fracturation naturelle, Endommagement, Couplage hydromécanique, Zone cohésive, Modélisation de bassin

## Abstract

Basin modeling is commonly used to describe basin's evolution from a reconstruction of its history. During the geological processes modeling, the transfer properties of sediments can change significantly due to natural fracturing and therefore may constitute preferential flow paths or barrier that control hydrocarbons migration and accumulation. In petroleum industry, and especially for exploration, the knowledge of natural fracturing processes and history enhances the prediction of overpressures, potential location of hydrocarbon storage and matrix equivalent permeability. At significant depth, nucleation of fractures and initiation are triggered at existing defects, but the loads behind its initiation are unknown or poorly characterized. In sedimentary basins, fracture mechanical and geometrical properties are directly related to the processes from which it comes. Fracture initiation at depth can arise from many processes such as deposition, tectonic and erosion processes. The aim of the thesis is to provide an improvement in the characterization of fracture initiation in basin modeling by using a numerical modeling of fracture network and its evolution under hydro mechanical loading. During sedimentation, buried rocks are subjected to an increase in vertical stress. This increase leads to a decrease of porosity that is commonly called mechanical compaction. Indeed, the mechanical compaction depending on its rate and on the permeability of the burden rocks, can induce significant overpressures. Thus, a competition is initiated between the dissipation of fluid overpressure and sedimentation rate, and may result in fracture initiation. For analytical study of fracture initiation, a synthetic geologic structure is used. The analytical solution of the pressure and stresses in a sealing formation is proposed under sedimentation by superposing two problems of poroelasticity. This analytical solution and a fracturing criterion are used to predict the initiation and propagation of the fracture. The fracture propagation and growth are studied by numerical simulations based on a finite element code dedicated to fractured porous media called Porofis. The numerical model contains defects initially closed and homogeneously distributed. The fractures are modeled with a constitutive model undergoing damage and the flow is described by Poiseuille's law. The effect of hydromechanical coupling on dynamic evolution of fracture spacing using synthetic geological structure for basin modeling is also studied.

**Keywords :** Rock mechanic, Natural fracturing, Damage, Hydromechanical Coupling, Cohesive zone, Basin modeling

## Remerciements

Je souhaite en premier lieu remercier mes encadrants Amade Pouya et Nicolas Guy pour la qualité de leur encadrement, la patience et surtout pour toutes ces heures consacrées à diriger ces travaux. Je souhaite exprimer ma gratitude à Monsieur Antoine Bouziat, Patrick Rasolofosoan et Benoit Noetinger pour leurs aides et conseils précieux au cours de ces travaux, et remercier particulièrement Jean Luc Rudkiewicz pour sa contribution dans ces travaux en mettant à ma disposition des données importantes pour une application de ces travaux. Aussi, j'aimerais porter une attention particulière à mes collègues de l'IFPEN et de l'ENPC qui ont contribué durant 3 ans à créer des moments conviviaux et à mettre en place un environnement stimulant.

Je remercie les membres du jury de la soutenance de ce doctorat pour le temps consentit à examiner ces travaux et surtout pour la qualité de leurs apports, leurs analyses.

Je dédie ces travaux à mon père, Monsieur Ouraga Yougo et ma mère Madame Yéboué Aou Claudine sans qui ces travaux n'auraient pu voir jour. j'exprime à travers ces mots la fierté d'être leur fils, mon amour et toute ma reconnaissance pour le temps consentit pour mon éducation et mon épanouissement. Je remercie également mes frères et soeurs Lydie, Ruth, Anasthasie, Luai et Eunice pour leurs soutiens durant ce parcours.

J'adresse mes remerciements également à mes tantes Madeleine Gbago, et Fiacre Ouraga, Madame Charlotte Ayékoué, Monsieur Zadi Luai, toute la famille Ouraga et Yeboué et plus particulièrement à mon oncle Darius Yeboué. Je tiens à exprimer des remerciements particuliers à Madame et Monsieur Adom et à ma tante Marguerite Ouraga pour leurs soutiens durant ces travaux et pendant la préparation de la soutenance.

J'ai une pensée spéciale pour mon oncle Monsieur Zadi Bruno qui m'appelait affectueusement son homo et qui nous a quitté durant cette année. Je viens par la présente te remercier pour ton soutien tout au long de mon parcours académique et de manifester tout mon amour.

Enfin, j'adresse toute mon affection, ma reconnaissance à mon épouse Ruth-Emmanuelle et à mon fils Hanniel-Obed pour leur soutien et leur amour sans faille qui m'a permis de donner le meilleur de moi-même durant ces travaux. Je profite aussi de l'occasion pour dédier ces travaux à nos enfants à venir.



# CHAPITRE 1

## Introduction et contexte

La modélisation de bassin est aujourd'hui couramment utilisée dans l'industrie pétrolière. Elle consiste à reconstituer de manière dynamique les processus géologiques subis par le bassin au cours de son évolution [Hantschel et Armin, 2009]. L'objectif de cette modélisation est de pouvoir décrire les écoulements de fluides, les évolutions géométriques et géologiques du sous-sol dans le passé (voir figure 1.1). En outre, elle permet de déceler les zones en surpression, et de prédire les positions potentielles de réservoirs d'hydrocarbures.

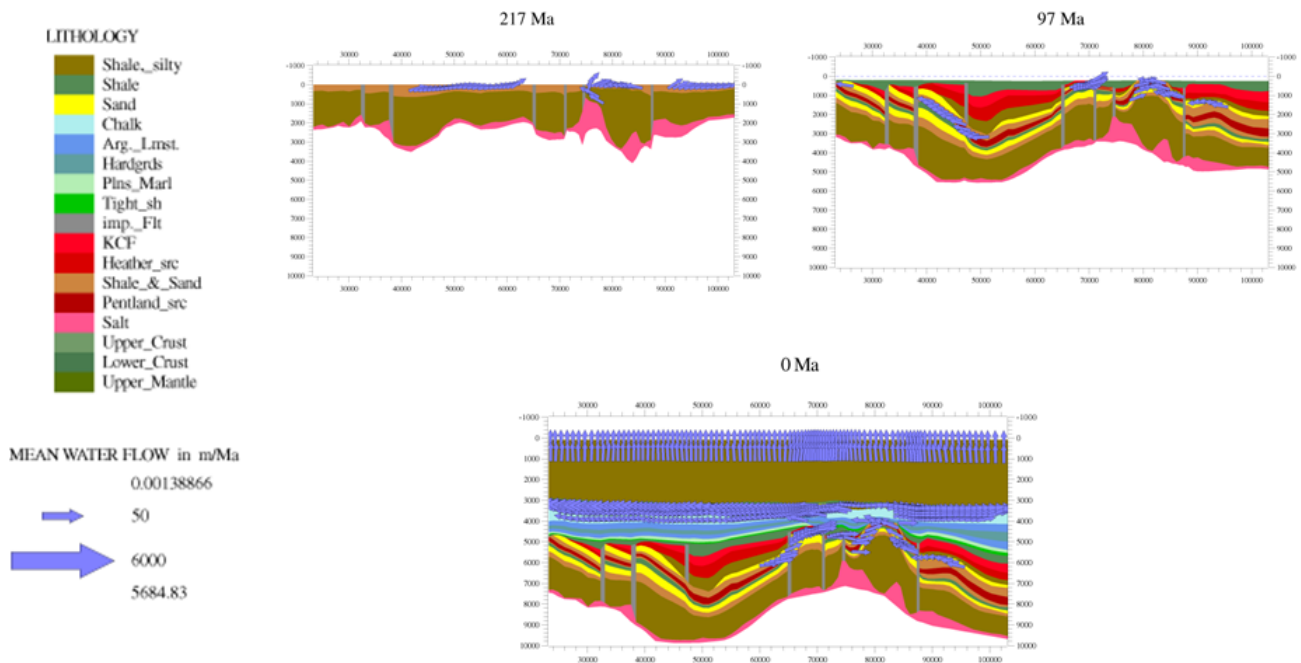


Figure 1.1 – Exemple de modélisation de bassin (les couleurs représentent différents types de lithologie). Source : IFPEN

Quand on modélise l’historique d’un bassin sédimentaire, l’évolution des propriétés de transfert des sédiments joue un rôle central et affecte notamment les niveaux de pression des fluides et les écoulements (voir figure 1.1). Dans des situations particulières, certains sédiments peuvent être amenés à se fracturer [Twenhofen, 1950; Schneider et al., 1999; Teixeira et al., 2016], ce qui a pour effet de modifier considérablement leurs propriétés de transfert. Ce phénomène est particulièrement important dans le cas de la fracturation de sédiments peu perméables qui est susceptible de totalement modifier l’état du bassin sédimentaire, les pressions de pores et la répartition des fluides à l’actuel. Les modèles de bassin actuels sont parfois mis en défaut à cause de leur description approximative de la fracturation naturelle. Les approches utilisées sont basées sur une estimation arbitraire de l’impact de la fracturation des sédiments sur leur perméabilité. L’impact de la fracturation est pris en compte par une pression limite donnée sans considérer l’évolution des contraintes in-situ. En négligeant le rôle des contraintes horizontales cette approche ne permet pas d’estimer si une couche est capable de se fracturer ou non de manière pertinente. Dans certains cas cette approche a été clairement mise en défaut notamment dans la prédiction des hauteurs de colonnes d’hydrocarbures dans les bassins soumis à des épisodes d’érosion rapide, et dans le cas de la prédiction des niveaux de surpression dans les bassins d’avant pays.

L’objectif de ces travaux est de pouvoir proposer une amélioration des prédictions issues des simulateurs de bassin en mettant au point un modèle qui décrit la fracturation naturelle des sédiments à l’échelle temporelle de la modélisation des bassins sédimentaires. Pour la description analytique de la fracturation naturelle, la difficulté réside dans le fait de prendre en compte des processus qui se déroulent à des échelles de temps différentes comme notamment la vitesse de sédimentation et la diffusion des fluides. L’idée est d’aboutir, sur la base de modélisations numériques, à une loi de comportement dont la mise en oeuvre et les paramètres sont faciles à implémenter dans les simulateurs actuels. Cette loi découlera de l’analyse des résultats des simulations numériques de processus naturels de fracturation, en prenant en compte la physique du problème en jeu.

Ce manuscrit s’articule autour de 5 parties. Dans la première partie on présente l’approche de la modélisation de bassin et la géologie de la fracturation naturelle. Dans le second volet, on présente un état de l’art du comportement hydromécanique des joints dans les milieux poreux fissurés. Dans le chapitre 3, nous présentons une étude analytique de l’amorçage de fracture sous sédimentation rapide. Dans cette partie, le cadre de réflexion est l’observation des précédents auteurs notamment [Luo et Vasseur, 1995, 2002; Secor, 1965; Audet et McConnell, 1992]. Dans la suite, à partir de cette étude analytique, une étude de sensibilité est mise en oeuvre pour déterminer les paramètres clés interve-

nant durant la sédimentation. Dans le chapitre suivant, après une présentation du modèle de joints cohésifs, nous présentons le cadre et les résultats des simulations numériques. Enfin dans le chapitre 5, on présente une application des travaux réalisés.

## 1.1 Contexte de la modélisation des bassins sédimentaires

L'un des tout premiers modèles de bassin a été proposé dans les années 1980 par Yukler [1979]. Dans ce modèle, Yukler détermine de façon quantitative le bilan de masse et l'énergie de transport pendant la sédimentation et propose un modèle déterministe 1D tenant compte des mécanismes importants intervenant lors de la sédimentation. L'un des points clés de ce modèle est de calibrer la température durant l'évolution du bassin et de prédire le niveau de pression de pores à partir des modèles de compaction. Le calibrage des températures dans le bassin permet d'évaluer le taux de craquage des hydrocarbures à partir des équations de cinétique chimique. Ainsi, à partir de ce calibrage il est possible de reconstituer la génération de pétrole et construire des cartes d'évaluation de la maturité des roches mères.

Les premiers modèles de bassin sont réalisés principalement en 1D le long des puits avec une seule phase fluide. Il a fallu attendre jusqu'au début des années 1990 pour voir arriver une nouvelle génération de programmes de modélisation de bassin [Ungerer et al., 1990; Hermanrud, 1993]. Dans ces modèles la principale avancée est l'introduction de l'écoulement de Darcy en 2D et le raffinement du processus d'écoulement en prenant en compte les 3 phases du fluide : eau, huile et gaz. Avec le modèle d'écoulement de Darcy on est maintenant capable de modéliser d'autres processus importants durant l'historique du bassin tels que l'accumulation et la rupture de la couverture. Ensuite, d'autres innovations importantes sont apportées telle que le raffinement du comportement des failles, la description de la diffusion, la cimentation, et la fracturation. A partir de 1998, plusieurs programmes et outils de modélisation de bassin comportent des fonctions 3D, la calibration statistique, l'analyse de risque (pour quantifier la probabilité de succès ou d'échec) et la prise en compte des compressions et d'extensions tectoniques d'un point de vue géométrique. La performance de ces simulateurs étant nettement améliorée, l'utilisation de cette modélisation devient un standard dans l'industrie pétrolière.

Pour construire un modèle de bassin, on commence par modéliser la sédimentation des couches plus anciennes jusqu'aux séquences de dépôt de couche plus récentes. Plusieurs



processus géologiques sont considérés et introduit à chaque pas de temps dont les plus importants sont : le dépôt, la compaction, la génération d'hydrocarbures, le flux de chaleur, l'accumulation et la migration. Durant la modélisation, on considère que les couches sont créées sur la surface supérieure du modèle lors de la sédimentation et disparaissent avec l'érosion. Dans la phase de dépôt, on suppose que les événements géologiques à l'origine de ce phénomène sont connus. Ainsi, les paléo-temps de dépôt peuvent être assignés aux différentes couches. L'épaisseur de dépôt est calculée à partir de la technique de « back stripping » [Watts et Ryan, 1976] ou à partir d'une restauration structurale. Le backstripping ainsi que la restauration structurale consistent à mettre au point un historique cinématique du bassin et se basent généralement sur des approches géométriques. L'évolution de la pression est influencée par la variation du chargement induit par l'enfouissement des sédiments durant la sédimentation et par l'écoulement des fluides. Un autre phénomène clé est la compaction qui consiste à la réduction de la taille des pores dans le bassin du fait de l'augmentation du chargement vertical lié à la sédimentation. Dans les modèles de bassin actuels on peut prendre en compte la génération de pression interne issue de processus comme la génération de gaz, la cimentation du quartz ou la conversion de minéraux (par exemple la transformation de la smectite en illite qui génère de l'eau).

## 1.2 Fracturation naturelle des sédiments

La fracturation naturelle des sédiments désigne toutes les discontinuités qui affectent la matrice rocheuse sans aucune intervention de l'homme. Par discontinuité, on entend toutes les fractures présentes dans les roches, et ayant une résistance mécanique en traction presque négligeable [Priest, 1993]. La présence de ces discontinuités modifie le comportement du bassin à cause de leur faible raideur et de leur faible résistance comparée à celle de la roche. Dans certains cas, elles peuvent constituer des chemins d'écoulement préférentiels et/ou des barrières qui contrôlent la perméabilité du milieu et par la suite la migration des fluides. Les propriétés mécaniques et géométriques des discontinuités rocheuses sont liées directement aux différents processus dont elles dérivent. Certaines discontinuités comme par exemple les interfaces entre les stratifications dans les roches sédimentaires apparaissent au cours de la formation du massif rocheux, tandis que d'autres sont générées par des processus physiques ou mécaniques consécutifs à la formation du massif rocheux comme par exemple les discontinuités d'origine tectonique ou thermique. Dans la littérature l'origine des discontinuités est discutée et des auteurs ont tenté de les

classer en fonction des causes de leurs formations. Ainsi, Twenhofen [1950] distingue les discontinuités continentales issues de l'action d'un agent continental et recouvert par des dépôts continentaux et les discontinuités marines liées aux variations eustatiques (surface de ravinement, surface de « wave-cut »). Sanders [1957] quant à lui, établit une classification en prenant en compte à la fois les processus à l'origine de la formation de la discontinuité et des critères géométriques.

Les terminologies utilisées actuellement pour classer ces discontinuités se basent sur les déplacements relatifs des deux lèvres, la géométrie de leurs surfaces et l'échelle d'observation. D'un point de vue phénoménologique on en distingue deux types, les joints et les failles, décrits à partir des observations des affleurements naturels. En se référant à la définition de la Société Internationale de la Mécanique des Roches : un joint est une interruption d'origine géologique dans la continuité de la roche. On peut le retrouver seul, ou plus souvent en réseaux sans être accompagné par un mouvement visible parallèle à la surface de la discontinuité. A l'opposé une faille est une discontinuité ou une zone fracturée le long de laquelle il y a eu un déplacement relatif parallèle à la discontinuité. Ce déplacement peut être de quelques centimètres à plusieurs kilomètres. Ainsi, la différence entre joints et failles est liée à l'aspect visible du décrochement et dépend de l'échelle d'observation. Un joint peut être formé par une séparation strictement perpendiculaire au plan de la discontinuité ou impliquant un peu de déplacement suivant le plan de la discontinuité mais invisible à l'échelle d'observation.

### 1.2.1 Structure et géométrie des discontinuités naturelles

Dans cette partie on présente succinctement les principales caractéristiques géométriques des joints. Les caractéristiques hydromécaniques seront présentées dans les chapitres suivants.

#### Forme et dimensions

La forme et les dimensions des joints dépendent des caractéristiques du massif rocheux. Dans les roches sédimentaires les réseaux de joints sont souvent orientés perpendiculairement à la direction de stratification. Les dimensions des joints sont assez variables (de quelques millimètres à quelques centaines de mètres) et les lignes d'arrêt présentes sur la surface des joints suggèrent une forme elliptique. Les joints issus des épisodes géologiques sédimentaires et diagénétiques sont le plus souvent limités au banc. Dans ces cas, leurs

longueurs varient de quelques centimètres à quelques mètres. Les joints issus des épisodes syntectoniques traversent en général l'ensemble de la couche et se forme dans les couches épaisses non stratifiées. Enfin les joints issus d'épisodes de soulèvement et d'érosion sont particulièrement longues et traversent des affleurements entiers stratifiés ou non.

### **Direction, espacement et fréquence**

D'un point de vue purement directionnel les joints peuvent être classés en deux familles. On distingue ainsi les joints systématiques et les joints non-systématiques. Les joints systématiques sont organisés en famille avec un aspect quasi-parallèle, plan et un espacement assez régulier les sépare. Les joints non-systématiques au contraire présentent une géométrie non-parallèle et sont en général non plan [Hodgson, 1961; Engelder et Geiser, 1980]. En se basant sur une approche différente des familles directionnelles, Bazalgette [2004] propose, une répartition qui ne prend en compte que la persistance verticale et l'espacement des joints (figure 1.2). Sur la base de l'unité mécanique qu'il définit comme « une portion de pile sédimentaire dont les interfaces supérieures et inférieure limitent la persistance verticale d'un type donné de fracture », il déduit quatre catégories (voir figure 1.2) à savoir les couloirs fracturés, les fractures à haute persistance, les fractures à persistance modérée et les fractures limitées aux bancs. Dans les milieux stratifiés les observations faites sur le terrain montrent que l'espacement entre les joints est en général proportionnel à une unité mécanique et peuvent être très proche dans le cas où les joints se forment parallèlement à une contrainte compressive [Lorenz et al., 1991]. Toutefois les observations de Ladeira et Price [1981] montrent que ces espacements tendent à rester constant à partir de banc compétent supérieures à une certaine valeur. Dans certaines roches, l'espacement entre les joints peut ne pas être uniforme comme par exemple dans les roches ignées intrusives.

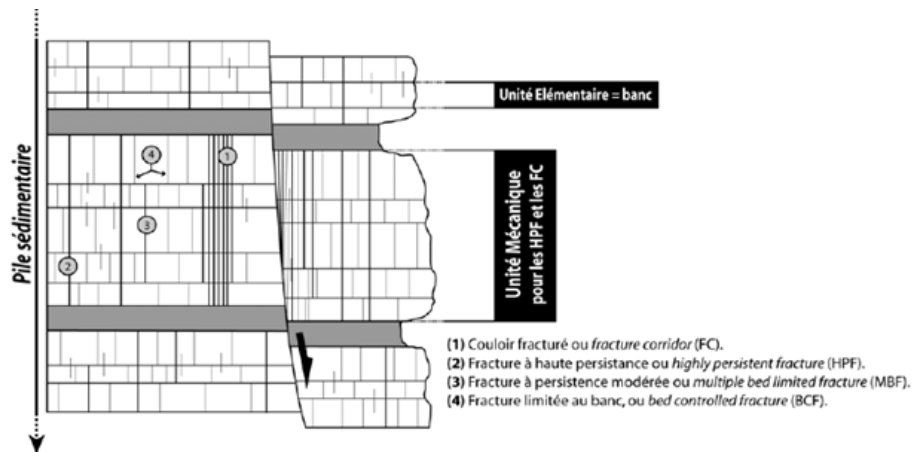


Figure 1.2 – Familles de fractures rencontrées à l’affleurement. Source : Bazalgette [2004]

## La fractographie

Ce terme désigne la morphologie de la surface de rupture de la roche. Elle représente les structures géométriques issues de la dynamique de l’avancé du front de la propagation de la fracture depuis son amorçage jusqu’à son arrêt final (figure 1.3). Dans les roches, les figures fractographiques dépendent de leur nature, de la taille de leurs grains et de leur porosité. Ainsi ces figures sont fréquentes dans les roches à grains fins peu ou non poreux comme les calcaires micritiques, les pélites ou les grès à grains fins.

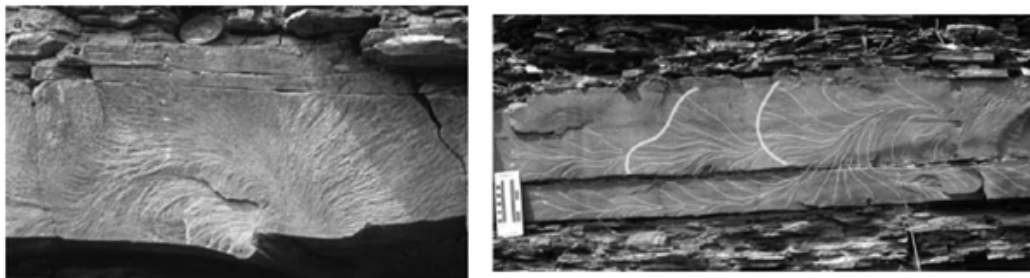


Figure 1.3 – Exemple de motifs à la surface des joints les motifs ont été accentués à la craie. Source : Mc Conaughy et Engelder [1999]

En général les zones d’amorçage des fractures sont associées à des discontinuités géométriques. Ces discontinuités sont le plus souvent localisés à l’interface entre deux strates ou des défauts de quelques centimètres dans la roche [Pollard, 1988] comme des inclusions des fossiles, de minerais, ou de cavités. La présence de ces reliefs sur la surface des joints impacte la porosité, et par suite la mobilité du fluide dans la roche. Ainsi la connaissance des processus à l’origine de ces joints et les caractéristiques géométriques

des structures fractographiques jouent un rôle important dans l'estimation des propriétés hydrodynamiques des fractures.

### 1.2.2 Mécanismes de formation des fractures naturelles dans les bassins sédimentaires

Dans les bassins sédimentaires les épisodes géologiques conditionnent la typologie des fractures, et la profondeur d'enfouissement est l'un des paramètres clés. Reconstituer l'historique de la profondeur des couches dans le bassin et les mécanismes inhérents à leur fracturation conditionnent l'évaluation pertinente de la caractérisation de la fracturation. Au cours de l'évolution d'un massif, Engelder [1985] propose quatre configurations de chargement capable de générer des joints en prenant en compte la profondeur, la pression interstitielle et la contrainte normale. Ainsi on retrouve :

- les joints hydrauliques,
- les joints tectoniques,
- les joints de déchargement,
- les joints de relaxation.

Les joints hydrauliques se forment quand une pression de pores anormale se développe au cours de l'enfouissement par un déséquilibre de compaction [Mourgues et al., 2011] ou par des sources de fluide internes ou externes. Les joints tectoniques se développent aussi sous l'effet de pressions interstitielles élevées. Dans ce cas, c'est la compaction résultante de la compression tectonique et non de l'enfouissement qui crée les surpressions. Les joints de déchargement se propagent durant l'érosion, lorsqu'une grande partie des couvertures est supprimée. Avec les joints de déchargement, c'est la contrainte tectonique et/ou les contraintes résiduelles qui contrôlent l'orientation des fractures. Pour que des joints de déchargement verticaux se développent, la contrainte effective horizontale doit nécessairement être de traction, notamment lors d'un refroidissement, ou à cause d'un effet poisson. Enfin, les joints de relaxation se forment sous l'effet de la surpression des couvertures due à l'érosion. L'orientation de ces joints est déterminée par la structure de la roche, et non pas, comme dans les trois cas précédents, par le système actuel de contraintes principales. Elles s'amorcent perpendiculairement à la direction de la compression tectonique à l'époque où elle s'exerce.

Les joints formés pendant les épisodes de sédimentation et tectonique se développent sous des conditions de contraintes régionales uniformes. Cependant, les joints tectoniques sont influencés par les directions principales du champ de contrainte régional que par les

structures locales ou les facteurs lithologiques. Les joints issus des épisodes d'érosion quant à eux semblent difficiles à relier aux contraintes régionales. Les processus d'amorçage et de propagation des joints en profondeur constituent jusqu'aujourd'hui un sujet ouvert. Il est évident d'observer que les joints en profondeur s'amorcent dans les roches aux niveaux des discontinuités géométriques mais les chargements à l'origine de l'initiation de ces fractures restent mal connus. Au début du XX<sup>ème</sup> siècle, il est impossible d'imaginer que des joints s'amorcent en profondeur. En effet, cela supposait l'existence de contraintes de tractions locales, qui d'un point de vue analytique était incompatible avec le champ de contrainte en profondeur. Avec les travaux de [Terzaghi \[1936\]](#) qui introduit le concept de contraintes effectives, les idées sur ce sujet évoluent et débouchent sur l'analyse de la fracturation hydraulique naturelle. Dès lors, il est possible d'expliquer l'existence de contrainte de traction en profondeur [[Luo et Vasseur, 2002](#)]. Suivant ce concept les joints s'initient lorsque la pression des pores dans le fluide excède la valeur de la contrainte principale mineure de compression. Cependant si la pression des pores est reconnue comme un facteur important dans le processus de fracturation un débat subsiste sur sa propension à être l'unique acteur dans ce processus. D'un point de vue purement mécanique l'hypothèse d'un chargement de traction est justifiée si l'espacement entre les fractures d'une même famille est suffisant. Ce phénomène est connu sous le nom d'effet d'écran, en effet si dans une couche une fracture apparaît le champ de traction de part et d'autre de la fissure se relaxe. Dans ces conditions l'amorçage d'autres fractures dans cette même couche n'est possible qu'à une distance suffisante de la première fracture. Ces observations limitent l'hypothèse de chargement de traction pour des configurations où les espacements entre les joints d'une même famille est adéquate. Néanmoins dans le cas où les couches enfouies se déplacent vers la surface, l'idée d'un chargement de traction reste crédible. Les déplacements des couches vers la surface s'accompagne de relaxation des contraintes dans le milieu qui se traduit par l'apparition de joints dits de décompression dont l'espacement minimal est fixé par l'épaisseur des bancs.

[Lorenz et al. \[1991\]](#) quant à eux expliquent la formation de fractures naturelles dans un contexte régional par le phénomène de clivage axial. En effet, ils supposent que les fractures régionales se propagent en profondeur parallèlement à la charge de compression horizontale régionale maximale dans un milieu peu confiné. Ainsi, en se basant sur des relations poroélastiques, ils montrent que le moteur de fracturation en profondeur n'est pas forcément la traction effective agissant perpendiculairement au plan de fracturation, mais la compression effective parallèlement à ce plan. En supposant la convention de signe de la mécanique des milieux continus, la contrainte effective dans la roche est donnée par la relation de [Biot \[1941\]](#) :

$$\sigma' = \sigma + bp \tag{1.1}$$

où  $\sigma'$  est la contrainte effective,  $\sigma$  la contrainte totale,  $p$  la pression de pores, et  $b$  le coefficient de Biot. Dans un réservoir les contraintes en profondeur dépendent du poids des sédiments, de la pression des pores, des composantes tectoniques et thermiques. Pour simplifier l'analyse dans la suite on néglige les composantes thermiques et tectoniques et on suppose que la roche a un comportement élastique et peut être considéré comme étant en condition oedométrique.

Lors d'une perturbation de la pression de pores issue de conditions anormales (diagenèse), la contrainte totale  $\sigma$  est généralement supposée constante. En effet lorsque la pression de pores augmente, la contrainte effective horizontale diminue selon l'équation (1.1), mais la contrainte totale horizontale augmente aussi simultanément car la pression rajoute une composante compressive à la contrainte totale suivant l'équation suivante :

$$\sigma_h = \sigma_v \frac{\nu}{1 - \nu} - bp \frac{1 - 2\nu}{1 - \nu}. \quad (1.2)$$

Si  $b$  est proche de l'unité la contrainte effective horizontale ne peut s'annuler que si la pression de pores atteint la valeur de la contrainte verticale. Lorsque la pression de pores atteint  $\sigma_h$ , la roche est non confinée en contrainte effective et toutes les contraintes de compression sont quasiment égales. Il n'y a donc pas d'anisotropie de contraintes et les fractures qui se formeraient sous ces conditions n'auraient pas d'orientation systématique, à moins d'une anisotropie de la roche [Quesada, 2008]. Toutefois, cette théorie qui suppose que la roche est parfaitement homogène n'est que peu réaliste. En effet, dans la nature les joints s'amorcent aux niveaux des discontinuités géométriques, ce qui suppose une hétérogénéité dans la roche. Luo et Vasseur [2002] étudient ce phénomène en utilisant un modèle de fracturation couplé au processus mécanique durant l'évolution du bassin. Dans ce modèle le seuil de la rupture hydraulique est situé entre la limite classique de rupture et le début de la dilatance. Ils partent du principe que dans les argiles sous certaines conditions la pression des pores peut être localement très importante et peut même atteindre le seuil de rupture. L'augmentation locale de la pression est alors due à l'initiation de micro-fissures résultant de défauts dans le milieu. Ce phénomène qu'ils nomment NHC (Natural Hydraulic Cracking) est différent du NHF (Natural Hydraulic Fracturing). En effet Le NHC apparaît dans les argiles à faibles perméabilité et la surpression à l'origine de ce phénomène est un processus lent qui se déroule à des échelles de temps géologiques. Le NHF, quant à lui est principalement enclenché par les contraintes tectoniques, et les surpressions dans les pores diminuent uniquement la résistance de la roche. Dans ce modèle, les micro-fissures apparaissent pour des états de contrainte et de pression proches de l'équilibre et la perméabilité associée a tendance à maintenir la contrainte proche du seuil de fracturation. La rupture est précédée par la dilatance et pendant cette étape les

micro-fissures se concentrent principalement dans les défauts du milieu et se propagent pour donner des fractures. [Segall \[1984\]](#) constate que dans le cas de matériaux homogènes, un environnement chimique réactif à une forte influence sur la propagation quasi-statique des fractures. L'adsorption d'espèces chimiques réactives de la phase fluide entraîne une diminution de l'énergie de surface de rupture effective et autorise la rupture à quantité d'énergie dépensée plus faible. Ce phénomène connu sous le nom de propagation sous-critique [[Atkinson, 1984](#)] permet de créer des fractures à des taux de restitution d'énergie plus faible que la ténacité de la roche suivant les caractéristiques du milieu, et de son environnement.





## CHAPITRE 2

# Comportement hydromécanique des joints et du milieu poreux

### 2.1 Comportement mécanique des joints

Un joint dans son ensemble, est considéré comme un volume de l'espace limité par deux surfaces de contact ou épontes. Chaque éponte est localement très irrégulière à cause des variations des formes et l'agencement des grains qui la compose. La position relative des épontes des joints contrôle leur imbrication, et par suite la continuité ou l'absence de zone de contact. En cas d'interruption de la continuité, l'espace vide entre la fracture peut rester vide ou rempli par un matériau. Dans le cas où le vide est rempli, le comportement global de la fracture est lié aux propriétés du matériau de remplissage [Barton et Choubey, 1977]. A l'opposé dans le cas de fracture en contact (non remplie), c'est la rugosité et la résistance en compression des épontes qui contrôlent le comportement global de la fracture. Le comportement mécanique du joint est caractérisé par son comportement sous chargement normale et son comportement en cisaillement.

#### 2.1.1 Modèles de comportement de joints sous chargement normal

Dans cette partie, on présente les modèles utilisés dans la littérature pour étudier le comportement mécanique sous sollicitation normale des fractures dites remplies ou colmatées et les fractures vides ou ouvertes.

## Fractures colmatées

De nombreux auteurs ont étudié le comportement des joints sous chargement normal [Shehata et al., 1972; Goodman, 1976; Detournay, 1979; Bandis et al., 1983]. Pour aboutir à des modèles théoriques, ces travaux se sont basés sur des relations qui reproduisent les résultats expérimentaux. Ces essais consistent à évaluer l'évolution du déplacement relatif de la fracture sous un chargement croissant de compression. La plage d'évolution de la contrainte de compression est choisie pour permettre aux roches de rester dans leur phase de déformation élastique pendant les essais. Sous-chargement normal cyclique, Goodman [1976], et Bandis et al. [1983] montrent que le comportement du joint est fortement non-linéaire avec une forme hyperbolique (voir figure 2.1).

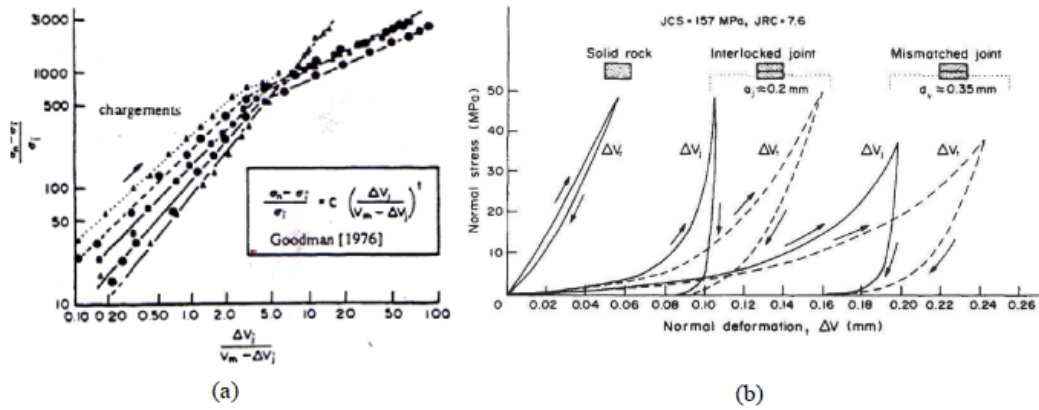


Figure 2.1 – Comportement mécanique en compression normale des discontinuités.  
Source : (a) Goodman [1976], (b) Bandis et al. [1983]

Le modèle empirique de Goodman [1976] (figure 2.1(a)) est formulé comme suit :

$$\frac{\sigma_n - \sigma_{n0}}{\sigma_{n0}} = C \left( \frac{u_n}{e - u_n} \right)^t \quad (2.1)$$

avec  $\sigma_{n0}$  une contrainte de référence,  $e$  la fermeture maximale de la discontinuité et  $C$  et  $t$  des constantes du matériau. Dans le modèle de Goodman (voir équation 2.1), la contrainte dépend d'une contrainte de référence, des constantes du matériau de la fermeture maximale et du déplacement normal du joint. La raideur normale est donnée par la relation suivante :

$$k_n = \frac{\partial \sigma_n}{\partial u_n} = \left( 1 - \frac{u_n}{e} \right)^{-1} \frac{(t-1)}{u_n} (\sigma_n - \sigma_{n0}) \quad (2.2)$$

Bandis et al. [1983] quant à eux ont proposé une formule hyperbolique pour évaluer l'évo-

lution de la contrainte normale en fonction du déplacement normal (voir figure 2.1(b)) :

$$\sigma_n = k_{nn0} \left( \frac{u_n}{e - u_n} \right) \quad (2.3)$$

avec  $k_{nn0}$  la raideur normale initiale. La raideur normal  $k_{nn}$  est reliée à la raideur normale initiale  $k_{nn0}$  par la relation :

$$k_{nn} = \frac{\partial \sigma_n}{\partial u_n} = k_{nn0} \left( 1 - \frac{u_n}{e} \right)^{-2}. \quad (2.4)$$

## Fractures ouvertes

Bandis et al. [1983] ont montré que les joints ouverts sont plus déformables que les joints colmatés (voir figure 2.1(b)) avec également un comportement non-linéaire. L'augmentation de la contrainte normale crée de nouvelles zone en contact par déformation élastique, plastique irréversible et ou écrasement des aspérités [Goodman, 1974; Plesha, 1987]. La relation proposée par Bandis et al. [1983] pour ajuster les résultats des essais aux laboratoires des fractures ouvertes sous chargement normal est de la forme semi-logarithmique :

$$\log_{10} \sigma_n = p + qu_n \quad (2.5)$$

$p$  et  $q$  étant des constantes du matériau.

### 2.1.2 Modèles de comportement des joints sous chargement de cisaillement

On présente dans cette section un bref état de l'art des différents modèles de joints utilisés pour étudier leur comportement sous chargement de cisaillement.

#### Modèle de Patton

Pour établir ce modèle Patton [1966] a effectué des essais sur des échantillons avec des discontinuités en dents de scie inclinées de  $i=25^\circ$ ,  $35^\circ$ ,  $45^\circ$  (figure 2.2).

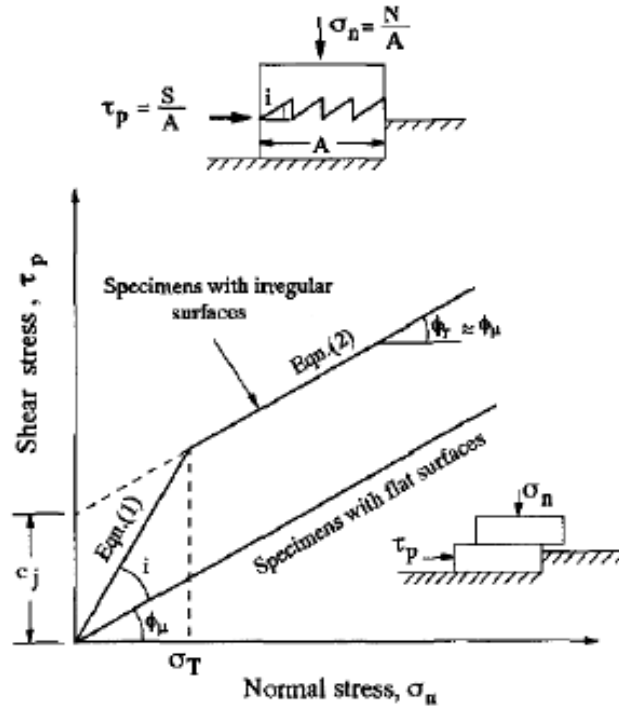


Figure 2.2 – Modèle de Patton. Source : Patton [1966]

Ces essais avaient pour but d'évaluer l'effet de la rugosité sur le comportement en cisaillement de la fracture. Suivant le niveau de contraintes appliqué, il a formulé deux modèles de rupture différents.

Pour de faibles valeurs de contrainte, le mouvement relatif entre les lèvres de la fracture est un glissement suivant la direction positive des aspérités. En d'autres termes, les aspérités se glissent l'une sur l'autre et le comportement de la fracture est donné par la pente du segment supérieur ( $\phi_\mu + i$ ) dans la figure 2.2. L'équation de la résistance s'écrit alors :

$$\tau_p = \sigma_n \tan(\phi_\mu + i), \text{ avec } \sigma_n < \sigma_T \quad (2.6)$$

avec  $\phi_\mu$  l'angle de frottement entre deux surfaces planes et non polies du matériau,  $i$  l'angle de dilatance,  $\tau_p$  la contrainte de cisaillement.

En considérant des valeurs de contraintes plus élevées, le glissement des aspérités les unes sur les autres s'arrête car elles sont cisailées. Dans ce cas la résistance est donnée par :

$$\tau_p = C_a + \sigma_n \tan(\phi_r), \text{ avec } \sigma_n \geq \sigma_T \quad (2.7)$$

avec  $\phi_r$  et  $C_a$  respectivement l'angle de frottement résiduel et la cohésion apparente.  $\sigma_T$  représente la contrainte normale de transition entre le mode de glissement des aspérités

et leur rupture en cisaillement dans les équations (2.6, 2.7).

### Modèle de Ladanyi et Archambault

Le modèle formulé par Ladanyi et Archambault [1969] est une extension de celui de Patton. Il combine le frottement, la dilatance et la résistance des aspérités lors du cisaillement du joint dans un modèle contrainte-dilatance. A partir des travaux de Rowe et Barden [1964], Ladanyi et Archambault [1969] postulent que la force tangentielle au pic  $S_p$ , est la somme de 4 composantes. La somme des trois premières composantes  $S_1 + S_2 + S_3$  est la répartition du glissement des aspérités sur l'aire  $A - A_s$  et la quatrième composante  $S_4$  est due au cisaillement des aspérités réparties sur l'aire  $A_s$ . Suivant ce postulat Ladanyi et Archambault [1969] établissent la force tangentielle au pic  $S_p$  par :

$$S_p = (S_1 + S_2 + S_3)(A - A_s) + S_4 A_s \quad (2.8)$$

avec,  $S_1 = Nv$ , la composante de cisaillement due au travail externe en dilatance contre la force normale,  $S_2 = Sv \tan \varphi_f$ , la composante du cisaillement due au travail interne additionnel en frottement due à la dilatance,  $S_3 = N \tan \varphi_b$ , la composante du cisaillement due au travail interne en frottement si l'échantillon ne change pas de volume au cours du cisaillement et  $S_4 = A\tau_{ca}$ , la composante due au cisaillement des aspérités. Dans les composantes du cisaillement le terme  $N$  désigne la force normale,  $v$  le taux de dilatance à la rupture (dépendant de l'angle de dilatance à la rupture),  $S$  la force tangentielle,  $\varphi_f$  l'angle de frottement à la rupture totale des épontes,  $\varphi_b$  l'angle de frottement de base,  $A$  la surface totale d'une éponte et  $\tau_{ca}$  la résistance au cisaillement des aspérités.

Soit  $a_s$ , la proportion de la surface projetée des aspérités cisailées  $A_s$  par rapport à la surface totale d'une éponte  $A$  :

$$a_s = \frac{A_s}{A} \quad (2.9)$$

Alors la contrainte de cisaillement au pic  $\tau_p = \frac{S_p}{A}$  est donnée par :

$$\tau_p = \frac{\sigma_n (1 - a_s) (v + \tan \varphi_b) + a_s \tau_{ca}}{1 - (1 - a_s) v \tan \varphi_f} \quad (2.10)$$

Lors du cisaillement sous des contraintes normales faibles,  $a_s$  tend vers 0,  $v$  tend vers 1 et seul le terme de frottement intervient. Sous des contraintes normales élevées  $a_s$  tend vers 1,  $v$  tend vers 0 et dans ce cas seul le terme de rupture des aspérités intervient. Sur la base de ces hypothèses Ladanyi et Archambault [1969] formulent une relation empirique

de  $a_s$  et  $v$  par :

$$a_s = 1 - \left(1 - \frac{\sigma_n}{\sigma_T}\right)^{k_1}, v = \left(1 - \frac{\sigma_n}{\sigma_T}\right)^{k_2} \tan i_0 \quad (2.11)$$

avec  $k_1$  et  $k_2$ , deux constantes du matériau par exemple pour des surfaces en dents de scies, des résultats expérimentaux donnent  $k_1 \approx 1.5$  et  $k_2 \approx 4.0$ .  $i_0$  représente la dilatance sous contrainte nulle. Pour une surface naturelle  $i_0$  représente l'aspérité moyenne des facettes des aspérités par rapport au plan moyen.

Le modèle proposé par [Ladanyi et Archambault \[1969\]](#) donne dans certains cas, une meilleure approximation du comportement non-linéaire de la contrainte normale en fonction de la contrainte tangentielle que celui de Patton. Cependant ce modèle présente des inconvénients. En effet le modèle de Ladanyi et Archambault fait intervenir plus de paramètres comparé à celui de Patton et par suite des essais spéciaux. En plus, la définition des paramètres  $a_s$  et  $v$  rend réversible l'évolution de la rugosité en fonction de la contrainte normale. Quel que soit le processus de déformation, la rugosité de la fracture ne peut que décroître de manière monotone à cause de la dégradation accumulée des aspérités. Avec le modèle de Ladanyi et Archambault, quand la contrainte normale décroît pendant le processus de déformation au cisaillement, la valeur de  $v$  augmente au lieu de diminuer, c'est à dire que la rugosité augmente ce qui est physiquement impossible. Ce modèle est donc plus adapté pour des fractures sollicitées par de petits déplacements en cisaillement sous une contrainte normale constante ou croissante de façon monotone. Aussi même si ce modèle ne permet que de calculer la valeur de la contrainte tangentielle au pic ( $\tau_p$ ), il a servi de base pour la construction de modèles constitutifs de [Saeb et Amadei \[1992\]](#), [Simon et Aubertine \[1999\]](#), [Flamand \[2000\]](#) qui décrivent la surface complète contrainte-déformation.

### Modèle de Barton

[Barton \[1973\]](#) a proposé un modèle empirique d'un critère de résistance au cisaillement en tenant compte de la rugosité, et de la résistance à la compression donné par :

$$\tau = \sigma_n \tan [JRC \log_{10} (JCS/\sigma_n) + \varphi_r] \quad (2.12)$$

avec  $JRC$  (Joint Roughness Coefficient) et  $JCS$  (Joint wall Compressive Strength) respectivement le coefficient de rugosité et la résistance à la compression des parois des fractures. Plus tard [Barton et Bandis \[1982\]](#) formulent des relations empiriques pour ajuster et corriger les paramètres  $JRC$  et  $JCS$ .

## 2.2 Ecoulement de fluide dans les milieux poreux fracturés

On présente dans cette partie les différentes équations utilisées pour décrire l'écoulement dans les milieux poreux fissurés.

### 2.2.1 Equations générales de l'écoulement 2D

On considère dans cette partie le milieu poreux comme un domaine 2D  $\Omega$  comprenant  $j$  fractures interconnectées notées  $\Gamma_j$  (voir figure 2.3). On note  $S$  l'ensemble des points singuliers, formés à partir des intersections et des extrémités des fractures.  $\Gamma$  désigne l'ensemble des points appartenant aux fractures :  $\Gamma = \cup \Gamma_j$ .

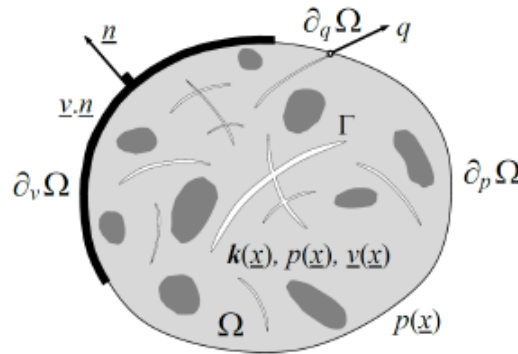


Figure 2.3 – Un milieu poreux fracturé comprenant des fissures intersectées. Source : Pouya et Ghabezloo [2010]

L'écoulement transitoire dans la matrice poreuse c'est à dire dans le domaine  $\Omega - \Gamma$  est donné par la loi de Darcy :

$$\forall \underline{x} \in \Omega - \Gamma, \quad \underline{v}(\underline{x}, t) = -k(\underline{x}) \cdot \nabla p(\underline{x}, t) \quad (2.13)$$

où  $\underline{v}(\underline{x}, t)$ ,  $p(\underline{x}, t)$  sont respectivement le vecteur de vitesse et la pression locale au point  $\underline{x}$  et au temps  $t$ .  $k(\underline{x})$  est le tenseur de la perméabilité, il est relié à la perméabilité intrinsèque  $k_{int}(\underline{x})$  et la viscosité dynamique  $\mu$  par la relation :

$$\forall \underline{x} \in \Omega - \Gamma, \quad k(\underline{x}) = \frac{1}{\mu} k_{int}(\underline{x}). \quad (2.14)$$



En l'absence de termes sources, la conservation de la masse de fluide dans la matrice s'écrit :

$$\forall \underline{x} \in \Omega - \Gamma, \quad \frac{\partial m_f}{\partial t} + \nabla \cdot [\rho_f \underline{v}(\underline{x}, t)] = 0 \quad (2.15)$$

avec  $m_f$  la masse de fluide dans l'unité de volume du milieu :

$$m_f = \rho_f \phi S_r \quad (2.16)$$

où  $\rho_f$ ,  $\phi$ ,  $S_r$  représentent respectivement la densité du fluide, la porosité lagrangienne et le degré de saturation du milieu.

L'écoulement transitoire dans une fracture est généralement pris en compte par la loi de Poiseuille [Louis, 1969; Zhou et al., 2008]. En régime transitoire elle se traduit par une relation linéaire entre le vecteur de décharge  $q$  et le gradient de pression dans la fracture :

$$\forall \underline{z}(s) \in \Gamma, \quad q(\underline{z}(s), t) = -c_f(s) p(\underline{z}(s), t). \quad (2.17)$$

Dans l'équation 2.17,  $c_f$  représente la conductivité hydraulique de la fracture. Dans la littérature, la conductivité de la fracture est donnée par la loi cubique en supposant les lèvres de la fracture comme deux plaques parallèles entre lesquelles s'établit un écoulement laminaire :

$$c = \frac{e^3}{12\mu}. \quad (2.18)$$

L'échange de masse entre la fissure et la matrice en un point singulier est donné en effectuant la conservation de masse dans un segment de fissure compris entre les abscisses  $s$  et  $s + ds$  (figure 2.4) :

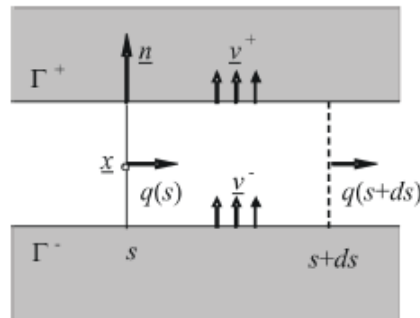


Figure 2.4 – Echange de la masse de fluide entre la fracture et la matrice en un point régulier d'une fracture. Source : Pouya et Ghabezloo [2010]

Le bilan de masse entre les abscisses  $s$  et  $s + ds$  est donné par Pouya [2012] :

$$\forall \underline{z}(s) \in \Gamma, \quad \text{div}(\rho_f \underline{q}(z, t)) + \|\rho_f \underline{v}\| \cdot \underline{n}(s) + \frac{\partial}{\partial t} [\rho_f e(z, t)] = 0 \quad (2.19)$$

où l'opérateur  $\|\underline{v}\| = [\underline{v}^+ - \underline{v}^-]$  représente le saut de vitesse de fluide de part et d'autre de la fracture et  $\underline{n}$  le vecteur normal à la fissure orienté de  $\Gamma^-$  à  $\Gamma^+$ .

L'un des problèmes les plus couramment rencontré dans l'écoulement dans les milieux poreux fissurés est l'échange de masse de fluide à l'intersection des fissures. Dans ce cas, pour dériver l'expression de la conservation de masse pour l'écoulement stationnaire d'un fluide incompressible, et l'écoulement transitoire Pouya et Vu [2012] supposent un domaine  $D$  suffisamment petit avec sa frontière  $\partial D$  suffisamment proche d'un point d'intersection  $\underline{z}$  (figure 2.5).

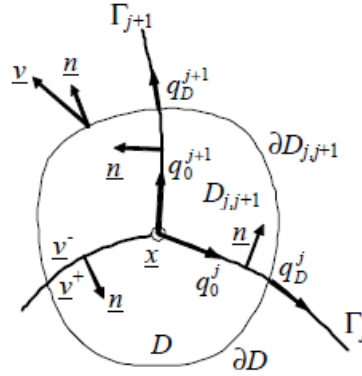


Figure 2.5 – Conservation de la masse à l'intersection entre les fractures. Source Pouya et Vu [2012]

Dans ce domaine  $D$  on suppose qu'il y a  $j$  fractures qui se coupent en  $\underline{z}$  découpant ainsi le domaine  $D$  en  $J$  sous-domaines  $D_{j,j+1}$ . Ces sous domaines sont bornés par les fissures  $\Gamma_j$  et  $\Gamma_{j+1}$ , et on suppose que la notation cyclique que  $\Gamma_{J+1} = \Gamma_1$ . D'après Pouya et Vu [2012], l'échange de la masse entre le domaine  $D$  et le reste du milieu est divisé en deux parties notamment l'échange avec la matrice par  $\partial D$  par le mouvement de fluide et l'échange avec les fissures à leur intersection avec  $\partial D$  par la décharge notée  $q_j^D$ .

Ainsi, la conservation de masse de fluide pour le domaine  $D$  est donnée par :

$$\frac{\partial M_D}{\partial t} + Q = 0 \quad (2.20)$$

avec  $M_D$  la variation de la masse du fluide dans  $D$  :

$$\frac{\partial M_D}{\partial t} = \sum_j \int_{D_{j,j+1}} \frac{\partial \rho}{\partial t} d\Omega + \sum_j \int_{\Gamma_j^D} \frac{\partial \rho_f}{\partial t} ds \quad (2.21)$$

avec  $\rho, \rho_f$  respectivement la densité massique du fluide dans la matrice et la fracture.  $\Gamma_j^D$  est la portion de  $\Gamma_j$  dans  $D$ . Le flux  $Q$  sortant  $\partial D$  est donné par :

$$Q = \int_{\partial D} \rho \underline{v} \cdot \underline{n} ds + \sum_{j=1}^J \rho q_j^D \quad (2.22)$$

la conservation de la masse dans le sous-domaine  $D_{j,j+1}$  s'écrit :

$$\int_{D_{j,j+1}} \frac{\partial \rho}{\partial t} d\Omega + \int_{\partial D_{j,j+1}} \rho \underline{v} \cdot \underline{n} ds - \int_{\Gamma_j^D} \rho \underline{v}^+ \cdot \underline{n} ds + \int_{\Gamma_{j+1}^D} \rho \underline{v}^- \cdot \underline{n} ds = 0 \quad (2.23)$$

avec  $\underline{n}$  le vecteur unitaire sortant de  $\Gamma_j^D$  et orienté de  $\Gamma_j$  vers le domaine  $\partial D_{j,j+1}$ . Ainsi en additionnant les  $j$  équations de la conservation de la masse dans les  $j$  sous-domaines  $D_{j,j+1}$  on obtient une équation de la forme :

$$\int_D \frac{\partial \rho}{\partial t} d\Omega + \int_{\partial D} \rho \underline{v} \cdot \underline{n} ds - \sum_j \int_{\Gamma_j^D} \rho \|\underline{v}\| \cdot \underline{n} ds = 0 \quad (2.24)$$

et l'échange de la masse entre les fractures et la matrice en un point d'intersection peut être réécrit sous la forme :

$$\sum_j \int_{\Gamma_j^D} \frac{\partial \rho_f}{\partial t} ds + \sum_j \int_{\Gamma_j^D} \partial_s (\rho q) ds + \sum_j \int_{\Gamma_j^D} \rho \|\underline{v}\| \cdot \underline{n} ds = 0 \quad (2.25)$$

$$\int_{\Gamma_j^D} \partial_s (\rho q) ds = \rho (q_j^D - q_j^0) \quad (2.26)$$

avec  $q_j^0$  le débit sortant du point d'intersection  $\underline{z}$  dans la branche  $j$ . En substituant les équations (2.21, 2.22, 2.24, 2.25, 2.26) dans l'équation de conservation de la masse dans le domaine  $D$  (équation 2.20), l'équation d'échange entre la matrice et les fractures est réduite à :

$$\sum_j q_j^0 = 0. \quad (2.27)$$

## 2.2.2 Solutions théoriques

Dans la littérature de nombreux auteurs ont étudié l'évolution de la pression dans des milieux poreux fracturés supposés infinis sollicités par un champ de pression sur ses frontières. Ces fractures avaient des formes diverses, variées et étaient pris en compte sous forme de disques elliptiques, ou de lentilles. Pour étudier l'écoulement dans le milieu, des solutions théoriques de l'évolution de la pression ont été proposées en utilisant des méthodes comme le théorème du potentiel, l'approche de sous-structuration associée à la méthode des éléments frontières ou la méthode de collocation. La méthode des potentiels avec des variables complexes ont été utilisées pour la première fois par Liolios et Exadaktylos [2006] pour trouver une solution théorique de la pression dans un milieu infini plan avec plusieurs fractures non-intersectées. Plus tard pour tenir compte des fractures intersectées, Pouya et Ghabezloo [2010] ont considéré les fractures comme une répartition de points sources. Ainsi, la solution générale du potentiel proposée par Pouya et Ghabezloo [2010] est de la forme :

$$p(\underline{x}) = p_{\infty}(\underline{x}) - \frac{c_f}{2\pi k} \sum_j \partial_s p(s) \frac{\underline{x} - \underline{z}^j(s)}{|\underline{x} - \underline{z}^j(s)|^2} \cdot \underline{t}^j(s) ds. \quad (2.28)$$

La solution de l'équation 2.28 est semblable à celle de Liolios et Exadaktylos [2006] si on élude le terme  $p_{\infty}(\underline{x})$ . Elle est aussi valable dans le cas de fractures intersectées. A partir de transformations linéaires, Pouya et Ghabezloo [2010] ont étendu cette solution dans le milieu isotrope fracturé au cas de milieu anisotrope par :

$$p(\underline{x}) = p_{\infty}(\underline{x}) - \frac{c_f}{2\pi\sqrt{|k|}} \sum_j \int_{\Gamma_j} q^j(s) \frac{\underline{x} - \underline{z}^j(s)}{|\sqrt{|k^{-1}|}[\underline{x} - \underline{z}^j(s)]|^2} \cdot k^{-1} \cdot \underline{t}^j(s) ds \quad (2.29)$$

avec  $k$  le tenseur de perméabilité du milieu.

## 2.3 Couplages hydromécaniques

Par couplage hydromécanique on entend l'interaction entre les processus mécaniques et hydrauliques. A partir de l'impact de ces interactions sur le milieu poreux, selon Rutqvist et Stephansson [2003], on peut les scinder en deux grands processus notamment le couplage direct et le couplage indirect.

En profondeur un milieu poreux ou une fracture rocheuse saturée peut se déformer à

la fois à cause d'un chargement extérieur ou en raison d'un changement du niveau de pression du fluide remplissant ses pores. Une augmentation du chargement externe de compression entraîne une compression de l'ensemble du milieu poreux. Si la force est appliquée rapidement, la diminution du volume de pores a tendance à comprimer le fluide et par suite augmenter la pression interstitielle parce que le fluide n'a pas le temps de s'échapper. Dans le cas où le chargement s'applique lentement, le fluide a le temps de s'écouler dans ce cas la pression du fluide n'augmente pas. Aussi une diminution de la pression des fluides peut conduire à un tassement du milieu poreux avec une réduction du volume des pores et du squelette.

Ainsi, Le couplage hydromécanique direct correspond à un contexte où :

- le passage de la mécanique à l'hydraulique : la variation de contrainte appliquée induit une variation de volume de pores et de ce fait une variation de la pression des pores ou une variation de la masse du fluide ;
- le passage de l'hydraulique à la mécanique de manière analogue se produit lorsque la variation de pression ou la masse de fluide dans le milieu entraîne un changement de volume du milieu.

A l'opposé, le couplage hydromécanique indirect est considéré quand :

- le passage mécanique-hydraulique : la contrainte appliquée entraîne une modification des propriétés hydrauliques ;
- le passage hydromécanique lie la variation de la pression à une modification des propriétés mécaniques du milieu.

Le couplage hydromécanique direct est le plus souvent observé dans tous les types de milieux géologiques et est plus ou moins important dans les roches et les sols à moyenne et faible perméabilité. Le couplage hydromécanique indirect, quant à lui est prépondérant dans les milieux fracturés ou dans les roches intactes avec des inter-grains plats dans les micropores.

Le couplage de l'hydraulique à la mécanique a été reconnu il y a à peu près un siècle. Certaines observations comme l'évolution du niveau de l'eau dans un puits suite à la variation de la marée océanique et/ou aux passages des trains ou encore les tassements de terrains dus au retrait d'eau, ont donné une preuve certaine de l'existence de cette interaction. Les premiers concepts hydromécaniques pour expliquer ces phénomènes ne sont apparus qu'à partir des années 1920. Les travaux qui ont ouvert la porte au développement et à la compréhension du couplage hydromécanique ont été basés sur les travaux de [Terzaghi \[1936\]](#) sur la consolidation des sols. L'idée de ce concept a été de séparer les contraintes appliquées à chaque phase du milieu pour en déduire leurs impacts sur la

structure du milieu. Le concept de contrainte effective est très utilisé en mécanique des sols et des roches sous diverses formes. Dans le cas de solide incompressible on parle de contrainte effective de Terzaghi et de Biot dans le cas compressible.

Les travaux de Terzaghi [1936] sur la consolidation de sol saturé lui ont permis de postuler l'existence d'un tenseur de contrainte qu'il nomme contrainte effective. Cette contrainte traduit le comportement du squelette solide uniquement et se définit par :

$$\sigma' = \sigma + p. \quad (2.30)$$

On considère ici la contrainte de compression comme négative.  $\sigma$  représente la contrainte totale dans une direction donnée dans le sol,  $p$  la pression de fluide dans les pores et  $\sigma'$  la contrainte effective. Ce concept, bien que couramment utilisé dans de nombreux problèmes en mécanique des sols, ne prend pas en compte les propriétés physiques intrinsèques du milieu. Pour prendre en compte l'effet d'une propriété du matériau sur l'évolution de la contrainte effective de nombreux travaux ont été effectués notamment Todd et Simmons [1972]; Berryman [1992]; Ghabezloo et al. [2008]. L'idée est de supposer que cette propriété de milieu poreux saturé qu'on notera  $Q$  est fonction de la pression et de la contrainte totale :  $Q = f(\sigma, p)$ . La variation de  $Q$  s'écrit alors :

$$dQ = \frac{\partial Q}{\partial \sigma} d\sigma + \frac{\partial Q}{\partial p} dp = \frac{\partial Q}{\partial \sigma} \left[ d\sigma + \left( \frac{\partial Q / \partial p}{\partial Q / \partial \sigma} \right) dp \right] = \frac{\partial Q}{\partial \sigma} d\sigma'. \quad (2.31)$$

Par identification on écrit la variation de la contrainte effective comme une combinaison linéaire de la variation de la pression et de la contrainte totale comme suit :

$$d\sigma' = d\sigma + n_Q dp, \quad \text{avec } n_Q = \frac{\partial Q / \partial p}{\partial Q / \partial \sigma} \quad (2.32)$$

où  $n_Q$  représente le coefficient de la contrainte effective associé à la propriété  $Q$ .

Dans un milieu poreux compressible, les équations de la poroélasticité établie par Biot [1941] s'écrivent :

$$\sigma_{ij} = 2G\epsilon_{ij} + \left( K_d - \frac{2G}{3} \right) \epsilon_v \delta_{ij} - bp\delta_{ij} \quad (2.33)$$

$$d\phi = bd\epsilon_v + \frac{dp}{N} \quad (2.34)$$

avec  $\epsilon_{ij}$ ,  $\sigma_{ij}$ ,  $\epsilon_v = \epsilon_{kk}$ ,  $G$  et  $K_d$ , qui représentent respectivement, la déformation, la contrainte totale et la déformation volumique, le module de cisaillement et le module de compression drainé.  $\phi$  est la porosité lagrangienne et  $\delta_{ij}$  est l'opérateur de Kronecker.

Le paramètre  $b$  est le coefficient donné par :

$$b = 1 - \frac{K_d}{K_s} \quad (2.35)$$

où  $K_s$  est le module de compression des grains. A partir de l'équation 2.33, la contrainte de Biot s'écrit :

$$\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} + bp\delta_{ij}. \quad (2.36)$$

Dans le cas de milieu poreux fracturé, le formalisme de la contrainte effective peut s'écrire pour les fractures. Seyedi et al. [2015] en propose la forme suivante :

$$\begin{pmatrix} \sigma_n + b_f p \\ \tau \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} k_{nn} & \\ & k_{tt} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} u_n \\ u_t \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

avec  $k_{nn}$ ,  $k_{tt}$  la rigidité normale et tangentielle de la fracture.  $u_n$ ,  $u_t$  représentent le déplacement relatif normal et tangentiel des lèvres de la fracture. Le paramètre  $b_f$  est défini comme le coefficient de Biot de la fracture.

## 2.4 Modèles de fissuration des milieux poreux

Deux grandes classes de modèles sont couramment utilisées dans la littérature pour étudier l'amorçage et la propagation des fractures. Il s'agit du modèle de la mécanique linéaire de la rupture et du modèle de la zone cohésive. La mécanique de la rupture a notamment permis de mettre en avant l'importance de l'énergie  $G$  du taux de restitution dans la fissuration des matériaux. Cependant, la limite de cette approche est le problème d'amorçage des fractures qui émerge par contre naturellement dans le cas de joints cohésifs à partir du chemin de chargement. Nous présentons dans cette partie, ces différentes approches de modèles de fissurations ainsi que leurs spécificités.

### 2.4.1 Mécanique linéaire de la rupture

La mécanique de la rupture a pour but d'étudier et prévoir les conditions de propagation des fissures dans les matériaux solides. On distingue deux approches qui sont l'approche en contrainte et l'approche énergétique.

## L'approche en contrainte

Outre les travaux précurseurs de [Kirsch \[1898\]](#); [Griffith \[1920\]](#), la mécanique de la rupture n'a connu un développement important qu'à partir des années cinquante. [Kirsch \[1898\]](#) a été l'un des pionniers de cette discipline. En 1898, il étudie à partir de la méthode de contraintes d'Airy, le problème de fracturation d'une plaque infinie contenant un trou circulaire de diamètre  $a$  soumis à une contrainte de traction  $\sigma_0$  (voir figure 2.6).

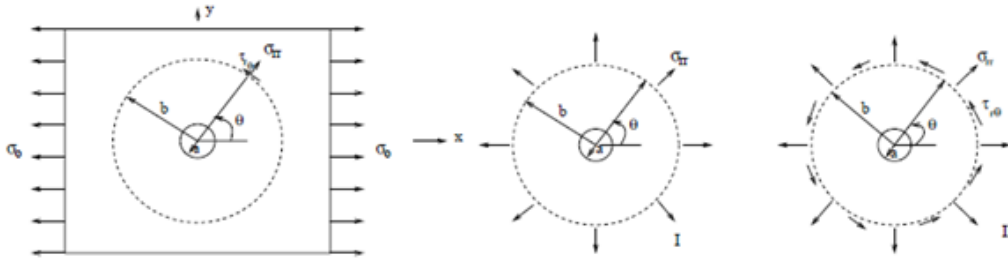


Figure 2.6 – Plaque infinie avec trou circulaire. Source : [Kirsch \[1898\]](#)

Plus tard [Inglis \[1913\]](#), [Westergaard \[1939\]](#), [Williams \[1957\]](#) élargissent la solution du problème de [Kirsch \[1898\]](#) aux cas de fractures de forme elliptique et en forme de  $V$ . [Inglis \[1913\]](#) dans ces travaux introduits pour la première fois la notion de facteur de concentration de contraintes. En fait, ce facteur inversement proportionnel au carré du rayon de courbure de l'ouverture se révèle être l'un des paramètres clés dans le processus de fissuration des solides homogènes parfaitement élastiques. Ainsi, les travaux de [Westergaard \[1939\]](#), [Williams \[1957\]](#) ont permis de montrer que le champ de contraintes en pointe de fissures dans un problème statique de corps fissurés parfaitement élastiques sous l'hypothèse des petites déformations peut s'écrire de la forme :

$$\sigma(r, \theta) = \frac{K_\alpha}{\sqrt{r}} f_\alpha(\theta) + \eta(r, \theta), \quad \text{pour } \alpha = I, II, III. \quad (2.38)$$

où  $(r, \theta)$  représente les coordonnées polaires d'un point du solide repéré à la pointe de la fissure,  $f_\alpha(\theta)$  sont des fonctions d'angle. Les termes  $K_I$ ,  $K_{II}$ ,  $K_{III}$  sont les facteurs d'intensité de contraintes relatifs respectivement aux modes  $I$  de propagation (traction normal),  $II$  (cisaillement plan),  $III$  (cisaillement anti-plan). Ainsi, en s'appuyant sur les travaux de [Williams \[1957\]](#), [Irwin \[1957, 1958\]](#) propose un critère de propagation en



supposant l'existence d'une valeur critique des facteurs de concentration de contraintes :

$$\begin{cases} K_\alpha < K_{\alpha c}, & \Rightarrow \dot{l} = 0 \\ K_\alpha = K_{\alpha c}, & \Rightarrow \dot{l} > 0 \\ \alpha = I, II \text{ ou } III \end{cases} \quad (2.39)$$

Les valeurs de  $K_{\alpha c}$  sont des paramètres intrinsèques du matériau qui traduisent le processus de rupture. Le facteur d'intensité des contraintes permet de quantifier l'impact de la singularité du champ de contrainte à la pointe de la fracture. Dans un problème de fissuration plan, les facteurs d'intensité de contrainte sont fonction de la géométrie de la structure, de la forme et longueur de la fracture existante, et du paramètre de chargement. Dans le cas de fracture se propageant le long du plan perpendiculaire à la direction d'application de la charge  $\sigma$  l'expression du facteur d'intensité de contrainte peut être simplifiée sous la forme :

$$K = \Upsilon \sigma \sqrt{\pi a} \quad (2.40)$$

avec  $\Upsilon$  un facteur géométrique,  $a$  la demie longueur de la fracture existante. Les valeurs de  $\Upsilon$  ont été explicitées dans le livre de référence technique [Tada et al. \[2000\]](#).

Le critère défini par [Irwin \[1957, 1958\]](#) certes intéressant est lié à la divergence des contraintes en pointe de fissure issue de l'analyse en élasticité linéaire [[Monerie, 2000](#)]. Or le sens physique impose que les contraintes restent finies en tout point du solide. Les insuffisances locales de cette approche peuvent être résolues en utilisant l'approche énergétique globale.

### L'approche énergétique

Cette approche a été construite à partir du raisonnement de [Griffith \[1920\]](#) qui a consisté à analyser la propagation de fissures en considérant les échanges d'énergie mis en jeu. En effet, [Griffith \[1920\]](#) constate pendant le processus de fissuration quasi-statique, pour des matériaux élastiques idéalement fragiles, que l'énergie potentielle macroscopique du système varie avec la surface fissurée. Ainsi, il postule l'existence d'une énergie potentielle supplémentaire correspondant à l'énergie de surface  $\gamma$  dissipée au cours de l'avancement de la fracture. Il compare ensuite l'énergie totale emmagasinée dans la structure avant et après l'éventuelle propagation de la fissure. Lors d'un avancement élémentaire de la fissure, sa surface  $S$  augmente de  $dS$  et l'énergie totale du solide fissuré passe alors de  $E(S)$  à  $E(S + dS)$ .

$$E(S) = P(S) + 2S\gamma \quad (2.41)$$

avec  $P$  l'énergie potentielle mécanique et  $2S\gamma$  l'énergie de surface relative à la fissure. En appliquant le principe du minimum de l'énergie potentielle aux systèmes conservatifs, la fissure se propagera lorsque :

$$E(S + dS) = P(S + dS) + 2S\gamma + 2dS\gamma \leq P(S) + 2S\gamma. \quad (2.42)$$

Le critère énergétique s'écrit alors :

$$\begin{cases} G < 2S\gamma, & \Rightarrow \dot{l} = 0 \\ G \geq 2S\gamma, & \Rightarrow \dot{l} > 0 \\ G = -\frac{dP}{dS}. \end{cases} \quad (2.43)$$

Le critère de Griffith fait apparaître le taux de restitution de l'énergie  $G$ . Il permet de s'affranchir des singularités en pointe de fissure mais repose sur un bilan énergétique minimaliste. Ainsi en s'appuyant sur les écritures thermodynamiques incluant le second principe et la notion d'entropie une formulation plus complète peut être établie [Monerie, 2000]. Supposons un milieu fissuré  $\Omega$  contenant une fissure de longueur  $l$ , de frontière  $\partial\Omega$  soumis à un champ volumique  $f$ , à des efforts  $F$  sur la partie de la frontière  $\partial\Omega_F$  et à des déplacements imposés  $U$  sur la partie de la frontière  $\partial\Omega_U$ , avec  $\partial\Omega = \partial\Omega_F \cup \partial\Omega_U$ ,  $\partial\Omega_F \cap \partial\Omega_U = \emptyset$ . Le bilan des puissances mécaniques mis en jeu par le système est donné par le premier principe de la thermodynamique :

$$\frac{d}{dt}(U_i + C) = P_e + P_{cal} \quad (2.44)$$

avec  $U_i$  l'énergie interne du système,  $C$  l'énergie cinétique,  $P_e$  la puissance des efforts extérieurs,  $P_{cal}$  la puissance calorifique échangée par le système avec l'extérieur. Le second principe de la thermodynamique permet d'écrire :

$$D_1 = T \frac{ds_{en}}{dt} - P_{cal} \geq 0 \quad (2.45)$$

avec  $D_1$ ,  $T$ ,  $s_{en}$  respectivement la dissipation totale intrinsèque, la température et l'entropie du solide. A partir des équations 2.44 et 2.45,  $D_1$  devient :

$$D_1 = -s_{en}\dot{T} - \dot{\Psi} + P_e - \dot{C} \quad (2.46)$$

où  $\Psi = U_i - s_{en}T$  est l'énergie libre totale du système. L'énergie potentielle du système s'écrit alors :

$$P = \Psi - L, \quad \Psi = \int_{\Omega} \rho\psi(\epsilon)d\Omega \quad \text{et} \quad L = \int_{\Omega} \rho f \cdot u d\Omega + \int_{\partial\Omega_F} F \cdot u ds \quad (2.47)$$

$u$  est la solution du problème mécanique c'est à dire qu'il minimise  $P$ .  $L$  est l'opposé de l'énergie potentielle des efforts extérieurs  $P_e = -\dot{L}$ .  $\psi$  est la densité massique d'énergie élastique. En négligeant l'énergie cinétique du système (quasi-statique) et en supposant une évolution isotherme, les équations 2.46 et 2.47 donnent :

$$D_1 = -\dot{P} = G\dot{l}, \quad \text{avec} \quad G = -\frac{dP(l)}{dl} \quad (2.48)$$

un critère classique de propagation de la rupture fragile peut alors s'écrire de la forme :

$$\begin{cases} G < G_c, & \Rightarrow \dot{l} = 0 \\ G \geq G_c, & \Rightarrow \dot{l} > 0. \end{cases} \quad (2.49)$$

Le paramètre  $G_c$  représente le taux critique de restitution de l'énergie. En se référant à l'équation 2.43 avec un bilan thermodynamique plus complet le taux critique de restitution de l'énergie s'écrit alors :  $G_c = 2\gamma +$  énergies dissipées pendant la fissuration (plasticité en pointe de fissure, frottement entre les lèvres de la fracture, ...).

## 2.4.2 Lien entre l'approche en contrainte et l'approche en énergie

l'approche en contrainte plutôt locale, en apparence opposé à celle énergétique globale, sont reliées par la formule d'Irwin [1960] :

$$G = \frac{\delta}{E} (K_I^2 + K_{II}^2) + \frac{1+\nu}{E} K_{III}^2 \quad (2.50)$$

où  $E$ ,  $\nu$  sont respectivement le module de Young et le coefficient de Poisson du solide.  $\delta$  est un paramètre qui dépend de l'hypothèse adoptée : déformation ou contrainte plane. L'intégrale de Rice [1968] permet de retrouver, et valider la formule de Irwin (équation 2.50). Cette intégrale notée  $J$ , est une intégrale de contour indépendante du chemin choisi sans forces volumiques et sans mouvements volumiques appliqués. L'intégrale  $J$  peut donc être évaluée dans un contour proche ou éloigné de la fracture ce qui permet d'avoir des résultats pratiques dans le cadre de modélisations numériques type éléments finis.

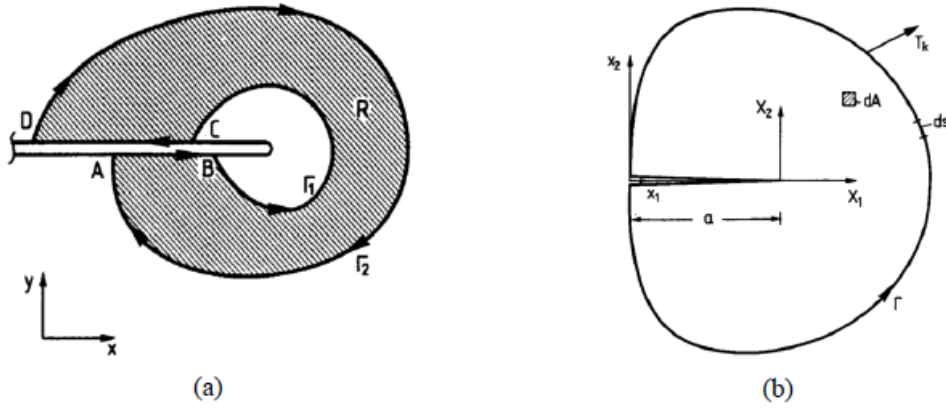


Figure 2.7 – (a) contours  $\Gamma_1$  et  $\Gamma_2$  autour de la pointe d'une fracture, (b) composantes de contraintes devant le fond de la fracture. Source : Gdoutos [2005]

L'intégrale  $J$  est définie par :

$$J = \int_{\Gamma} \left( \rho \psi(\epsilon) n_1 - \sigma_{ik} n_k \frac{\partial u_i}{\partial x_1} \right) ds \quad (2.51)$$

où  $\Gamma$  est un contour orienté ouvert (voir figure 2.7). L'intégrale  $J$  nous permet d'évaluer mathématiquement le taux de restitution d'énergie  $G$ . En effet, Budiansky et Rice [1973] montrent une équivalence entre l'intégrale  $J$  et le taux de restitution d'énergie  $G$  quand la fracture se propage rectilignement sous chargement constant :

$$J = G. \quad (2.52)$$

Cette relation permet de calculer le taux de restitution d'énergie sur des matériaux élastiques dans le but d'appliquer les critères de propagation.

### 2.4.3 Limites de la mécanique de la rupture

La mécanique de la rupture présente des insuffisances liées à sa conception. Dans cette partie nous les présenterons.

#### Amorçage des fractures

Les critères de propagation de fissures utilisés dans la mécanique de la rupture ne permettent pas de prédire l'amorçage des fractures dans un milieu homogène. En fait les

critères de type Griffith ou Irwin sont incompatibles en absence de pré fissure c'est à dire  $l = 0$ . Si on considère un chargement extérieur  $\sigma_\infty$  appliqué perpendiculairement à un matériau élastique contenant une fissure de longueur  $l$ , la relation 2.40 montre que  $K$  est proportionnel à  $\sigma_\infty \sqrt{l}$ . La relation d'Irwin (équation 2.50) conduit alors à  $G$  proportionnel à  $\sigma_\infty^2 \sqrt{l}$  et le critère de Griffith permet d'établir que le chargement critique  $\sigma_\infty^c$  est proportionnel à  $1/\sqrt{l}$ . Ainsi, en absence de fracture il est nécessaire d'appliquer une contrainte infinie pour initier des fractures ce qui ne correspond pas à la réalité physique. Pour surmonter cette limite des auteurs ont proposé certaines solutions comme par exemple la définition d'un critère en contrainte et en énergie [Leguillon et al., 1998] ou de seuil d'amorçage et de propagation distincts [Guy et al., 2012], ou en utilisant un modèle d'endommagement [Lemaitre et Chaboche, 1985; Kachanov, 1986].

L'idée derrière le critère d'amorçage est de supposer qu'au-delà d'une valeur critique la fracture passe d'une longueur nulle ou négligeable à une valeur  $\delta l$  de manière discontinue. Ensuite, on utilise cette longueur  $\delta l$  comme longueur de fracture initiale pour pouvoir appliquer les critères de propagation classiques en mécanique de la rupture [Leguillon et al., 1998; Hashin, 1996]. Francfort et Marigo [1998] quant à eux, utilisent le principe de minimum d'énergie associé aux critères classiques pour prédire l'amorçage et l'évolution de la fracture.

### Evolution temporelle et spatiale des fractures

Il est difficile de décrire une propagation instable avec la mécanique de la rupture. En effet, l'énergie potentielle mécanique du système  $P$  peut être concave ou convexe.

Lorsque  $P$  est convexe :

$$\frac{\partial G}{\partial l} = -\frac{\partial^2 P}{\partial l^2} \leq 0 \quad (2.53)$$

car  $G = -\frac{\partial P(l)}{\partial l}$ . Lorsque la fissure se propage ( $G = G_c$ ) la relation 2.53 montre la fonction  $G$  décroît et passe en dessous du seuil. Ainsi, le chargement doit augmenter pour continuer la propagation. La propagation de la fracture est donc stable.

A l'inverse lorsque  $P$  est concave :

$$\frac{\partial G}{\partial l} = -\frac{\partial^2 P}{\partial l^2} \geq 0. \quad (2.54)$$

Lorsque  $G_c$  est atteint, la fracture se propage et la fonction  $G$  continue à croître même quand le chargement critique est maintenu constant. La propagation est donc instable et

la longueur de la fracture ne peut être déterminée par des méthodes classiques. Ainsi, des hypothèses supplémentaires seront nécessaires pour estimer cette longueur.

Pour l'évolution spatiale de la fracture, l'analyse en 2D du processus de la fracturation avec la mécanique de la rupture ne permet pas de prendre en compte le changement de direction de la fracture. D'autres méthodes comme par exemple les zones cohésives permettent de s'affranchir de ces insuffisances.

#### 2.4.4 Les modèles de joints cohésifs

Le modèle de joint cohésif a été introduit initialement au début des années soixante [Dugdale, 1960; Barenblatt, 1962]. La particularité de cette approche est de pouvoir s'affranchir des contraintes infinies en pointe de fissure obtenues dans l'analyse avec la mécanique de la rupture classique. L'évolution de la fracture est décrite à partir de critères locaux et/ou énergétiques sous la forme de relation entre le saut de déplacement et la contrainte qui s'exercent au niveau des lèvres de la fissure. Les premiers modèles proposés par [Dugdale, 1960; Barenblatt, 1962] ne permettaient de décrire que le comportement des efforts normaux sur les lèvres de la fracture. La prise en compte du chargement en cisaillement dans le modèle de joints cohésifs a été introduite à partir des travaux de [Ida, 1972; Palmer et Rice, 1973]. Les nombreux développements du modèle de joint cohésif notamment l'introduction de condition de contact unilatéral de Frémond [1982], la prise en compte de l'endommagement surfacique [Tvergaard, 1990; Needleman, 1992], en font un outil incontournable dans l'implémentation numérique de problèmes complexes de fissuration (fracture élasto-viscoplastique, quasi-fragile, décohésion à l'interface dans les bimatériaux, ...). En outre, avec le modèle cohésif, il est maintenant possible par une discrétisation spatiale fine de modéliser l'amorçage et la propagation de fracture à l'intérieur même d'un solide homogène sans fractures [Needleman, 1999; Xu et al., 1998; Pouya et Bemani, 2015].

Avec le modèle de zone cohésive la fracture est divisée en 3 parties (figure 2.8) :

- une partie dite surface libre dans laquelle on a aucune interaction cohésive,
- une zone saine en amont du fond de la fissure,
- une zone cohésive où s'exerce les interactions cohésives. Cette zone est située entre la zone saine et la zone libre.

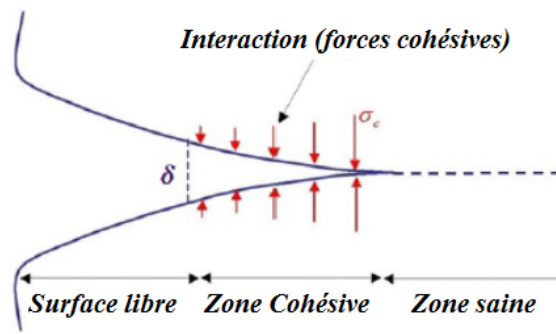


Figure 2.8 – Modèle de zone cohésive

Dans la suite, quelques modèles de joints cohésifs seront brièvement présentés.

### Modèle de Barenblatt

Le modèle de Barenblatt est basé sur la prise en compte de la contribution de forces atomiques au voisinage du fond de fissure. La nature sous-jacente de l'atomistique dans le processus de fracturation est traduite en terme d'une fonction de force cohésive non-linéaire (voir figure 2.9) appliquée sur la zone de transition entre la partie saine et la partie cohésive de la fracture.

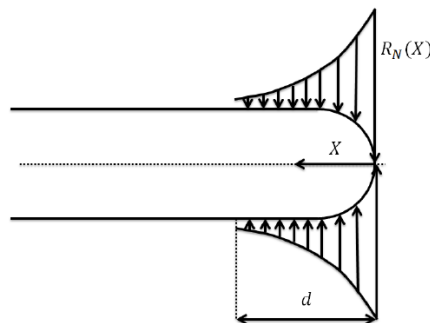


Figure 2.9 – Modèle cohésif de Barenblatt

En considérant l'aire sur laquelle agissent les forces de cohésion comme négligeable devant l'aire de la fissure et que la forme de la fissure près du front de fissure ne dépend pas du chargement appliqué, Barenblatt introduit le module  $H$  défini par :

$$H = \int_0^d \frac{R(x)}{\sqrt{x}} dx \quad (2.55)$$

où  $R(x)$  est l'intensité des forces de cohésions et  $d$  la taille de la zone cohésive. Le critère

d'avancé de la fissure en mode I s'écrit alors :

$$\sqrt{\pi/2}K_I \geq H. \quad (2.56)$$

### Modèle de Dugdale

Ce modèle est proposé par Dugdale pour étudier des matériaux ductiles avec un comportement élasto-plastique parfait sous traction normale. La contrainte cohésive dans ce cas est constante ( $\sigma_0$ ) jusqu'à une certaine valeur critique  $\delta_N$  et nulle au-delà de cette valeur (voir figure 2.10).

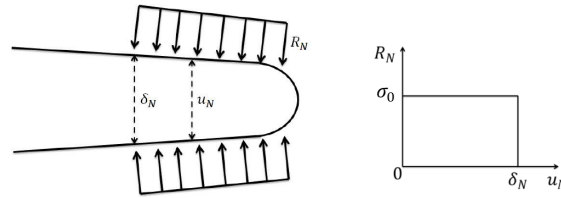


Figure 2.10 – Modèle cohésif de Dugdale

A partir de la méthode de [Muskhelishvili \[1953\]](#), Dugdale propose une formule de la taille de la zone cohésive en fonction de la longueur de fissure par :

$$d = 2l \sin^2 \left( \frac{\pi \sigma_\infty}{4\sigma_0} \right). \quad (2.57)$$

### Modèle de Xu et Needleman

Le modèle de [Xu et Needleman \[1994\]](#) est proposé pour étudier le comportement des fractures sous chargement dynamique dans les matériaux élastiques.

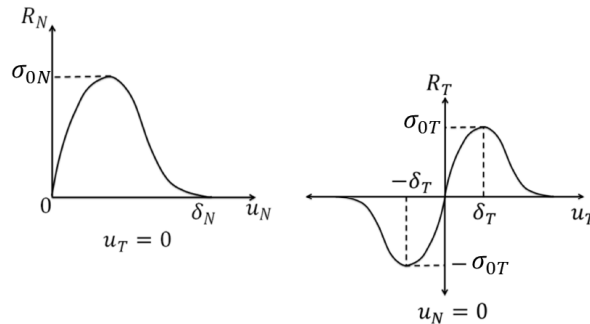


Figure 2.11 – Modèle cohésif de [Xu et Needleman \[1994\]](#)



L'idée de cette méthode est de supposer que les forces cohésives normales  $\sigma_N$  et tangentielles  $\sigma_T$  dérivent d'un potentiel  $\phi(u_N, u_T)$  sous la forme :

$$\sigma_N = \frac{\partial \phi}{\partial u_N}, \quad \sigma_T = \frac{\partial \phi}{\partial u_T} \quad (2.58)$$

avec :

$$\phi(u_N, u_T) = E_{sep} + E_{sep} \exp\left(-\frac{u_N}{\delta_N}\right) \left\{ \left[1 - r + \frac{u_N}{\delta_N}\right] \frac{1-q}{r-1} - \left[q + \left(\frac{r-q}{r-1}\right) \frac{u_N}{\delta_N}\right] \exp\left(-\frac{u_T^2}{\delta_T^2}\right) \right\} \quad (2.59)$$

où  $q$  est le ratio entre l'énergie de décohésion tangentielle  $E_{sep}^T$  et normal  $E_{sep}^N$ ,  $r$  le ratio entre la valeur de  $u_N$  quand la contrainte normale est nulle et  $\delta_N$ . Les énergies de décohésions normales et tangentielles sont données par :

$$\begin{cases} E_{sep}^N = \sigma_{0N} \delta_N e \\ E_{sep}^T = \sigma_{0T} \delta_T \sqrt{e/2} \end{cases} \quad (2.60)$$

avec  $e = \exp(1)$ .

### 2.4.5 Avantages et inconvénients des modèles cohésifs

Avec la méthode cohésive l'amorçage des fractures dérive naturellement du trajet de fissuration et la propagation de la fracture est déterminée à partir de champs globaux [Xu et Needleman, 1994]. L'introduction de pré-fissure dans le milieu comme dans le cas de la mécanique de la rupture n'est plus nécessaire. Toutefois, le comportement adoucissant des modèles cohésifs peuvent, lorsqu'on atteint la valeur maximale, entraîner une perte d'unicité de la solution puis par suite une propagation instable. Dans ce cas des conditions supplémentaires sont introduites pour assurer la stabilité de la propagation [Monerie, 2000].

## CHAPITRE 3

# Etude analytique de l'initiation de fractures sous sédimentation rapide

### 3.1 Mécanisme de fracturation naturelle sous l'effet de la sédimentation

Dans la littérature plusieurs auteurs s'accordent à dire que l'un des facteurs les plus importants pour la propagation de fractures dans les bassins sédimentaires est la surpression de fluide dans les pores [Secor, 1965, 1969; Audet et McConnell, 1992; Luo et Vasseur, 2002]. Ainsi, dans cette partie on se pose la question de savoir quelle est l'origine de ces surpressions.

D'une manière générale on parle de surpression lorsque la pression dans les sédiments devient supérieure à la pression hydrostatique qu'aurait eu une colonne d'eau à la même profondeur comme on peut le voir dans la figure 3.1. Dans cette figure, le profil de pression évalué dans le Golfe du Mexique permet d'observer à des profondeurs données que la pression des fluides devient plus grande que la pression hydrostatique. Dans cette zone et notamment aussi dans le graben central de la mer du Nord, le phénomène de surpression de pores est reconnu comme l'une des causes principales de fracturation naturelle dans les sédiments. Dans la suite, on présente les mécanismes les plus importants susceptibles de générer de la surpression dans les bassins dont entre autre : le phénomène du déséquilibre de compaction et les sources de fluides internes.

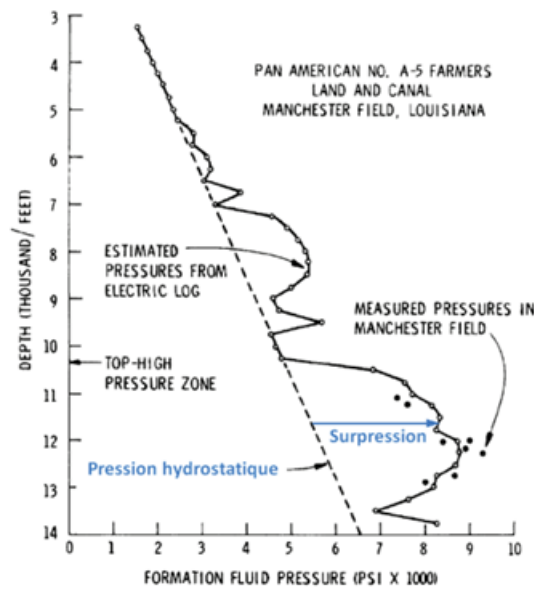


Figure 3.1 – Profil évalué sur le Golfe du Mexique. Source : Schmidt [1973]

### 3.1.1 Le déséquilibre de compaction

Pendant le processus de sédimentation les matériaux transportés par l'eau, la glace et le vent s'accumulent dans le bassin pour former un dépôt. Au cours du temps, ces sédiments se transforment en roche par diagenèse tout au long de l'enfouissement. Pendant cette phase, le bassin subit une augmentation de la contrainte verticale inhérente au poids propre des roches sus-jacentes qui s'accroît. Cette augmentation de la contrainte entraîne une réduction de la taille des pores, puis conduit à une diminution de l'espace disponible pour le fluide. Dans ce cas, le fluide a tendance à monter en pression en présence de sédiments de faible perméabilité. Dans la littérature, ce phénomène est connu sous le nom de déséquilibre de compaction. [Moore et Vrolijk, 1992; Wang et al., 1990]. Schmidt [1973] montre que le déséquilibre de compaction est la source principale de génération de surpression dans le Golfe du Mexique sous sédimentation rapide (figure 3.1). Lorsque le fluide circule librement cette surpression se dissipe entièrement à partir d'un certain temps. Ainsi, une compétition s'initie entre la vitesse d'évacuation du fluide reliée à la perméabilité des sédiments et la vitesse de sédimentation. L'augmentation de la pression des pores a pour conséquence de réduire la contrainte effective dans le bassin et dans certains cas cette contrainte atteint et même dépasse la contrainte de traction limite du matériau qui entraîne une création de fissures, puis une propagation de fractures à l'échelle du bassin ou à des endroits précis dans le bassin.

### 3.1.2 Sources de fluide

Les réactions minéralogiques comme la transformation de smectite (argile qui contient beaucoup d'eau) en illite en profondeur ou la maturation de la roche mère en hydrocarbure peuvent être des sources potentielles de surpressions dans le bassin. En effet, l'évolution du kérogène provenant de la dégradation des sédiments dépend de la profondeur d'enfouissement. Ainsi, suivant la profondeur le kérogène peut se transformer en huile, gaz ou résidus et générer de la surpression, car la transformation de ces différents dérivés pétroliers est associée à une variation de volume du fluide. Dans certaines configurations de bassin, les sources de fluides peuvent être externe au bassin comme par exemple l'infiltration des eaux de pluie [Tingay et al. \[2009\]](#).

Dans la suite, pour étudier analytiquement les conditions d'amorçage naturel de fractures dans les bassins sédimentaires, seul le phénomène du déséquilibre de compaction et l'impact de l'hétérogénéité des propriétés mécaniques et hydrauliques du milieu seront considérés comme vecteur de génération de surpression.

## 3.2 Formulation du problème bicouche

Dans cette partie, pour étudier analytiquement l'amorçage des fractures, un modèle conceptuel bicouche constitué de couches ayant des propriétés mécaniques, hydrauliques et poroélastiques différentes est mis en place. Ce modèle est composé d'une roche couverture reposant sur un réservoir très perméable (figure 3.2), et la fracturation est décrite dans un contexte oedométrique. Le contexte oedométrique se traduit par le fait que le déplacement vertical de la base du modèle est bloqué ainsi que les déplacements horizontaux des bords latéraux. On suppose dans ce modèle que l'écoulement vertical à travers la couverture ne modifie pas significativement la quantité de fluide dans le réservoir. Pour les conditions aux limites hydrauliques, on impose un flux nul sur la base et on suppose la partie supérieure du modèle comme étant la pression de référence. Dans cette étude l'évolution de la pression dans le réservoir ne dépend pas de son épaisseur (finie ou infinie). Pour décrire le dépôt des sédiments au cours du temps [[Lynton et al., 1987](#); [Hantschel et Armin, 2009](#); [Miall, 2000](#)], une contrainte verticale qui évolue linéairement est imposée sur la partie supérieure du modèle, et un taux constant de sédimentation est admis.

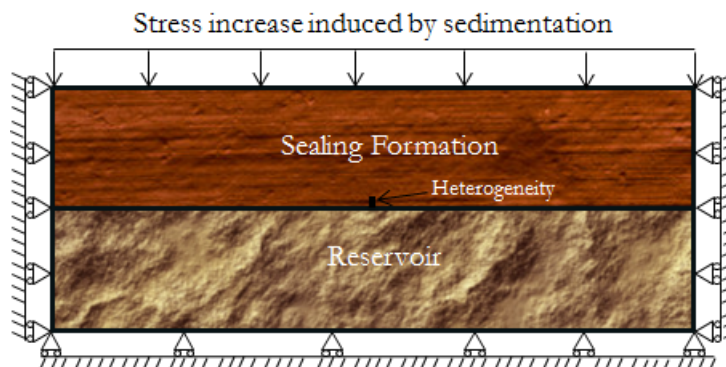


Figure 3.2 – Modèle conceptuel bicouche et les conditions aux limites mécaniques. Source : Ouraga et al. [2017]

Dans cette structure, le contraste de propriétés mécaniques et hydrauliques entre la roche couverture et le réservoir est susceptible de générer des surpressions. Le principe est que la faible perméabilité de la couverture empêche la dissipation des surpressions résultantes d'un taux de sédimentation rapide. Ce phénomène appelé déséquilibre de compaction est associé à un potentiel de fracturation [Bredehoef et Hanshaw, 1968; Mouchet et Mitchell, 1989; Osborne et Swarbrick, 1997; Luo et al., 1998]. Dès lors, il existe une perméabilité qui dépend de la vitesse de sédimentation à partir de laquelle des niveaux de suppressions importants peuvent être générés dans le bassin. L'augmentation de la pression par couplage hydromécanique induit également une augmentation de la contrainte horizontale totale dans le modèle. En considérant sous ces conditions un milieu homogène poroélastique, aucune fracture ne peut s'amorcer en profondeur. L'augmentation de la pression entraîne une diminution de la contrainte effective horizontale. À l'opposé, la contrainte horizontale totale augmente simultanément à partir de l'équation poroélastique (équation 1.2).

Dans la littérature de nombreux auteurs ont étudié la formation de fractures en profondeur [Secor, 1965, 1969; Berchenko et al., 1997; Fyfe et al., 1978; Gretener, 1981]. D'après Secor [1965, 1969], la formation des fractures intervient généralement dans les défauts de la roche, et elles apparaissent au cours du processus de surpression lorsque la pression dans la roche devient supérieure à la contrainte compressive principale. Dès lors, la propagation de la fracture consiste en plusieurs épisodes de propagation au cours desquels la pression du fluide chute dans chaque phase (et peut éventuellement arrêter la propagation lorsque la pression devient inférieure à celle requise pour la propagation) et par diffusion entraîne un nouvel épisode de propagation. La limite du modèle de Secor est qu'il néglige l'évolution de la pression dans l'augmentation de la contrainte totale dans la fracture comme mentionné par Fyfe et al. [1978], et Gretener [1981]. Ainsi, d'autres

modèles ont été développés, et Engelder et Lacazette [1990] ont proposé un modèle dans lequel la contrainte qui contrôle l’amorçage des fractures dérive du comportement poroélastique et définissent quelques conditions susceptible de produire de la fracturation naturelle. Renshaw et Harvey [1994] quant à eux ont proposé un modèle de propagation continue en prenant en compte le processus de diffusion dans la fracture.

Dans notre modèle conceptuel bicouche pour amorcer des fractures en ouverture pendant la sédimentation, on supposera que la surpression générée par le contraste de propriétés entre la roche couverture et le réservoir et le dépôt des sédiments s’accumule à l’interface entre les deux couches dans une zone cohésive (figure 3.3).

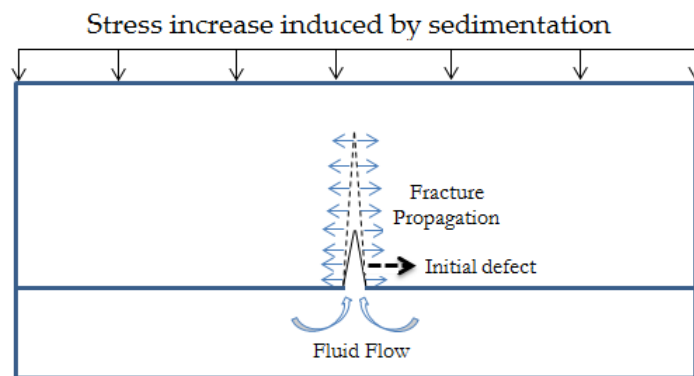


Figure 3.3 – Mécanisme d’amorçage de fracture dans le modèle conceptuel bicouche.  
Source : Ouraga et al. [2017]

La présence de cette partie plus perméable dans la roche couverture crée un déséquilibre local et peut induire un amorçage de fracture sous certaines conditions qui seront analysés dans la suite.

### 3.3 Condition d’amorçage des fractures

La formation des fractures est étudiée analytiquement à partir d’un modèle équivalent au modèle de base bicouche (figure 3.2). Etant donné que l’étude est concentrée sur la formation des fractures en ouverture dans la roche couverture, seule cette couche est modélisée dans la suite. L’évolution de la pression des pores considérée dans le réservoir est appliquée comme conditions aux limites à la base de la roche couverture. On suppose que les effets des déplacements à l’interface entre les deux couches sont négligeables devant ceux induits par la pression. Considérant la perméabilité de la roche couverture, très petite devant celle du réservoir, on peut supposer qu’à l’échelle de temps considérée

pour l'amorçage, que l'écoulement du fluide du réservoir vers la couverture est faible, et représente une part infime de la quantité de fluide dans le réservoir. L'évolution du réservoir peut être donc considérée comme une déformation non-drainée. Dans ce cas, Coussy [2004] (section 4.3.2) montre que la variation de la masse du fluide est donnée par :

$$\frac{dm_f}{\rho_f} = b d\epsilon_v + \frac{dp}{M}. \quad (3.1)$$

Avec le comportement non-drainé du réservoir, la variation de la masse de fluide est nulle ( $dm_f = 0$ ) et l'équation 3.1 devient :

$$dp = -bM d\epsilon_v. \quad (3.2)$$

Avec l'hypothèse d'un comportement poroélastique isotrope linéaire pour le réservoir, l'évolution de la contrainte totale est donnée par l'équation 2.33. Les conditions aux limites oedométrique et l'équation 2.33 permettent d'écrire la variation volumétrique du réservoir sous la forme :

$$d\epsilon_v = \frac{d\sigma_v}{\frac{3(1-\nu_r)K_r}{(1+\nu_r)}} + \frac{bdp}{\frac{3(1-\nu_r)K_r}{(1+\nu_r)}} \quad (3.3)$$

où  $\nu_r$ ,  $K_r$  représentent le coefficient de Poisson et le module de compressibilité du réservoir. L'équation 3.2 devient :

$$dp = \frac{-bd\sigma_v}{\frac{3(1-\nu_r)K_r}{M(1+\nu_r)} + b^2}. \quad (3.4)$$

Etant donné que la charge verticale appliquée  $\sigma_v$  est une fonction linéaire du temps, on déduit que l'évolution de la pression est aussi une fonction linéaire du temps et par intégration l'équation 3.4 devient :

$$p(t) = \frac{-b}{\frac{3(1-\nu_r)K_r}{M(1+\nu_r)} + b^2} \sigma_v. \quad (3.5)$$

L'équation 3.5 donne l'évolution de la pression dans le réservoir qui sera imposée comme condition à la base de la roche couverture. Les conditions d'initiation seront basées sur l'analyse de la solution de l'évolution de la pression et des contraintes en temps et en espace dans un milieu poreux homogène avec des conditions aux limites identiques à celles imposées dans le modèle conceptuel équivalent (figure 3.4).

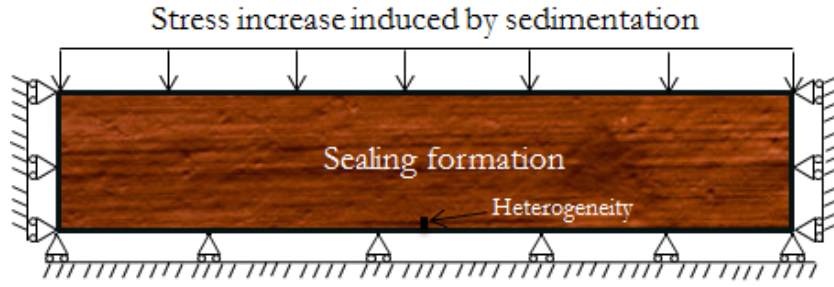


Figure 3.4 – Modèle conceptuel pour l'étude de l'amorçage des fractures et les conditions aux limites mécaniques; l'évolution de la pression dans le réservoir dans le modèle de base bicouche est imposée comme condition aux limites à la base de ce modèle. Source : Ouraga et al. [2017]

Le principe de l'étude d'initiation des fractures repose sur l'analyse locale hydromécanique des conditions de non-équilibre dues à la présence de défauts dans la roche. La présence de ces défauts est susceptible de réunir les conditions favorables d'amorçage de fractures à partir d'un critère de rupture.

### 3.3.1 Ecoulement dans un milieu poreux homogène

Dans cette partie les principales équations qui gouvernent le problème de sédimentation dans un milieu poreux seront rappelées. Dans la suite on considérera la compressibilité du fluide comme très faible, le milieu poreux comme un milieu isotrope poroélastique, et on fera l'hypothèse de petites déformations. On supposera également que le fluide sature les pores et que l'écoulement est gouverné par la loi de Darcy :

$$\underline{v} = -\frac{k}{\mu} \cdot (\nabla p - \rho_f g) \quad (3.6)$$

avec  $\underline{v}$  la vitesse du fluide,  $p$  la pression,  $\mu$  la viscosité dynamique du fluide,  $k$  la perméabilité et  $\rho$  la masse volumique du fluide. Sans termes sources la variation de la masse de fluide s'écrit :

$$\text{div}(\rho_f \underline{v}) + \frac{\partial m_f}{\partial t} = 0 \quad (3.7)$$

où  $m_f$  est la masse du fluide par unité de volume. En condition saturée, la masse du fluide  $m_f$  s'écrit :

$$m_f = \rho_f \phi \quad (3.8)$$



$\phi$  représente la porosité du milieu. A partir de l'équation 3.8, la variation de  $m_f$  est donnée par :

$$\frac{dm_f}{m_f} = \frac{d\rho_f}{\rho_f} + \frac{d\phi}{\phi}. \quad (3.9)$$

La variation de  $\rho_f$  est reliée à la pression à partir de la compressibilité et la variation de la porosité  $\phi$  à partir du modèle poroélastique linéaire :

$$\frac{d\rho_f}{\rho_f} = \frac{dp}{K_f} \quad (3.10)$$

$$d\phi = b d\epsilon_v + \frac{1}{N} dp \quad (3.11)$$

avec  $K_f$  la compressibilité du fluide,  $N$  le module de Biot du squelette solide et  $\epsilon_v$  la déformation volumique donnée par la trace du tenseur de déformation. En combinant les équations 3.6, 3.7, 3.10, 3.11 et le fait que la compressibilité du fluide est très faible, l'équation qui décrit la déformation du squelette solide et l'écoulement est donnée par :

$$\frac{1}{M} \frac{\partial p}{\partial t} = \text{div} \left( \frac{k}{\mu} \nabla p \right) - b \frac{\partial \epsilon_v}{\partial t} \quad (3.12)$$

où  $M$  représente le module de Biot.

### 3.3.2 Solution du problème

Le problème de diffusion à résoudre dans le milieu homogène poreux est représenté dans la figure 3.5. Dans cette figure le paramètre  $\alpha = \frac{b}{\frac{3(1-\nu_r)K_r}{M(1+\nu_r)} + b^2} \sigma_a$ . Dans le problème à résoudre, il y'a deux chargements qui dépendent du temps. D'une part on a le dépôt des matériaux pendant le processus de sédimentation qui est pris compte avec un taux constant de sédimentation  $\dot{\sigma}_v = -\sigma_a$ , et d'autre part l'évolution de la pression dans le réservoir qui dépend du chargement au cours du temps par l'équation 3.5. Pour résoudre ce problème, étant donné le comportement poroélastique linéaire du modèle, le principe de superposition des deux mécanismes en jeu peut être appliqué. Le problème général est alors divisé en deux sous-problèmes qui doivent être conformes avec les conditions aux limites hydrauliques, mécaniques et les conditions d'équilibre du problème général.

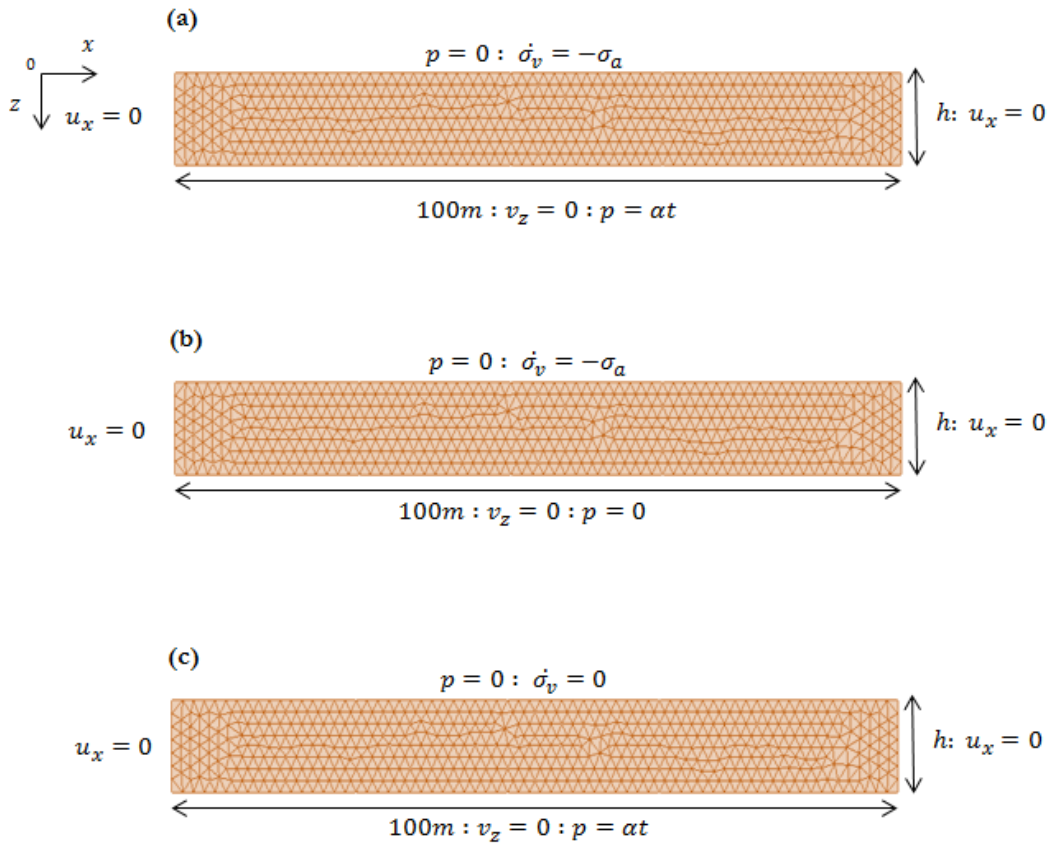


Figure 3.5 – (a) Modèle homogène avec les conditions aux limites; (b), (c) géométrie et conditions aux limites respectives des sous-problèmes 1 et 2.

Le premier sous problème consiste en un cas de consolidation avec termes source (figure 3.5b), et contrairement au modèle équivalent, une pression nulle est imposée à sa base. Dans le second sous-problèmes un taux de sédimentation nul est imposé sur la partie supérieure du modèle et une pression qui évolue avec le temps est imposée à sa base (figure 3.5c).

On note  $u_1$ ,  $u_2$ ,  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ ,  $p_1$ , et  $p_2$  respectivement le déplacement, le tenseur de contrainte et la pression du sous-problème 1 indexé par l'indice 1 et du sous-problème 2 indexé par l'indice 2. Les équations à résoudre pour les des sous-problèmes 1 et 2 sont les suivantes :

Sous-problème 1 :

- $div(\sigma_1) = 0$
- $\sigma_1 = C : \epsilon_1 - bp_1$
- $\epsilon_1 = \frac{1}{2}(\nabla u_1 + \nabla^t u_1)$
- $\sigma_1 \cdot n = \dot{\sigma}_v, z = 0$

- $\dot{u}_1(z = h) = 0$
- $\frac{\dot{p}_1}{M} - \Delta \dot{p}_1 = -\dot{\epsilon}_v^1$
- $\dot{p}_1 = 0, z = 0$
- $\dot{p}_1 = 0, z = h.$

Sous-problème 2 :

- $div(\dot{\sigma}_2) = 0$
- $\dot{\sigma}_2 = C : \dot{\epsilon}_2 - b\dot{p}_2$
- $\dot{\epsilon}_2 = \frac{1}{2}(\nabla u_2 + \nabla^t u_2)$
- $\dot{\sigma}_2 \cdot n = 0, z = 0$
- $\dot{u}_2(z = h) = 0$
- $\frac{\dot{p}_2}{M} - \Delta \dot{p}_2 = -\dot{\epsilon}_v^2$
- $\dot{p}_2 = 0, z = 0$
- $\dot{p}_2 = \alpha, z = h.$

Notons,  $\sigma$ ,  $u$ , et  $p$  respectivement le tenseur des contraintes, le déplacement et la solution en pression dans le modèle général. Avec le principe de superposition pour que la décomposition du problème initial en sous-problème soit conforme au problème initial, il faut que la somme des solutions des sous-problèmes vérifie les équations du problème initial. On doit donc avoir :  $\sigma = \sigma_1 + \sigma_2$ ;  $u = u_1 + u_2$ , et  $p = p_1 + p_2$ . En additionnant membre à membre les équations des sous-problèmes 1 et 2 on obtient :

- $div(\dot{\sigma}_1 + \dot{\sigma}_2) = div(\dot{\sigma}) = 0$
- $\dot{\sigma}_1 + \dot{\sigma}_2 = \dot{\sigma} = C : (\dot{\epsilon}_1 + \dot{\epsilon}_2) - b(\dot{p}_1 + \dot{p}_2) = C : \dot{\epsilon} - b\dot{p}$
- $\dot{\epsilon}_1 + \dot{\epsilon}_2 = \dot{\epsilon} = \frac{1}{2}(\nabla(u_1 + u_2) + \nabla^t(u_1 + u_2)) = \frac{1}{2}(\nabla u + \nabla^t u)$
- $(\dot{\sigma}_1 + \dot{\sigma}_2) \cdot n = \dot{\sigma} \cdot n = 0, z = 0$
- $(\dot{u}_1(z = h) + \dot{u}_2(z = h)) = \dot{u}(z = h) = 0$
- $\frac{\dot{p}_1 + \dot{p}_2}{M} - \Delta(\dot{p}_1 + \dot{p}_2) = \frac{\dot{p}}{M} - \Delta \dot{p} = -(\dot{\epsilon}_v^1 + \dot{\epsilon}_v^2) = -\dot{\epsilon}_v$
- $\dot{p}_1 + \dot{p}_2 = \dot{p} = 0, z = 0$
- $\dot{p}_1 + \dot{p}_2 = \dot{p} = \alpha, z = h.$

On retrouve ainsi les équations à résoudre dans le problème initial.

### Sous-Problème 1

Le sous-problème 1 est équivalent à un problème thermique dans une poutre avec production de chaleur comme étudié par Carslaw et Jaeger [1959]. L'équation générale qui décrit la déformation du squelette et l'écoulement du fluide résulte de l'équation 3.12. La variation de la déformation volumique est liée à la variation de la pression par :

$$d\epsilon_v^1 = \frac{1}{K_s} (d\sigma_m^1 + bdp_1) \quad (3.13)$$

où  $d\sigma_m$  représente la variation de la contrainte totale moyenne et  $K_s$  la compressibilité du milieu. Dans notre cas c'est à dire en condition oedométrique en déformation plane, la variation de la contrainte totale moyenne est donnée par :

$$d\sigma_m^1 = \frac{d\sigma_v^1(z, t) + 2d\sigma_h^1(z, t)}{3} \quad (3.14)$$

et la variation de la contrainte totale horizontale s'écrit :

$$d\sigma_h^1(z, t) = d\sigma_v^1(z, t) \frac{\nu}{1-\nu} - bp_1(z, t) \frac{1-2\nu}{1-\nu}. \quad (3.15)$$

On déduit alors que la variation de la déformation volumique devient :

$$d\epsilon_v^1 = \frac{(1+\nu)}{3K_s(1-\nu)} (d\sigma_v^1 + bp_1). \quad (3.16)$$

Ainsi en substituant l'équation 3.16 dans l'équation 3.12 on obtient :

$$\left( \frac{1}{M} + \frac{(1+\nu)b^2}{3(1-\nu)K_s} \right) \frac{\partial p_1(z, t)}{\partial t} - \frac{(1+\nu)b}{3(1-\nu)K_s} \sigma_a = \frac{k}{\mu} \frac{\partial^2 p_1(z, t)}{\partial z^2}. \quad (3.17)$$

A partir de l'équation 3.17, les conditions aux limites et les conditions initiales  $t = 0$ ,  $p(z, 0) = 0$  l'évolution de la pression de ce sous problème en temps et en espace est donnée :

$$p_1(z, t) = \frac{-\mu(1+\nu)b}{6k(1-\nu)K_s} \sigma_a (z^2 - zh) - \frac{4\mu b(1+\nu)b\sigma_a h^2}{3k(1-\nu)K_s} \times \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\pi^3(2n+1)^3} \sin\left(\frac{(2n+1)\pi z}{h}\right) e^{-\left(\frac{(2n+1)^2 \pi^2}{h^2} \tau_s t\right)} \quad (3.18)$$

où  $\tau_s = \frac{k}{\mu\left(\frac{1}{M} + \frac{3(1+\nu)b^2}{(1-\nu)K_s}\right)}$  représente le coefficient de diffusivité dans la roche couverture comme décrit par Coussy [2004].  $K_s$ ,  $M$ ,  $k$  sont respectivement le module de compressibilité, le module de Biot, et la perméabilité de la roche couverture.

## Sous-Problème 2

L'évolution de la pression au cours du temps et dans l'espace dans le sous-problème 2 est donnée par :

$$\frac{\partial p_2(z, t)}{\partial t} = \tau_s \frac{\partial^2 p_2(z, t)}{\partial z^2}. \quad (3.19)$$

Pour résoudre cette équation avec les conditions aux limites qui varie avec le temps, on introduit la fonction auxiliaire  $p_\infty(z, t)$  définie par :

$$p_\infty(z, t) = \frac{\alpha}{6\tau_s h} (z^3 - zh^2) + \frac{\alpha t}{h} z. \quad (3.20)$$

Cette fonction satisfait l'équation 3.19, et a les propriétés aux limites suivantes :

$$\lim_{t \rightarrow +\infty} \frac{\partial p_\infty(z, t)}{\partial t} = \frac{\alpha z}{h} \quad (3.21)$$

Si on introduit une nouvelle variable inconnue  $\theta(z, t)$  définie par :

$$\theta(z, t) = p_2(z, t) - p_\infty(z, t) \quad (3.22)$$

celle-ci satisfait l'équation :

$$\frac{\partial \theta(z, t)}{\partial t} = \tau_s \frac{\partial^2 \theta(z, t)}{\partial z^2} \quad (3.23)$$

avec les condition aux limites :

$$\begin{cases} z = 0, & \theta(0, t) = 0 \\ z = h, & \theta(h, t) = 0 \\ t = 0, & \theta(z, t) = -p_\infty(z, 0). \end{cases} \quad (3.24)$$

Une forme générale de la fonction  $\theta(z, t)$  est obtenue comme une somme infinie de fonction :

$$\begin{aligned} \theta(z, t) &= \sum_{n=0}^{\infty} A_n \sin\left(\frac{n\pi}{h} z\right) e^{-\left(\frac{n^2 \pi^2}{h^2} \tau_s t\right)}, \\ A_n &= \frac{2}{h} \int_0^h -p_\infty(z, t) \sin\left(\frac{n\pi}{h} z\right) dz. \end{aligned} \quad (3.25)$$

L'intégration de  $A_n$  conduit à :

$$\theta(z, t) = \frac{-2\alpha h^2}{\tau_s} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{\pi n} \left( \frac{1}{\pi^2 n^2} - \frac{\tau_s t}{h^2} \right) \sin\left(\frac{n\pi}{h} z\right) e^{-\left(\frac{n^2 \pi^2}{h^2} \tau_s t\right)}. \quad (3.26)$$

A partir de l'équation 3.22, l'évolution de la pression dans le sous problème 2 devient :

$$p_2(z, t) = \frac{\alpha}{6\tau_s h} (z^3 - zh^2) + \frac{\alpha t}{h} z - \frac{2\alpha h^2}{\tau_s} \times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{\pi n} \left( \frac{1}{\pi^2 n^2} - \frac{\tau_s t}{h^2} \right) \sin \left( \frac{n\pi}{h} z \right) e^{-\left( \frac{n^2 \pi^2}{h^2} \tau_s t \right)}. \quad (3.27)$$

Ainsi, avec le principe de superposition, l'évolution des contraintes et de la pression dans le problème général est donnée respectivement par la somme des contraintes et des pressions de chaque sous problème. Dès lors, l'évolution de la pression en temps et en espace dans le milieu homogène est donnée par :

$$p(z, t) = \frac{\alpha}{6\tau_s h} (z^3 - zh^2) + \frac{\alpha t}{h} z - \frac{2\alpha h^2}{\tau_s} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{\pi n} \left( \frac{1}{\pi^2 n^2} - \frac{\tau_s t}{h^2} \right) \sin \left( \frac{n\pi}{h} z \right) e^{-\left( \frac{n^2 \pi^2}{h^2} \tau_s t \right)} - \frac{\mu(1+\nu)b}{6k(1-\nu)K_s} \sigma_a (z^2 - zh) - \frac{4\mu b(1+\nu)b\sigma_a h^2}{3k(1-\nu)K_s} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\pi^3 (2n+1)^3} \sin \left( \frac{(2n+1)\pi z}{h} \right) e^{-\left( \frac{(2n+1)^2 \pi^2}{h^2} \tau_s t \right)}. \quad (3.28)$$

### Comparaison de la solution analytique avec le calcul FEM (Porofis)

On effectue une simulation numérique FEM (Porofis) [Pouya, 2015] avec les paramètres mécaniques et hydrauliques présentés dans le tableau 3.1 sur un modèle homogène, puis on compare les résultats numériques de l'évolution de la pression en fonction de la profondeur avec la solution analytique. Les résultats sont présentés dans les courbes ci-dessous.

Propriétés	Roche couverture	Réservoir
Permeabilité	$10^{-19} \text{ m}^2$	$10^{-12} \text{ m}^2$
Module de Young	10 GPa	2 GPa
Coefficient de Poisson	0.23	0.2
Coefficient de Biot	1	1
Chargement	200 m/Myrs	

Tableau 3.1 – Propriétés mécaniques et hydrauliques du milieu poreux

Dans les premiers instants de calcul on constate que les résultats numériques et analytiques ne coïncident pas parfaitement l'erreur absolue est de l'ordre de  $10^{-3}$  (figure 3.6). On explique cela par le choix du critère de convergence utilisé pour la résolution du calcul

et par la finesse du maillage. Pour ce calcul on a utilisé pour la résolution par la méthode des éléments finis 7906 éléments triangulaires et 4196 noeuds.

Au cours de la simulation le calcul se stabilise et les résultats numériques coïncident avec les résultats analytiques (figure 3.6). L'évolution de la pression en fonction du temps et de la profondeur obtenue à partir de la simulation numérique est donc conforme à la solution analytique. Ainsi cette simulation constitue une vérification du couplage hydromécanique utilisé dans le programme Porofis et nous permet d'évaluer la fiabilité de notre calcul.

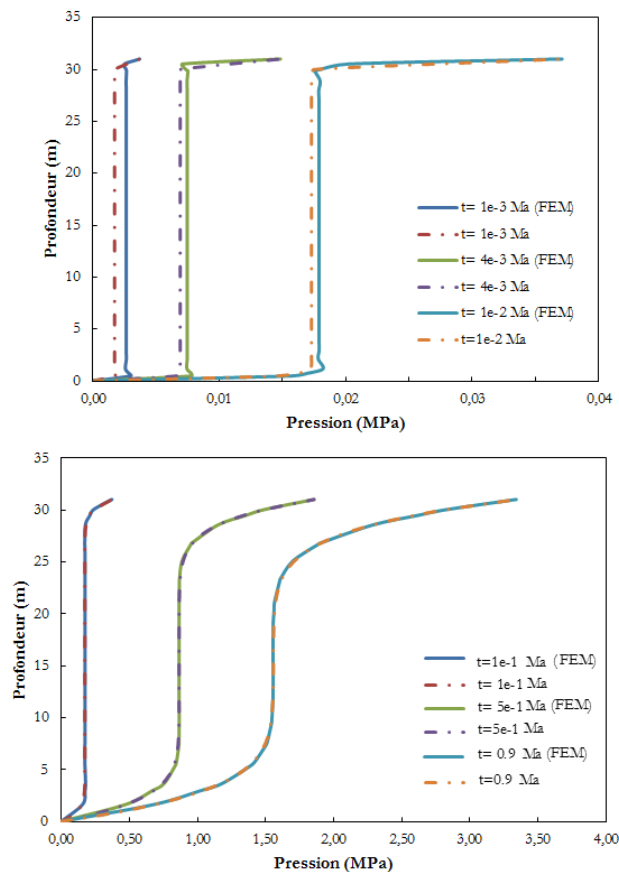


Figure 3.6 – Evolution de la pression en fonction de la profondeur

### 3.3.3 Analyse de l'initiation des fractures

L'analyse de l'initiation des fractures est basée sur la solution analytique de l'évolution de la pression et des contraintes en temps et en espace décrite plus haut. Pour amorcer les fractures, un défaut hydraulique est introduit dans le modèle (figure 3.4). Ce défaut est une zone cohésive dans laquelle la perméabilité est plus importante que la perméabilité du milieu qui la contient. A partir du critère de rupture du modèle cohésif qui sera présenté

dans la section 4.2, pour un mode I de propagation ( $\tau = 0$ ), la fracture s’amorce quand la contrainte effective dans la zone cohésive atteint la limite de rupture en traction de la roche  $\sigma_R$ . Dans un contexte de bassin et pour des fractures verticales en ouverture, l’amorçage correspond à :

$$\sigma_h + b_f p_p = \sigma_R \quad (3.29)$$

où  $\sigma_h$  est la contrainte horizontale totale,  $b_f$  le coefficient de Biot du joint cohésif égale à l’unité dans cette étude, et  $p_p$  la pression des pores. On retrouve ainsi les critères établis dans des études antérieures [Sibson, 2003; Cosgrove, 2001; Rozhko et al., 2007].

Le processus de fracturation sous l’effet de la sédimentation est contrôlé par l’évolution des surpressions de fluide consécutive au dépôt des sédiments. Ainsi dans notre étude les paramètres importants intervenant dans ce processus sont la vitesse de sédimentation, la vitesse d’évacuation du fluide qui est liée à la perméabilité de la matrice et l’évaluation de la pression dans le réservoir. Pour caractériser les conditions d’amorçage des fractures, une étude de sensibilité est effectuée dans la suite (figure 3.7, 3.8). L’objectif est d’analyser l’influence des principaux paramètres impliqués dans le processus de fracturation sous sédimentation.

Au cours de la sédimentation, plusieurs défauts de l’ordre de plusieurs centimètres à plusieurs décimètres peuvent s’incruster à l’interface entre la roche couverture et le réservoir. La présence de ces défauts dans la roche peut augmenter localement sa conductivité et par la suite permettre des conditions favorables d’initiation de fractures. Dans les figures 3.7a et 3.7b, on peut voir que la contrainte effective normal dans le défaut atteint une valeur maximale en tension après un certain temps et puis décroît pour devenir compressive.



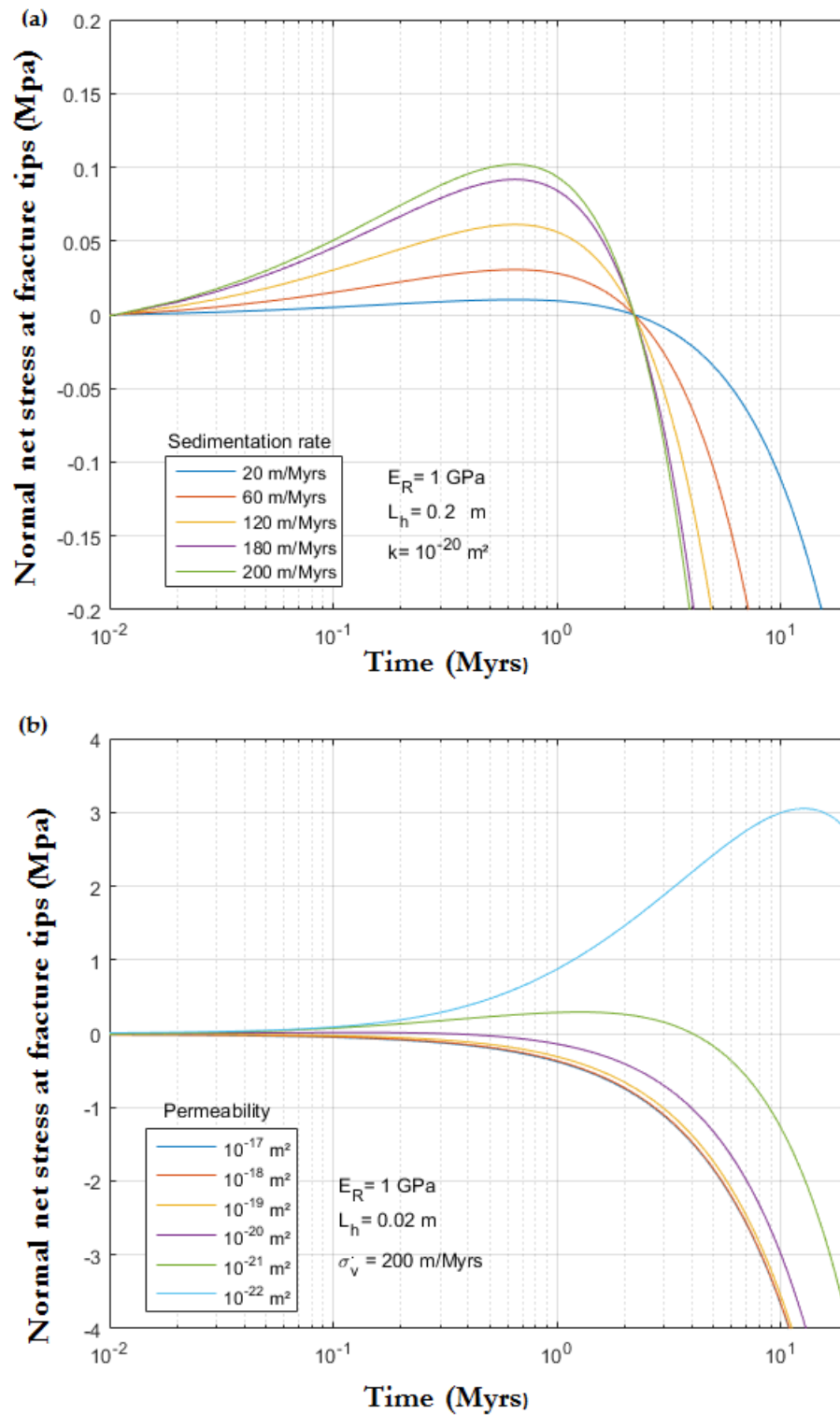


Figure 3.7 – Evolution de la contrainte normale à la pointe de la fracture en fonction du temps (a) pour plusieurs valeurs de taux de sédimentation et (b) plusieurs valeurs de perméabilité intrinsèque

En effet, les courbes dans les figures 3.7(a) et 3.7(b) sont obtenus en évaluant l'évolution de la contrainte effective à la pointe d'un défaut hydraulique de  $0.2 m$  et  $0.02 m$  pour plusieurs taux de sédimentation (figure 3.7(a)) et pour plusieurs valeurs de perméabilités intrinsèques (figure 3.7(b)). Ces figures montrent que la valeur maximale de la contrainte de traction pour un défaut donné dépend du taux de la sédimentation et de la perméabilité de la roche couverture. Comme exemple, en se basant sur notre analyse pour une vitesse de sédimentation rapide de l'ordre de  $200 m/Ma$  et une perméabilité intrinsèque  $k$  de l'ordre de  $10^{-17} m^2$  à  $10^{-22} m^2$ , des fractures peuvent s'amorcer avec un défaut hydraulique de  $0.02 m$  avec des valeurs de limite de tension proche de 0 pour le cas de perméabilité de  $10^{-17} m^2$  et des limites de tension en dessous de 3 MPa dans le cas de perméabilité de  $10^{-22} m^2$  (voir figure 3.7(a) et 3.7(b)).

Dans la figure 3.8(a), on trace l'évolution du défaut hydraulique pour plusieurs valeurs de taux de sédimentation en fonction du paramètre  $\kappa$ . En fait le paramètre  $\kappa$  représente le ratio entre le taux d'augmentation de la pression dans le réservoir et le taux d'augmentation de la contrainte verticale due à la sédimentation. Les courbes dans la figure 3.8(a) sont obtenues en considérant une limite en tension du milieu poreux  $\sigma_R = 0.2$  MPa et une perméabilité intrinsèque de  $10^{-20} m^2$ . Dans cette figure, plus le paramètre  $\kappa$  est petit, plus la longueur de l'hétérogénéité hydraulique pour amorcer la fracture est grande. A l'opposé quand  $\kappa$  est proche de l'unité, les fractures peuvent s'amorcer avec des défauts très petits même dans le cas de faible taux de sédimentation pour des valeurs de perméabilité intrinsèques plus petit que  $10^{-20} m^2$ . A valeur fixée de la perméabilité, on constate que la longueur du défaut varie de façon significative avec la vitesse de sédimentation lorsque  $\kappa \in [0.6, 0.75]$ . En effet, plus la vitesse de sédimentation est importante plus le défaut nécessaire pour amorcer la fracture est faible. Physiquement ceci correspond à un cas de chargement rapide où la surpression générée n'a pas encore le temps de se dissiper. Ainsi pour étudier l'influence de la perméabilité et la longueur du défaut sur l'amorçage des fractures, dans la figure 3.8(b) on trace pour une hétérogénéité hydraulique donnée le taux de sédimentation critique pour pouvoir amorcer des fractures dans le milieu en fonction du ratio entre la perméabilité intrinsèque et le carré de la longueur du défaut avec une contrainte limite en traction  $\sigma_R = 0.2$  MPa. Dans la figure 3.8(b) toutes les courbes de l'évolution du taux critique de sédimentation sont presque confondues. Cette courbe nous donne un ordre de grandeur de taux de sédimentation nécessaire pour amorcer une fracture connaissant la longueur de l'hétérogénéité dans le passé dans le milieu poreux. Elle nous montre également que le taux critique de dépôts ne dépend pas énormément de la longueur du défaut mais plutôt du paramètre  $k/L_h^2$ .

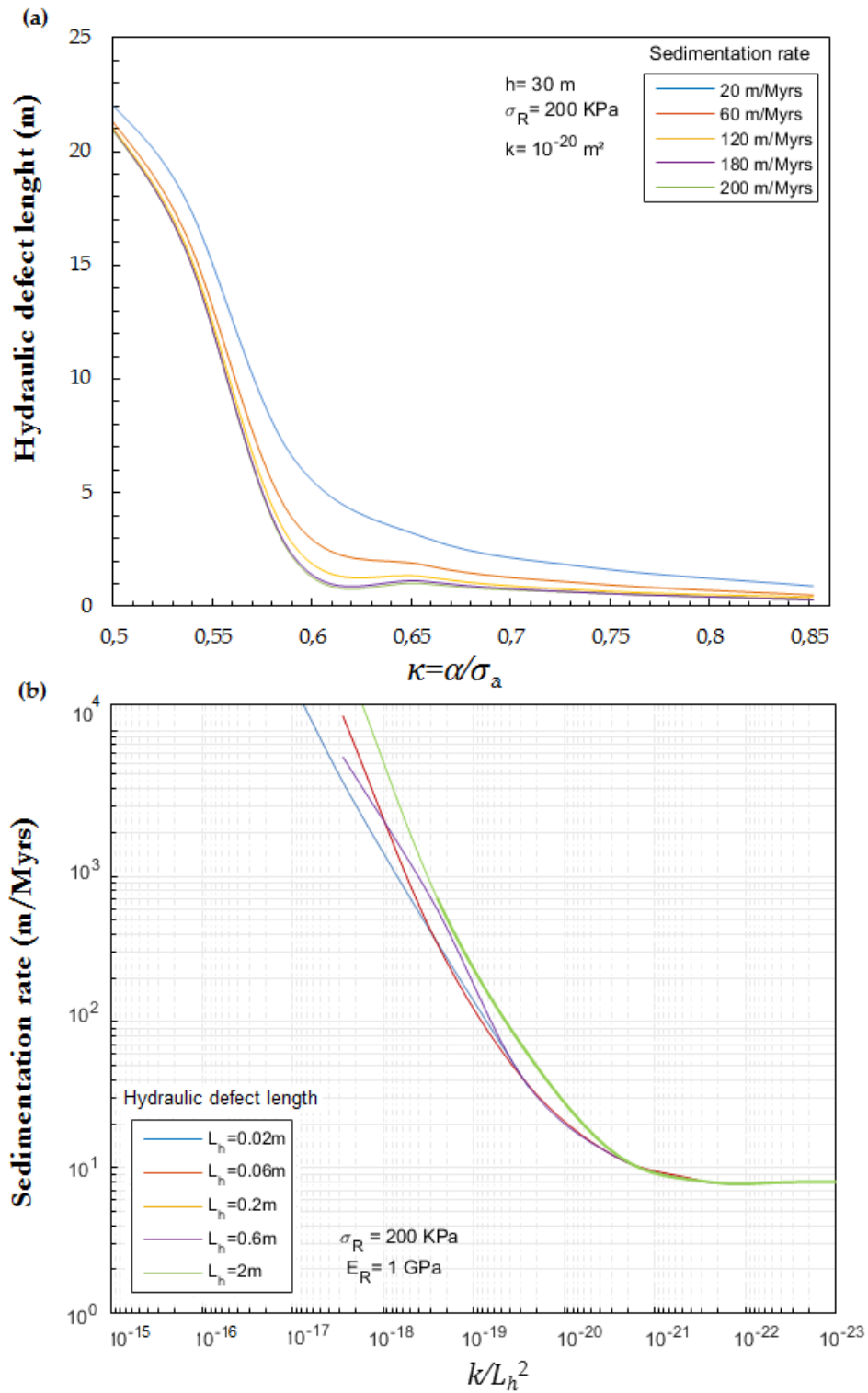


Figure 3.8 – (a) Evolution du défaut hydraulique en fonction du ratio entre le taux d’augmentation de la pression dans le réservoir et le taux d’augmentation de la contrainte due à la sédimentation et, (b) évolution du taux de sédimentation en fonction du ratio entre la perméabilité intrinsèque et le carré du défaut hydraulique.

Dès lors un défaut de l'ordre du centimètre qui peut être récurrent dans les formations poreuses nécessite une perméabilité très faible mais réaliste pour des sédiments enfouis pour s'amorcer et puis se propager.

A partir de cette étude de sensibilité on a pu mettre en exergue deux paramètres adimensionnels importants  $\kappa$  et  $k/L_h^2$  qui contrôlent l'amorçage des fractures sous sédimentation. Toutes ces analyses ont été effectuées en prenant en compte un ratio de module de Young de la roche couverture et du réservoir égal à 3, parce que la longueur de l'hétérogénéité ne varie pas beaucoup quand ce ratio est plus grand que 1 pour une valeur fixée de  $\kappa$  (voir figure 3.9,  $\kappa = 0.85$ ).

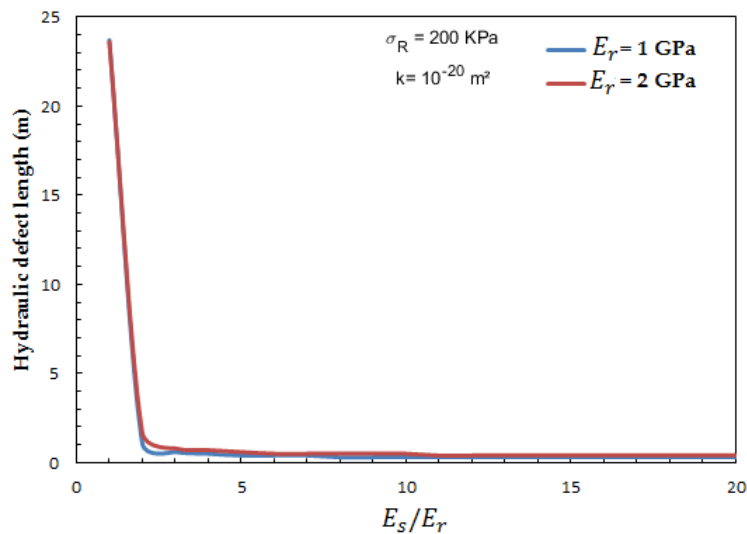


Figure 3.9 – Evolution du défaut hydraulique en fonction du ratio entre le module de Young de la couverture et le module de Young du réservoir

Dans cette partie on a caractérisé les conditions d'amorçage naturelles de fractures dans les bassins sédimentaires en évaluant l'impact de la présence d'une hétérogénéité dite hydraulique (dans cette étude) sur le champ de pression et de contrainte effective. L'étude de sensibilité effectuée, a permis de définir les conditions d'initiation de fractures pour des propriétés hydrauliques et mécaniques dans une formation bicouche formée d'une roche couverture qui repose sur un réservoir perméable. Les défauts hydrauliques ont été pris en compte en supposant une zone cohésive proche de l'interface entre le réservoir et la couverture de petite taille (de quelques centimètres) pour représenter les défauts (fossiles, bioturbations, coquillages, racines) qui peuvent s'intercaler entre les couches durant la sédimentation et au cours des temps géologiques. Cette zone a été considérée plus perméable que la couverture avec des propriétés semblables à de l'argile compacté. La formulation analytique combinée à l'étude de sensibilité nous a permis d'identifier les

paramètres importants qui contrôlent l'initiation et la propagation des fractures et de mieux comprendre le processus de fracturation naturelle pendant la sédimentation.

Ainsi, avec notre analyse nous avons pu mettre en exergue deux paramètres adimensionnels qui contrôlent l'amorçage des fractures sous l'effet de la sédimentation qui sont : le paramètre  $\kappa$  qui représente le rapport entre le taux d'augmentation de la pression dans le réservoir et le taux d'augmentation de la contrainte verticale induite par la sédimentation, et le paramètre  $k/L_h^2$  qui représente le rapport entre la perméabilité intrinsèque du milieu et la longueur au carré des défauts. On a aussi montré l'impact du rapport du module de Young des formations dans le processus de fracturation sous sédimentation (voir figure 3.9). En effet quand le réservoir est plus rigide que la couverture, les suppressions obtenues dans ce cas ne sont pas assez importantes pour pouvoir amorcer naturellement des fractures avec des défauts de l'ordre du centimètre sans la contribution d'autres phénomènes comme la tectonique ou l'érosion. Nos résultats sont conformes aux observations de Engelder et Lacazette [1990]. En utilisant la mécanique de la rupture Engelder et Lacazette [1990] montre que la fracture s'amorce quand la pression de pores est égale à peu près à 85% de la surcharge avec des défauts de l'ordre de 1-3 cm de diamètres. De manière analogue nous avons montré que plus le paramètre  $\kappa$  (qui représente le rapport entre l'augmentation de la pression dans le réservoir et l'augmentation de la contrainte verticale) est grand, plus grande est la probabilité de réunir les conditions favorables d'amorçages de fracture à l'interface entre les deux couches. Par exemple, avec  $\kappa = 0.85$ , suivant notre étude une fracture peut s'initier avec un défaut petit de 2cm avec un taux de sédimentation relativement rapide de 200 m/Ma et une perméabilité intrinsèque de la couverture qui est comprise entre  $10^{-19}$  à  $10^{-22} m^2$ . Nous avons aussi montré que le taux de sédimentation critique pour avoir des fractures dans le contexte de sédimentation ne dépend pas seulement de la taille des défauts mais plus du paramètre  $k/L_h^2$ .

Ainsi, la principale question qu'on pourrait se poser à ce stade est de savoir si toutes les fractures qui s'amorcent se propagent. En clair on se pose la question de savoir quelles sont les conditions qui amènent une fracture qui s'amorce à se propager. Pour essayer de comprendre ce phénomène dans la suite on met en place un cas de simulation numérique de sédimentation (voir chapitre 4), et les résultats de cette étude de sensibilité seront utilisés.

## CHAPITRE 4

# Discrétisation du problème d'écoulement et de déformation dans un milieu poreux fissuré

Pendant la propagation de la fracture de nombreux phénomènes complexes et variés sont à prendre en compte notamment la diffusion dans la fracture et dans la matrice, l'endommagement à la pointe de la fracture et les échanges de masse entre la fracture et la matrice. [Wu et al. \[2004\]](#) mettent l'accent sur le fait qu'un point essentiel pour simuler l'écoulement dans un milieu poreux fissuré réside dans la manière de modéliser l'interaction fracture-matrice ou l'échange de masse sous certaines conditions. Tenir compte de ces phénomènes dans les codes numériques est souvent difficile et induit souvent des solutions non-physiques. La conservation de la masse entre les fractures sur une ligne d'intersection et la frontière sont autant d'aspects à prendre en compte de manière rigoureuse dans les simulations numériques. Quelle que soit la méthode numérique utilisée, si ces conditions sont mal implémentées, les résultats numériques obtenus ne représenteront pas la réalité physique du problème.

La méthode des éléments finis (FEM) [[Lecampion et Detournay, 2007](#); [Papanastasiou, 1999](#); [Carrier et Granet, 2012](#)] permet de modéliser des phénomènes transitoires non-linéaire complexe avec couplage hydromécanique. Les principales limites de cette méthode sont liées aux maillages et au temps de calcul pour la simulation numérique transitoire. Dans ce chapitre les calculs sont réalisés à partir du code de calcul par la méthode des éléments finis *Porofis* développé par [Pouya \[2015\]](#). La modélisation de l'écoulement pendant la phase transitoire prendra en compte les échanges de masse entre la fracture et la matrice de manière complète.

## 4.1 Formulation numérique : discrétisation par la méthode des éléments finis (FEM)

Dans cette partie on présente la formulation par la méthode des éléments finis utilisée dans *Porofis Pouya [2015]*.

### 4.1.1 Formulation faible

Considérons un milieu un milieu poreux comme un domaine  $2D$   $\Omega$  comprenant  $j$  fractures interconnectées notées  $\Gamma_j$  (voir figure 4.1).

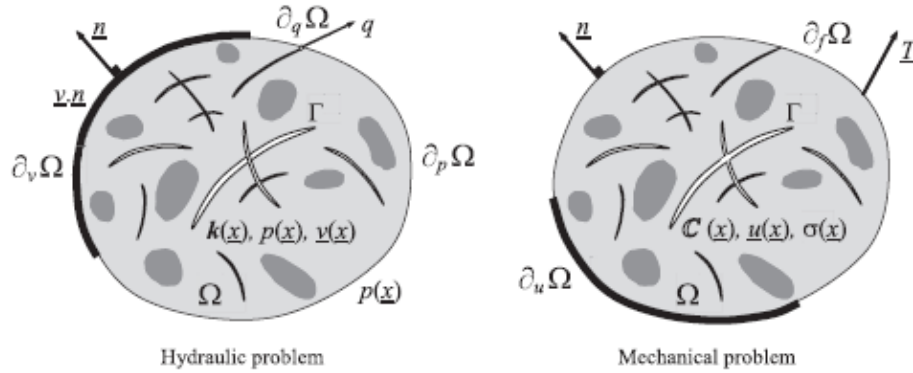


Figure 4.1 – Problème hydraulique et mécanique défini dans un même milieu poreux fissuré homogène. Source : *Pouya [2015]*

De plus, considérons une fonction test  $\psi$ , qui est continue dans  $\Omega$  et nulle sur  $\partial_p\Omega$  :

$$\forall \underline{x} \in \partial_p\Omega, \quad \psi(\underline{x}) = 0 \quad (4.1)$$

Les équations 2.19 et 3.12 d'écoulement et de déformation dans le milieu poreux et les fractures peuvent s'écrire sous la forme :

$$\forall \underline{z}(s) \in \Gamma, \quad \text{div}(c\nabla_{sp}) = C^f \frac{\partial p}{\partial t} + r^{mf} + r^f \quad (4.2)$$

avec :

$$\begin{cases} c = \rho_f C_f \\ C^f = \frac{c}{K_f} \\ r^{mf} = \|\underline{w}\| \cdot \underline{n} \\ r^f = \frac{\partial e}{\partial t}. \end{cases} \quad (4.3)$$

Le terme source  $r^f$  résulte du processus de déformation mécanique dans la fracture et le terme  $r^{mf}$  de l'interaction fracture-matrice.

$$div(K\nabla p) = C \frac{\partial p}{\partial t} + r \quad (4.4)$$

avec :

$$\begin{cases} K = \frac{k}{\mu} \\ C = \frac{\psi}{K_f} + \frac{1}{N} \\ r = b \frac{\partial \epsilon_v}{\partial t}. \end{cases} \quad (4.5)$$

Dans ces équations on a fait l'hypothèse de fluide incompressible ( $\rho_f = cste$ ). Le couplage entre les problèmes mécaniques et hydraulique dans l'équation 4.4 passe par le terme source  $r$  qui est relié à la déformation volumique de la matrice.

Multiplications les équations 4.2 et 4.4 par la fonction  $\psi$  puis intégrons respectivement sur le volume  $\Omega$  et sur la surface  $\Gamma_j$  :

$$\int_{\Omega} \psi div(K\nabla p) d\Omega = \int_{\Omega} \psi C \frac{\partial p}{\partial t} d\Omega + \int_{\Omega} \psi r d\Omega \quad (4.6)$$

$$\sum_j \int_{\Gamma_j} \psi div(c\nabla_s p) ds = \sum_j \int_{\Gamma_j} \psi C^f \frac{\partial p}{\partial t} ds + \sum_j \int_{\Gamma_j} \psi (r^{mf} + r^f) ds. \quad (4.7)$$

Le domaine  $\Omega$  contient des surfaces discontinues sur lesquelles le gradient de pression est discontinu. Ainsi, si on considère un champ de vecteur  $\underline{w}$  à travers  $\Omega$ , qui est discontinu à travers un ensemble de surface  $\Gamma_j$ , le théorème de la divergence étendue pour  $\underline{w}$  dans  $\Omega$  s'écrit :

$$\int_{\Omega} div(\underline{w}) d\Omega = \int_{\partial\Omega} \underline{w} \cdot \underline{n} ds - \sum_j \int_{\Gamma_j} \|\underline{w}\| \cdot \underline{n} ds. \quad (4.8)$$

Une fracture  $\Gamma^j$  est délimitée par sa ligne d'intersection avec les autres fractures  $\Gamma^i$  notée  $\gamma_i^j$  et par son intersection la frontière  $\partial\Omega$  notée  $\gamma_L^j$  (voir figure 4.2). Ainsi le théorème de divergence dans la fracture s'écrit alors :



$$\int_{\Gamma_j} \text{div}(\underline{w}) ds = \sum_i \int_{\gamma_i^j} \underline{w} \cdot \underline{m} dl + \int_{\gamma_L^j} \underline{w} \cdot \underline{m} dl \quad (4.9)$$

En appliquant le théorème des équations 4.8 et 4.9 aux équations 4.6 et 4.7 associé aux conditions aux limites et la contribution matrice/fracture [Pouya, 2015] on obtient la formulation faible suivante :

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \nabla \psi \cdot K \cdot \nabla p d\Omega + \sum_j \int_{\Gamma_j} \text{div}(\psi) \cdot c \cdot \text{div}(p) ds + \int_{\Omega} \psi C \frac{\partial p}{\partial t} d\Omega + \\ \sum_j \int_{\Gamma_j} \psi C^f \frac{\partial p}{\partial t} ds + \int_{\Omega} \psi r d\Omega + \sum_j \int_{\Gamma_j} \psi r^f ds + \\ \int_{\partial_v \Omega} \psi V^g ds + \int_{\partial_q \Omega} \psi Q^g dl = 0 \end{aligned} \quad (4.10)$$

avec :

$$\begin{cases} \forall \underline{x} \in \partial_v \Omega, \quad \underline{n} \cdot K \cdot \nabla p = -V^g \\ \forall \underline{x} \in \partial_q \Omega, \quad \underline{q}^j \cdot \underline{m}^j = Q^g \end{cases} \quad (4.11)$$

où,  $V^g$  et  $Q^g$  sont les conditions aux limites imposées.

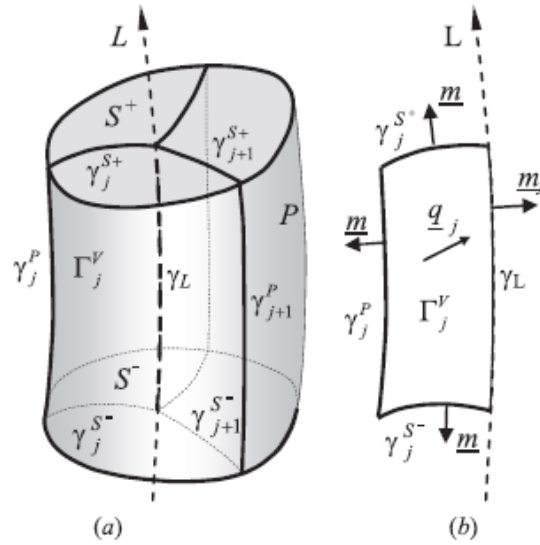


Figure 4.2 – (a) Volume de référence autour d'une ligne d'intersection  $L$  de la fracture; (b) portion de la surface de la fracture dans le volume de référence. Source : Pouya [2012]

L'équation 4.10 est vérifiée pour toutes les fonctions ayant les propriétés de la fonction  $\psi$  continue sur  $\Omega$  et qui s'annulent sur  $\partial_p \Omega$  [Pouya, 2015].

### 4.1.2 Formulation du problème par la méthode des éléments finis

La formulation faible ?? peut être utilisée pour construire un modèle éléments finis qui consiste d'une part à la discrétisation du domaine  $\Omega$  en éléments finis et d'autre part à la recherche de la solution approchée de l'équation ?? comme une combinaison linéaire de fonction de base simple sur chaque élément. La méthode implémentée dans *Porofis* est basée sur la formulation de Bubnov-Galerkin. Le domaine  $\Omega$  (figure 4.1) est discrétisé en 2D en sous éléments de surface  $\Omega_n$ , les fractures en sous éléments linéaires  $S_J$ , la frontière en  $\partial_v\Omega$  et  $\partial_q\Omega$  respectivement en sous éléments  $S_K$  et  $L_m$ . Soient  $N^n$ ,  $h^J$ ,  $h^K$ ,  $\lambda^m$  les fonctions de forme respectivement sur  $\Omega_n$ ,  $S_J$ ,  $S_K$  et sur  $L_m$ . On définit le gradient de ces fonctions par :

$$B^n = \nabla N^n, \quad b^J = \nabla_s h^J, \quad b^k = \nabla_s h^K, \quad b^m = \nabla_l \lambda^m \quad (4.12)$$

Notons par  $K^n$ ,  $C^n$ ,  $r^n$ ,  $c^j$ ,  $C_j^f$ ,  $r_j^f$ ,  $V_k^g$ , et  $Q_m^g$ , la valeur au point de gauss de  $K$ ,  $C$ ,  $r$ ,  $c$ ,  $C^f$ ,  $r^f$ ,  $V^g$ , et  $Q^g$ , sur les éléments correspondants. L'équation matricielle sur les noeuds de la pression  $p$  s'écrit à partir de l'équation ?? :

$$\begin{cases} p = p^g, \quad \text{sur } \partial_p\Omega \\ [M] \left[ \frac{\partial p}{\partial t} \right] = -[K][p] - [V] \end{cases} \quad (4.13)$$

où  $[p]$  désigne la matrice colonne de pression nodale. Les matrices  $[M]$ ,  $[K]$  et le vecteur colonne  $[V]$  sont définis par les expressions ci-dessous où  $(i, j)$  désigne le numéro des noeuds :

$$M_{ij} = \sum_n C^n \int_{\Omega_n} N_i^n(\underline{x}) N_j^n(\underline{x}) d\Omega + \sum_J C_j^f \int_{H_j} h_i^J(\underline{s}) h_j^J(\underline{s}) ds \quad (4.14)$$

$$K_{ij} = \sum_n \int_{\Omega_n} B_i^n(\underline{x}) \cdot K^n \cdot B_j^n(\underline{x}) d\Omega + \sum_J \int_{H_j} b_i^J(\underline{s}) \cdot c^j \cdot b_j^J(\underline{s}) ds \quad (4.15)$$

$$V_i = \sum_n r^n \int_{\Omega_n} N_i^n(\underline{x}) d\Omega + \sum_J r_j^f \int_{\Gamma_J} h_i^J(\underline{s}) ds + \sum_K \int_{H_k} h_i^K(\underline{s}) \cdot V_K^g ds + \sum_m \int_{H_k} \lambda_i^m(l) \cdot Q_m^g dl. \quad (4.16)$$

### 4.1.3 Mise en place du couplage hydromécanique

Considérons le milieu poreux fissuré présenté dans la figure 4.1. On suppose pour le calcul mécanique que le milieu est sollicité par des efforts surfaciques sur sa frontière  $\partial_f\Omega$  et des déplacements sur la partie  $\partial_u\Omega$ . On ne tient pas compte des forces volumiques dans ce problème. La déformation dans le milieu fissuré est donnée par la relation poroélastique suivante :

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl}\partial_k u_l - bp\delta_{ij} \quad (4.17)$$

$$d\phi = db\epsilon_v + \frac{dp}{N} \quad (4.18)$$

où  $u$  et  $p$  représentent respectivement le champ de déplacement et la pression de pores du milieu.  $\phi$  est la porosité,  $b$  le coefficient de Biot. Les relations poroélastiques décrites par Coussy [2004] permettent d'écrire le module de Biot  $N$  par :

$$\frac{1}{N} = \frac{(b - \phi_0)}{K_s} \quad (4.19)$$

avec  $K_s$  le module de compressibilité des grains solides.

Le schéma du couplage utilisé dans *Porofis* (figure 4.3) consiste à résoudre premièrement le problème hydraulique à savoir les équations 4.2 et 4.3 sans prendre en compte les effets des termes sources  $r^f$  et  $r$  au cours de cette phase de calcul.

Une fois la solution du problème hydraulique obtenue, l'impact des effets hydrauliques sur le calcul mécanique est pris en compte à partir de déformations libres introduites dans la relation poromécanique 4.17 sous la forme :

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl}(\epsilon_{ij} - \epsilon_{ij}^L) \quad (4.20)$$

avec

$$\epsilon_{ij}^L = C_{ijkl}^{-1}(bp\delta_{ij}). \quad (4.21)$$

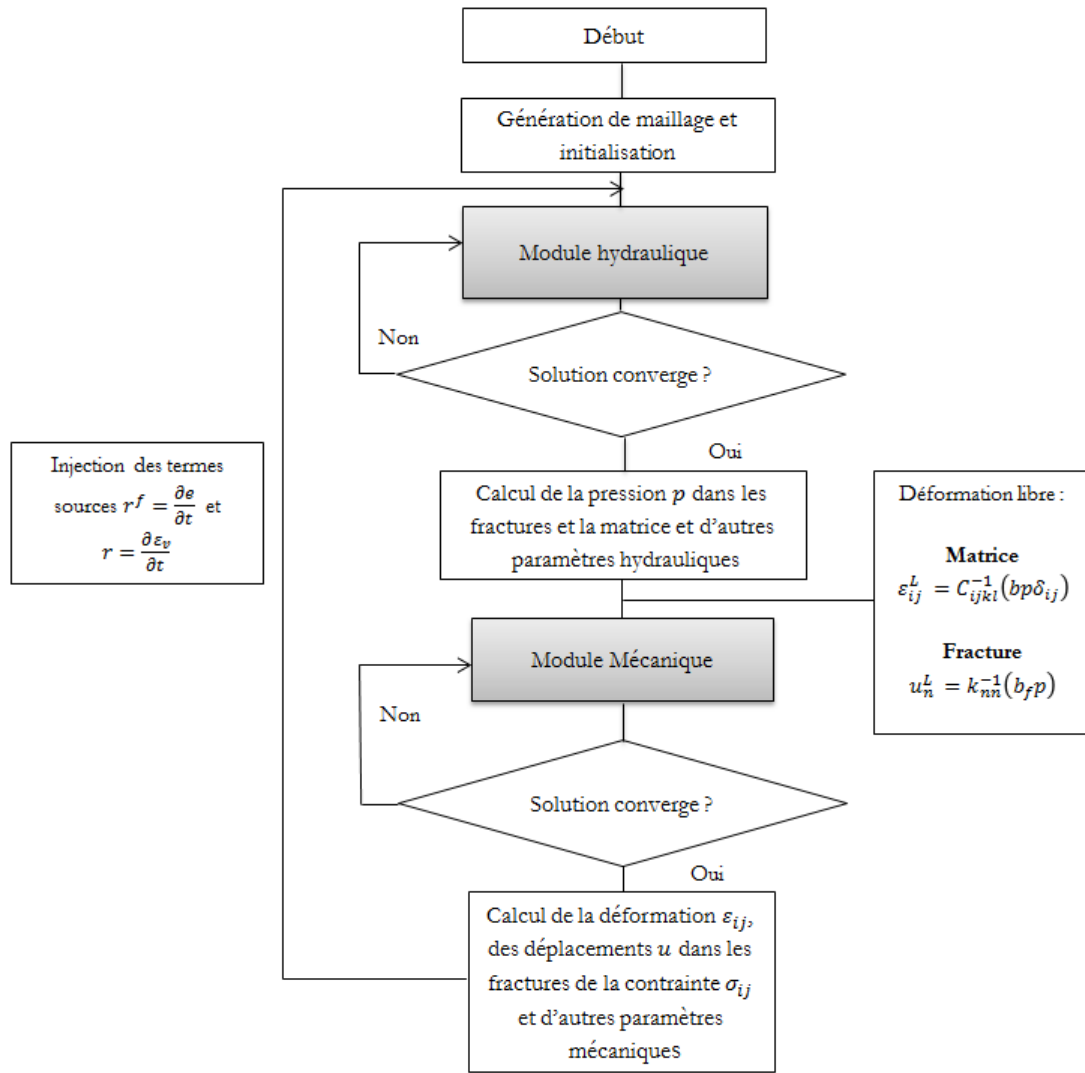


Figure 4.3 – Schéma du couplage hydro mécanique

Dans la fracture le comportement poroélastique en présence de fluide à la pression  $p$  appliquée sur ses deux lèvres s'écrit :

$$\sigma_n = k_{nn}u_n - b_f p \quad (4.22)$$

où  $\sigma_n$ ,  $k_{nn}$ ,  $u_n$  et  $b_f$  représentent respectivement la contrainte normale, la rigidité normale, le déplacement normal, et le coefficient de Biot de la fracture. Le passage de l'hydraulique à la mécanique est introduit en supposant un déplacement résultant dû à la pression du fluide dans la fracture. Cette interaction s'écrit alors :

$$\sigma_{nn} = k_{nn} (u_n - u_n^L) \quad (4.23)$$

avec :

$$u_n^L = k_{nn}^{-1}bp. \quad (4.24)$$

Dans le cas où la rigidité de la fracture est nulle ( $k_{nn} = k_{tt} = k_{tn} = 0$ ), on impose la pression directement la pression de fluide sur les parois de la fracture. On note aussi que le champ de déplacement peut être discontinu à travers la fracture.

Le passage de la mécanique au calcul est effectué en introduisant les valeurs des termes sources  $r^f = \frac{\partial e}{\partial t}$ , et  $r = \frac{\partial \epsilon_v}{\partial t}$  issue du calcul mécanique dans les équations 4.2 et 4.3.

En clair, dans le couplage mis en place pour la simulation numérique, la transition entre le calcul mécanique et calcul hydraulique apparaît quand la variation de la contrainte appliquée ou l'ouverture de la fracture induisent une augmentation significative de la variation du volume des pores. Par suite cette variation de volume de pores induit potentiellement une variation importante de la pression des pores et/ou de la masse du fluide. Le passage du problème hydraulique au problème mécanique quant à lui apparaît lorsque la variation de la pression des pores ou la variation de la masse du fluide dans le milieu poreux conduisent à une variation du volume ou de l'ouverture des fractures. Le couplage entre les processus hydrauliques et mécaniques est effectué par une résolution séquentielle des deux problèmes, traités séparément avec une interaction entre eux. La résolution séquentielle utilisée consiste à résoudre le problème d'écoulement premièrement en maintenant constant le champ de contraintes principales. Une fois le problème hydraulique résolu, Le problème mécanique est traité et les termes  $b\frac{\partial \epsilon_v}{\partial t}$  et  $\frac{\partial e}{\partial t}$  sont calculés explicitement [Pouya, 2015; Ouraga et al., 2017] (voir figure 4.3). Cette résolution est stable pour les problèmes élastiques et élastoplastiques et peut être appliquée aux problèmes poromécaniques Kim et al. [2010] comme par exemple la modélisation hydromécanique du comportement du réservoir pendant sa production Longuemare et al. [2002] ou la propagation de fracture pendant la sédimentation.

Nous utilisons dans la suite ce schéma de couplage hydromécanique pour la modélisation numérique de l'amorçage et de la propagation des fractures.

## 4.2 Modèle de joint cohésif pour la simulation numérique

On présente une extension au cas hydromécanique du modèle proposé par Pouya et Bemani [2015] pour décrire les processus de fracturation dans un contexte de modélisation de bassin.

### 4.2.1 Présentation du modèle

Le modèle de joint cohésif proposé par Pouya et Bemani [2015] est basé sur les travaux de Carol et al. [1997] pour des problèmes de mécanique purs. Pouya et Bemani [2015] étendent le modèle de Carol en introduisant dans l'évolution de la fracture, des raideurs élastiques et de la résistance en traction, l'impact de l'endommagement à partir d'un paramètre d'endommagement noté  $D$ . Aussi, ce modèle de joint cohésif prend également en compte les observations de Reinhardt et Cornelissen [1984], et de Backers [2004] dans les cas de chargement cyclique de traction et ou compression et de cisaillement. En effet, ces observation sont les suivantes :

Sous chargement cyclique de traction/compression :

- comportement linéaire élastique avant le pic de contrainte
- comportement adoucissant et diminution de la résistance en traction avec le déplacement après le pic
- récupération de la raideur après chaque fermeture
- dégradation totale de la raideur et de la résistance en traction après l'endommagement entier
- raideur résiduelle en compression de forme non-linéaire.

Sous cisaillement cyclique :

- comportement linéaire élastique avant le pic de contrainte
- comportement adoucissant et diminution de la résistance au cisaillement jusqu'à une résistance résiduelle
- dégradation totale de la raideur et de la résistance au cisaillement après l'endommagement

Pour les problèmes de mécanique purs, ce modèle est traduit en termes de relation entre la contrainte normale  $\sigma_n$  et la contrainte tangentielle  $\tau$  s'exerçant sur le plan de la fracture

en fonction des déplacements relatifs normaux  $u_n$  et tangentielles  $u_t$  :

$$\begin{bmatrix} \tau \\ \sigma \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} k_{tt} & k_{tn} \\ k_{nt} & k_{nn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_t \\ u_n \end{bmatrix} \quad (4.25)$$

avec  $k_{nn}$  et  $k_{tt}$  qui représentent respectivement les raideurs normale et tangentielle de la fracture. Les raideurs  $k_{tn}$ , et  $k_{nt}$  sont supposés nulles c'est à dire que les effets de la dilatance et les effets de la contrainte normale et tangentielle sur le déplacement tangentielle sont inexistantes.

#### 4.2.2 Relations constitutives du modèle de joints cohésifs

D'une manière générale le comportement élastique endommageable de la fracture cohésive est donné par la relation :

$$\begin{bmatrix} \tau \\ \sigma \end{bmatrix} = (1 - D) \begin{bmatrix} k_{tt} & k_{tn} \\ k_{nt} & k_{nn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_t \\ u_n \end{bmatrix} \quad (4.26)$$

avec  $D$  la variable d'endommagement. D'un point de vue conceptuel, la variable  $D$  est définie par le rapport en la surface totale  $S_D$  et la surface totale initiale des ponts rocheux  $S_B^i$  (voir figure 4.4).

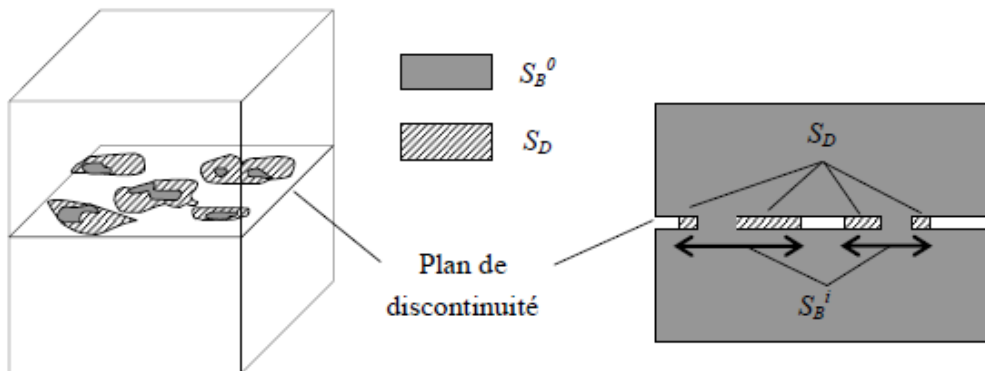


Figure 4.4 – Définition de la variable d'endommagement. Source : Pouya et Bemani [2015]

Etant donné que la fracturation est décrite en  $2D$ , on prendra la variable d'endommagement  $D$  comme un scalaire. De par sa définition la variable  $D$  varie dans l'intervalle  $[0, 1]$ . En effet à l'état sain,  $S_D=0$  et la variable  $D = 0$  et à l'état totalement endommagé,  $S_D = S_B^i$  et  $D = 1$ .

Les relations constitutives du modèle de joint de Pouya sont construites à partir de l'observation des résultats expérimentaux. En effet, sous chargement normal, le déplacement normal est fortement non-linéaire avec une fermeture maximale qui peut être interprétée comme l'épaisseur physique du joint. Dans le cas de cisaillement, les expériences montrent qu'un joint totalement endommagé pour lequel tous les ponts sont rompus présente toujours une rigidité tangentielle non nulle, si une force compressive maintient les deux lèvres en contact.

Dans la littérature, il existe des modèles de comportement de fracture sous sollicitation normale et en cisaillement [Bandis et al., 1983; Goodman, 1976; Patton, 1966; Barton, 1973] qui arrive à représenter les observations ci-dessus. Cependant, bon nombres d'entre eux, ne font pas de distinction entre le chemin de chargement et de déchargement et/ou ne tiennent pas compte de la dégradation progressive de la rigidité due à la rupture des ponts rocheux. Le modèle proposé par Pouya et Bemani [2015] est valable aussi bien en traction/compression qu'en cisaillement, et même dans le cas de chargement mixte. La particularité du modèle proposé par Pouya et Bemani [2015] est que la variable d'endommagement  $D$  n'affecte que la partie de la rigidité due aux ponts rocheux. Initialement proposé pour les problèmes en mécanique pur, nous étendons ce modèle au cas de milieu poreux fissuré dans lequel les fractures sont saturées en fluide. Dans ce cas les relations constitutives sont données sous chargement normal et en cisaillement par :

$$\tau = (1 - D) k_{tp} u_t^e + k_{tf} u_t^e = k_{tD} u_t^e \quad (4.27)$$

$$\sigma_n + b_f p = (1 - D) k_{np} u_n^e = k_{nD} u_n^e, \quad u_n^e \geq 0 \quad (4.28)$$

$$\sigma_n + b_f p = (1 - D) k_{np} u_n^e - \frac{k_{nf} (u_n^e)^2}{e_{max} + u_n^e} = k_{nD} u_n^e, \quad u_n^e < 0 \quad (4.29)$$

où  $\sigma_n$ ,  $\tau$ ,  $u_t^e$ ,  $u_n^e$  sont respectivement la contrainte normale, la contrainte de cisaillement, le déplacement relatif élastique tangentiel et normal dans la fracture. Les éléments non-diagonaux du modèle général dans l'équation 4.26, ont été négligé dans les équations 4.27, 4.28, 4.29. Les paramètres  $k_{nD}$ ,  $k_{tD}$  sont les raideurs équivalentes normales et de cisaillement en prenant en compte l'endommagement dans le joint. La raideur indiquée par  $tp$  apparaît en cisaillement et celle indiquée par  $np$  intervient aussi bien en compression qu'en traction. En traction la raideur des ponts rocheux disparaît à l'état ultime d'endommagement.

En compression, un autre terme intervient et ne dépend pas de l'endommagement. Ce terme représente la raideur des fractures dans le cas de discontinuité non-persistantes et la raideur des microfissures dans le cas d'une re-fermeture. Il a une forme hyperbolique et est



une fonction de la fermeture du joint. Ce terme non nul à l'état ultime d'endommagement en compression est caractérisé par une raideur indiquée par  $nf$  et une fermeture maximale  $e_{max}$ .

Le comportement en cisaillement est décrit par les raideurs  $k_{tp}$  et  $k_{tf}$  avec  $k_{tp}$  qui se dégradent en fonction de l'endommagement et  $k_{tf}$  qui reste identique pour tous les états d'endommagement.

### 4.2.3 Critère d'endommagement

Le critère d'endommagement utilisé dans le modèle de joints cohésif pour la simulation numérique de la propagation de la fracture est un critère hyperbolique de la forme :

$$F(\underline{\sigma}, D) = \tau^2 - \sigma_n^2 \tan^2 \varphi + 2g(D) \sigma_c \sigma_n - g^2(D) C^2 \quad (4.30)$$

où :

$$\sigma_c = \frac{C^2 + \sigma_R^2 \tan^2 \varphi}{2\sigma_R} \quad (4.31)$$

$$g(D) = (1 - D)(1 - \beta \ln(1 - D)) \quad (4.32)$$

avec  $\sigma_R$  la résistance en traction,  $C$  la cohésion apparente,  $\varphi$  l'angle de frottement de la fracture et  $\beta$  un paramètre positif du matériau.

Le critère défini dans l'équation 4.30 est tel que l'endommagement commence lorsque  $F(\underline{\sigma}, D) = 0$  dans la cas contraire c'est à dire lorsque  $F(\underline{\sigma}, D) < 0$  il n'y a pas d'endommagement. L'évolution de la surface du critère en fonction de l'endommagement est représenté dans la figure 4.5.

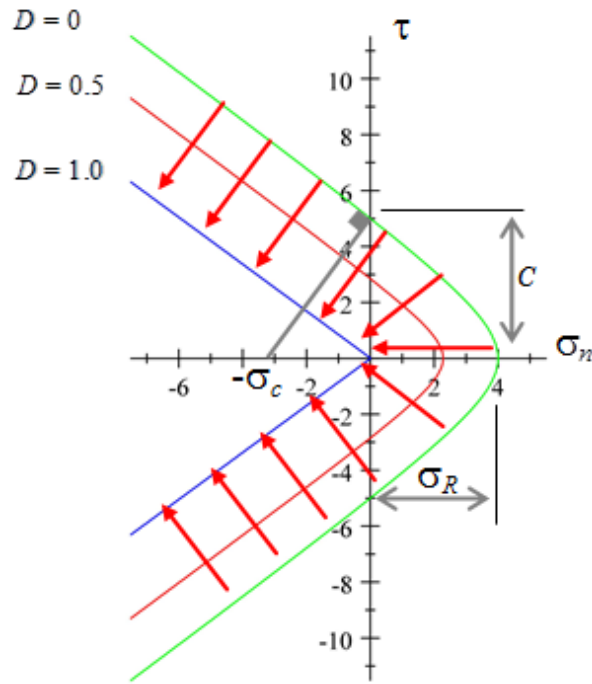


Figure 4.5 – Evolution du critère d'endommagement d'un état intact à un état totalement endommagé. Source : Pouya et Bemani [2015]

Dans ce critère, la fonction  $g$  traduit l'impact de l'endommagement sur l'évolution du critère. Elle intervient également sur l'évolution de la cohésion apparente  $C$  et  $\sigma_R$  et le paramètre  $\beta$  (voir équation 4.32) détermine la vitesse de l'endommagement. Cette fonction  $g$  est obtenue à partir de la condition de consistance du critère qui exprime le fait que la fonction  $F(\underline{\sigma}, D)$  doit rester nulle au cours du processus d'endommagement. A l'état ultime d'endommagement c'est à dire lorsque  $D = 1$  et  $g(D) = 0$  le critère d'endommagement se réduit à un critère de Mohr-Coulomb :

$$F(\underline{\sigma}, D) = \tau^2 - \sigma_n^2 \tan^2 \varphi. \quad (4.33)$$

#### 4.2.4 Evolution du paramètre d'endommagement $D$

La loi d'évolution de la variable  $D$  dépend du déplacement limite élastique de la fracture cohésive  $u_0$ . Ce déplacement est comparé à l'ouverture de la zone cohésive. L'évolution de l'endommagement en fonction du déplacement normal est donnée par :

$$D = 1 - e^{-\frac{(u_n - u_0)}{\beta u_0}}, \quad u_n \geq u_0 \quad (4.34)$$

et dans les cas complexes la variable  $D$  est obtenue à partir de la condition de consistance du critère 4.30 c'est à dire en posant  $dF = 0$ . Dans l'équation 4.34, le paramètre  $\beta$  caractérise la ductilité du matériau et varie de  $[0, \infty[$ . Une grande valeur de  $\beta$  caractérise un matériau ductile et la limite  $\beta = 0$  correspond à un comportement parfaitement fragile (voir figure 4.6). Le paramètre  $\beta$  est obtenu à partir de résultats expérimentaux et du calage de la courbe  $\underline{\sigma} = f(\underline{u})$ .

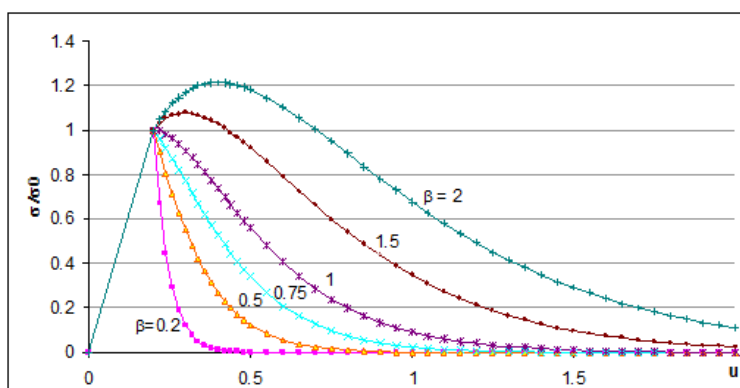


Figure 4.6 – Courbe contrainte-déplacement pour le modèle de fracture cohésive avec endommagement pour différente valeur de  $\beta$ . Source : Pouya et Bemani [2015]

### 4.3 Modélisation de la propagation de fracture

Dans cette partie on présente les résultats des simulations numériques obtenus à partir du code de calcul aux éléments finis *Porofis*.

Pour valider les résultats obtenus par la simulation numérique on commence d'abord par étudier le cas de consolidation sous un chargement constant décrit par Coussy [2004] pour lequel les solutions analytiques sont bien connues. Ce cas test sert de base pour vérifier que le couplage hydromécanique utilisé dans le code de calcul fonctionne correctement. Une fois le cas test traité, nous présenterons les résultats des simulations numériques de fracturation naturelle d'un bassin sédimentaire sous l'effet de la sédimentation. Les fractures seront pris en compte comme des éléments cohésifs avec endommagement [Pouya et Bemani, 2015].

Dans les simulations qui suivent on ne s'intéresse qu'à l'amorçage et à la propagation des fractures naturelles dans le bassin sédimentaire. On ne représente pas tout le processus de sédimentation dans le bassin. On suppose alors pendant cette phase dans nos simulations numériques et les calculs analytiques que l'hypothèse de petites transformations est

légitime.

### 4.3.1 Validation numérique du couplage hydromécanique

#### consolidation de Terzaghi

Cet essai consiste sous des conditions oedométriques à imposer sur le toit du modèle, c'est-à-dire à  $z = 0$  une charge instantanée  $\sigma_v$ . Le modèle est considéré rigide et imperméable à sa base ( $z = h$ ) pendant que la surface supérieure est drainée c'est-à-dire que la pression reste égale à zéro si on considère la pression hydrostatique induit par la pression atmosphérique et les forces de gravité comme référence. La géométrie du problème et les conditions aux limites sont présentées dans la figure 4.7.

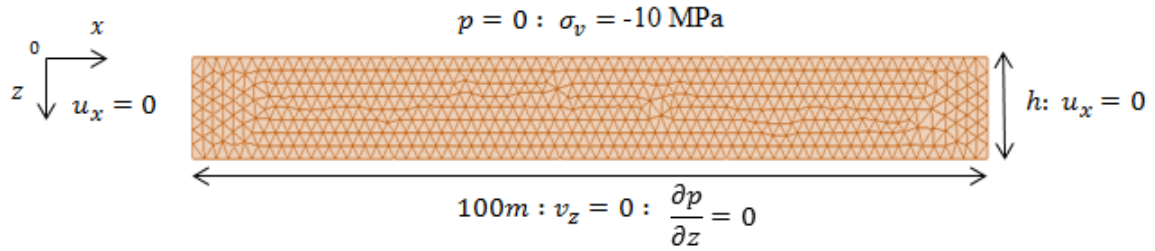


Figure 4.7 – Modèle et condition aux limites du problème de consolidation de Terzaghi

L'évolution de la surpression dans ce cas suit l'équation :

$$\frac{\partial p(z, t)}{\partial t} = C_d \frac{\partial^2 p(z, t)}{\partial z^2} \quad (4.35)$$

avec :

$$C_d = \frac{k}{\mu} \left( \frac{1}{M} + \frac{b^2}{E_{oed}} \right) \quad (4.36)$$

$$\epsilon_v = \frac{bp - \sigma_v}{E_{oed}} \quad (4.37)$$

où  $E_{oed} = \frac{(1-\nu)E}{(1+\nu)(1-2\nu)}$ .  $C_d$  correspond au coefficient de diffusion. Pour résoudre l'équation 4.35, on rend adimensionnel les paramètres  $p$ ,  $z$ , et  $t$ . La pression est calibrée à partir de la pression initiale induite par le chargement instantané, le paramètre  $z$  par la hauteur du modèle et le temps  $t$  à partir du temps caractéristique de consolidation :

$$p = p(z, t = 0^+) \bar{p}, \quad z = h\bar{z}, \quad t = \tau \bar{t} \quad (4.38)$$

avec :

$$p(z, t = 0^+) = \frac{-b\sigma_v}{\frac{E_{oed}}{M} + b^2}, \quad \text{et} \quad \tau = \frac{h^2}{C_d}. \quad (4.39)$$

Les conditions aux limites et l'équation 4.35 deviennent :

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{t}} = \frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial \bar{z}^2} \quad (4.40)$$

$$\bar{p} = 0, \quad \text{en} \quad \bar{z} = 0; \quad \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{z}} = 0, \quad \text{en} \quad \bar{z} = 1; \quad \bar{t} = 0, \quad \bar{p} = 1. \quad (4.41)$$

La solution du problème 4.40 sous les conditions 4.41 est [Coussy, 2004] :

$$\bar{p}(\bar{z}, \bar{t}) = \sum_{n=0}^{n=\infty} \frac{4}{\pi(2n+1)} \sin\left(\frac{(2n+1)\pi\bar{z}}{2}\right) e^{-\left(\frac{(2n+1)^2\pi^2\bar{t}}{4}\right)}. \quad (4.42)$$

Les caractéristiques du matériau et du fluide utilisés pour la simulation numérique sont les suivantes :

Propriétés du milieu poreux	
Permeabilité	$10^{-12} \text{ m}^2$
Module de Young	8 GPa
Coefficient de Poisson	0.23
Coefficient de Biot	1
viscosité du fluide	$10^{-3} \text{ Pa.s}$
Densité du fluide	$1000 \text{ Kg.m}^{-3}$

Tableau 4.1 – Propriétés hydrauliques et mécaniques du milieu poreux

Dans notre modèle à partir des caractéristiques du milieu on déduit par calcul que le temps caractéristique de diffusion est  $\tau = \frac{h^2}{C_d} = 104 \text{ s}$ . La pression initiale due à la surcharge instantanée obtenue à partir de nos simulations est de  $p(z, t = 0^+) = 4.004 \text{ MPa} \approx 4.0038 \text{ MPa}$  qui est sensiblement égale à la valeur obtenue par calcul. Les différentes courbes de diffusion de la pression en fonction du temps et de la pression sont présentées dans la figure 4.8.

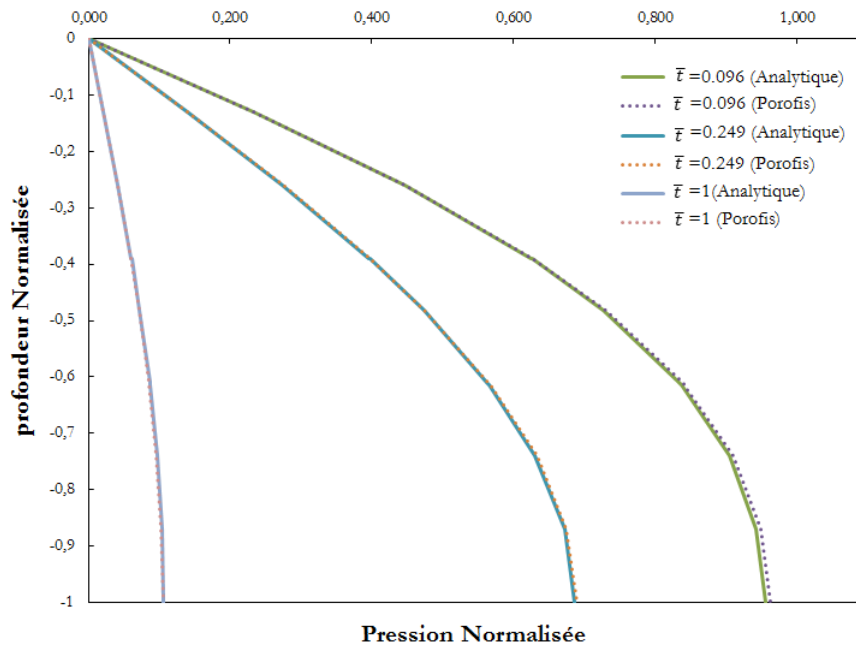


Figure 4.8 – Courbe de consolidation de la pression normalisée en fonction de la pression pour différents temps

Dans la figure 4.8 les courbes des résultats de l'évolution de la pression en fonction de la profondeur avec la solution analytique et le calcul par la méthode des éléments finis coïncident. La précision des résultats numériques est très intéressante (erreur absolue inférieure à  $10^{-1}\%$ ). Ces résultats montrent ainsi que le couplage numérique hydromécanique fonctionne correctement. D'autres tests notamment de convergence de maillages en utilisant le code de calcul par la méthode des éléments finis *Porofis* ont été effectués dans les travaux de Nguyen [2015].

### 4.3.2 Simulations numériques de fracturation naturelle

Dans cette section une simulation numérique du modèle équivalent bicouche est présentée [Ouraga et al., 2017].

La roche couverture a une hauteur de 30 m et le modèle s'étend sur une longueur de 100 m (voir figure 4.9). Une zone cohésive prédéfinie est introduite dans cette formation le long de sa hauteur, et la fracture potentielle est supposée verticale [Ouraga et al., 2017]. Ceci peut être considéré comme une hypothèse recevable dans des situations de faible rapport entre la contrainte horizontale et la contrainte verticale. La roche couverture est

modélisée par des éléments triangulaires à 3 noeuds et le maillage aux alentours de la fracture est plus raffiné (10 fois plus fin que dans le reste du modèle) pour éviter des concentrations de contraintes en pointe de fractures (voir figure 4.9). Le chemin potentiel de fracturation introduit dans la roche couverture est divisé en deux parties. La première partie consiste à un défaut hydraulique. Cette hétérogénéité hydraulique à une longueur de  $0.6\text{ m}$  et est très perméable avec un paramètre adimensionnel  $\lambda = \frac{c_f \times \mu}{2\pi k L} \geq 100$  ( $c_f$ ,  $k$ ,  $L$ , et  $\mu$  sont respectivement la conductivité de la fracture, la perméabilité de la matrice, la longueur de la fracture et la viscosité dynamique du fluide). Pouya [2015] a montré que la pression est constante dans la fracture quand  $\lambda$  est plus grand que 100, et dans notre cas cette pression est égale à la pression dans le réservoir. Dans la seconde partie de la zone cohésive, le paramètre  $\lambda$  est proche de 0, ce qui signifie que la fracture est inexistante pour le calcul hydraulique.

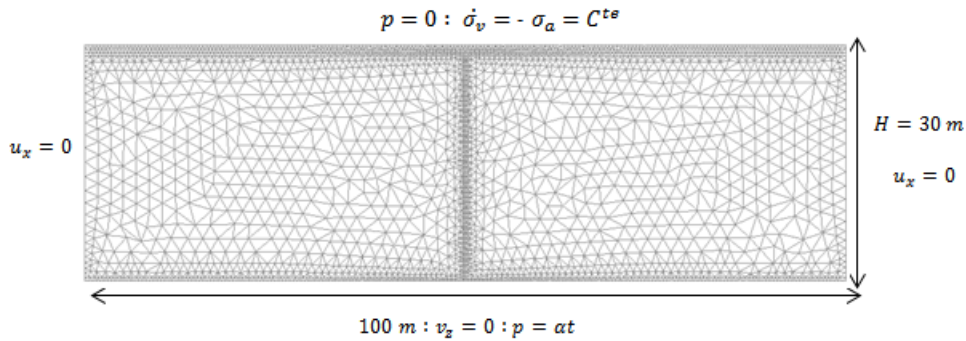


Figure 4.9 – Modèle pour la simulation numérique par la méthode des éléments finis avec une seule fracture

Pour le problème mécanique les noeuds dans la fracture cohésive sont dédoublés pour permettre une discontinuité de déplacement à travers la fracture (voir figure 4.10).

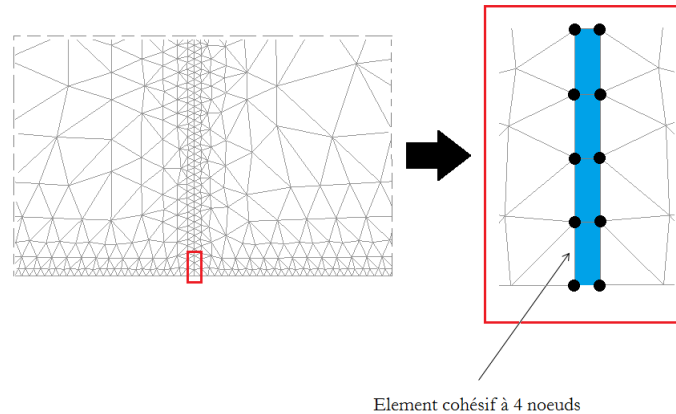


Figure 4.10 – Représentation de la zone cohésive

Cependant pour le problème hydraulique, il n'est pas nécessaire de dédoubler les noeuds parce que la pression dans ce cas est la même de part et d'autre de la fracture. Pour s'affranchir de l'utilisation de plusieurs maillages pour la résolution du problème hydromécanique, on suppose dans la suite que la conductivité transversale de cette zone cohésive est infinie. Sur chaque partie de la fracture, le déplacement et la pression aux noeuds sont identiques à ceux dans la matrice. La continuité de la pression à l'interface matrice/-fracture combinée à l'équation 2.19 assurent l'équation de la conservation de masse est respectée telle que relatée dans [Pouya, 2012].

Au cours de la simulation numérique on prendra en compte l'effet de la dégradation progressive des épontes du joint cohésif et son impact sur le calcul hydraulique. En effet, on fait l'hypothèse que l'ouverture hydraulique est liée à l'ouverture mécanique  $e_m$  (donné par l'équation 4.28) par le biais de la variable scalaire  $D$  qui représente l'endommagement du joint. Les paramètres mécaniques et hydrauliques de la fracture sont choisis de manière à ce qu'ils n'aient aucune influence mécanique sur la simulation numérique jusqu'à leur amorçage. Pour des considérations numériques on a fait l'hypothèse d'une ouverture hydraulique initiale  $e_{h0}$  dans la partie de la fracture non conductrice associée à une conductivité initiale  $C_{f0}$  et un coefficient d'emmagasinement  $S_{f0}$ . Ainsi, pendant la simulation numérique on définit l'ouverture hydraulique  $e_h$  pour une contrainte donnée dans la zone cohésive par :

$$e_h = e_{h0} + \langle u_n^e |_D - u_n^e |_{D=0} \rangle \quad (4.43)$$

dans cette équation  $\langle x \rangle$  représente la partie positive de  $x$ , i.e  $\langle x \rangle = \frac{x+|x|}{2}$ .  $e_m = u_n^e$  est l'ouverture mécanique dans la zone cohésive. A partir de l'équation 4.28, l'équation 4.43 devient :

$$e_h = e_{h0} + \langle e_m - (1 - D) e_m \rangle = e_{h0} + D \langle e_m \rangle. \quad (4.44)$$

A partir de l'ouverture hydraulique  $e_h$ , la conductivité dans la fracture pendant la simulation est donnée par la loi cubique :

$$\begin{cases} C_f = C_{f0} \times \left( \frac{e_h}{e_{h0}} \right)^3 \\ S_f = S_{f0} \times \left( \frac{e_h}{e_{h0}} \right) \end{cases} \quad (4.45)$$

où  $C_f$  et  $S_f$  sont respectivement la conductivité et le coefficient d'emmagasinement dans la fracture, et  $C_{f0} = \frac{e_{h0}^3}{12\mu}$ .

Avec ces formulations, la fracture se propage par endommagement progressif du joint. C'est la loi d'évolution de l'endommagement et le critère de rupture qui contrôlent la



propagation de la fracture. Etant donné que la fissure est plus perméable que la matrice, l'écoulement est donc concentré tout d'abord au niveau de la portion de la fracture perméable. On présente dans la section suivante le cas de fracturation sous l'effet de sédimentation dans un contexte relativement rapide par rapport au temps caractéristique de la diffusion du fluide dans la matrice.

### 4.3.3 Résultats des simulations numériques

Les paramètres dans le tableau 4.2 sont utilisés pour la modélisation numérique de l'amorçage et la propagation des fractures ( $\kappa = 0.85$  et  $\frac{E_s}{E_R} = 3$ ). Ces paramètres consti-

Property	Couverture	Réservoir
Permeabilité (matrix)	$10^{-20} m^2$	$10^{-12} m^2$
Module de Young	3 GPa	1 GPa
Coefficient de Poisson	0.23	0.2
coefficient de Biot	1	1
Chargement	200 m/Myrs	

Tableau 4.2 – Données pour la simulation numérique

tuent des données réels conformément aux données de roches poroélastiques saturées [Detourney et al., 1987; Atkinson et Meredith, 1987; Touloukian et al., 1989].

L'introduction de l'hétérogénéité hydraulique dans le modèle a pour conséquence de créer une zone dans la fracture où la contrainte effective est moins compressive que sur l'ensemble du modèle (figure 4.11). Dans cette partie on a supposé la fracture plus conductrice que la matrice. Cette hypothèse a été introduite dans la simulation numérique en choisissant des paramètres hydraulique de manière à ce que le paramètre  $\lambda = \frac{C_f \times \mu}{2\pi kL} \geq 100$ . Pouya [2015] a montré l'impact du paramètre  $\lambda$  sur l'écoulement dans la fracture. Ainsi il a montré pour une valeur de  $\lambda$  supérieure à 100, que la pression est constante tout le long de la fracture. Ici cette pression est égale à la pression qu'on a imposé comme condition aux limites sur la base du modèle qui n'est rien d'autre qu'une équivalence de la pression dans le réservoir sur lequel repose la roche couverture.

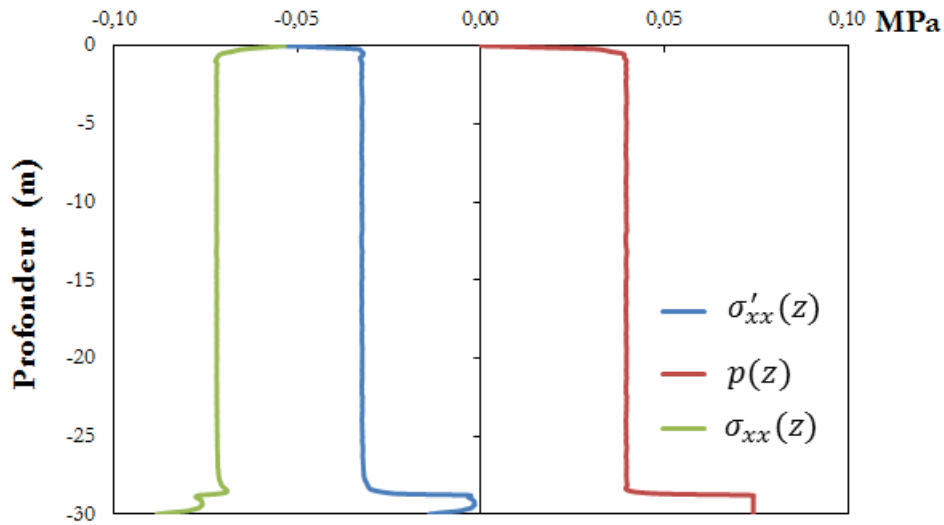


Figure 4.11 – Evolution de la pression de la contrainte horizontale total et effective dans le massif le long de la zone cohésive à 0.03 *Ma*

L'analyse des résultats de la simulation numérique montre que la fracture s'amorce lorsque la contrainte effective dans la zone cohésive atteint la limite de rupture en traction de la roche couverture soit à peu près vers 0.6 *Ma* après application de la charge (voir figure 4.12, 4.13) .

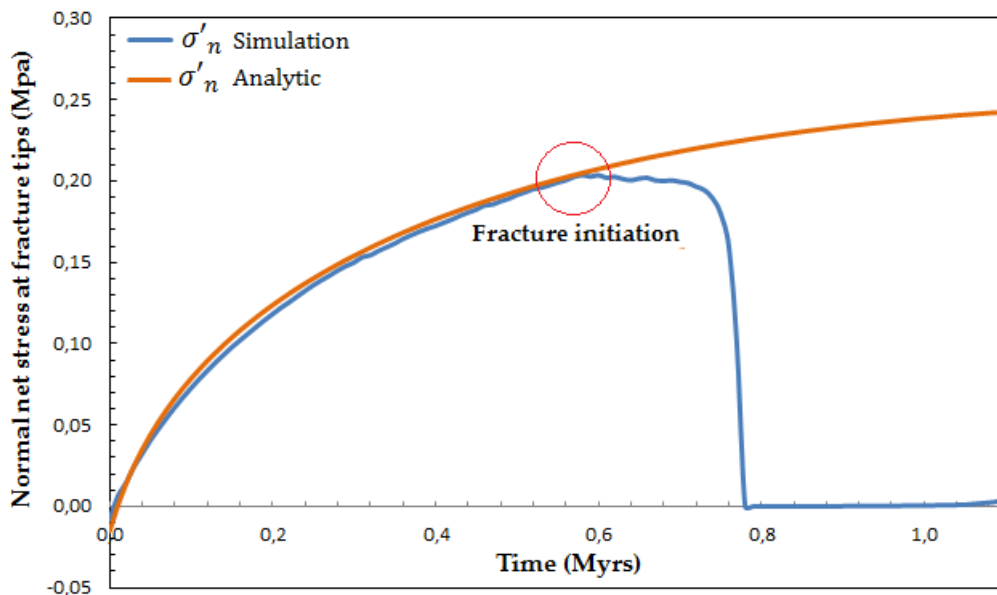


Figure 4.12 – Evolution de la contrainte effective à la pointe de la fracture du calcul analytique et de la simulation numérique. Source : Ouraga et al. [2017]

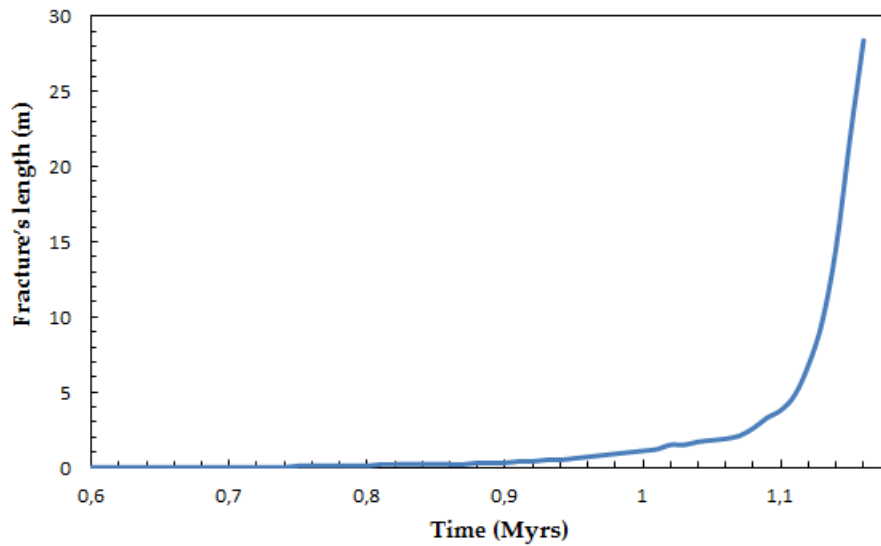


Figure 4.13 – Evolution de la longueur de la fracture en fonction du temps. Source : Ouraga et al. [2017]

La figure 4.12 montre une bonne concordance entre l'étude d'initiation de la fracture dans la section 3.3, les résultats numériques et la loi constitutive du modèle cohésif. En effet quand le scalaire  $D$  est proche de l'unité, la contrainte effective dans le joint cohésif reste proche de 0 (voir figure 4.12, 4.14).

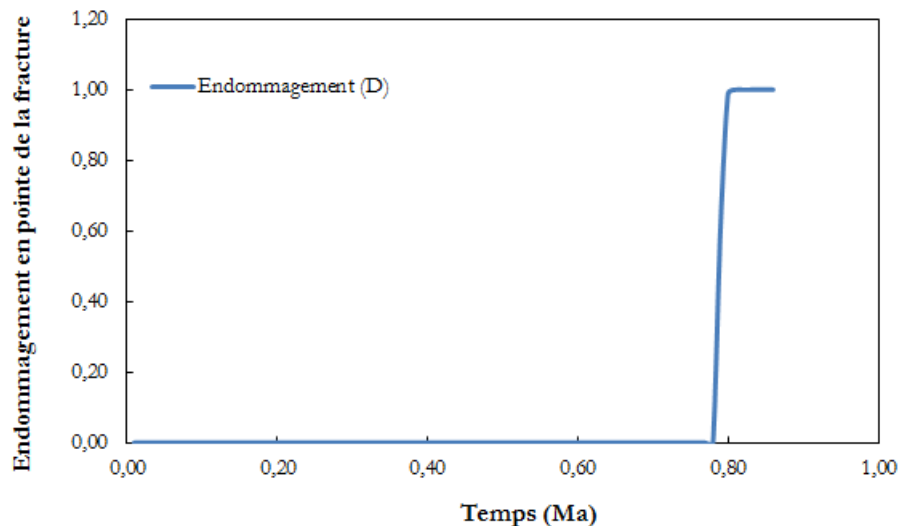


Figure 4.14 – Evolution de l'endommagement dans le premier joint.

Après l'amorçage, la propagation de la fracture est liée à l'évolution de la variable d'en-

dommagement et l'ouverture de la zone cohésive. C'est l'ouverture du joint qui contrôle la variation de la conductivité hydraulique donnée par la loi cubique (voir équation 4.45). Elle traduit la capacité de la zone cohésive à écouler le fluide. Dans la figure 4.15 on représente l'évolution de l'ouverture des 14 premiers joints de la partie imperméable de la zone cohésive soit à partir de  $z = 29.4 \text{ m}$  (l'origine du repère étant la partie supérieure du modèle). On constate à travers ces courbes d'une part que l'ouverture le long de la zone cohésive est quasi-identique et d'autre part qu'elle évolue en fonction de la propagation de la fracture.

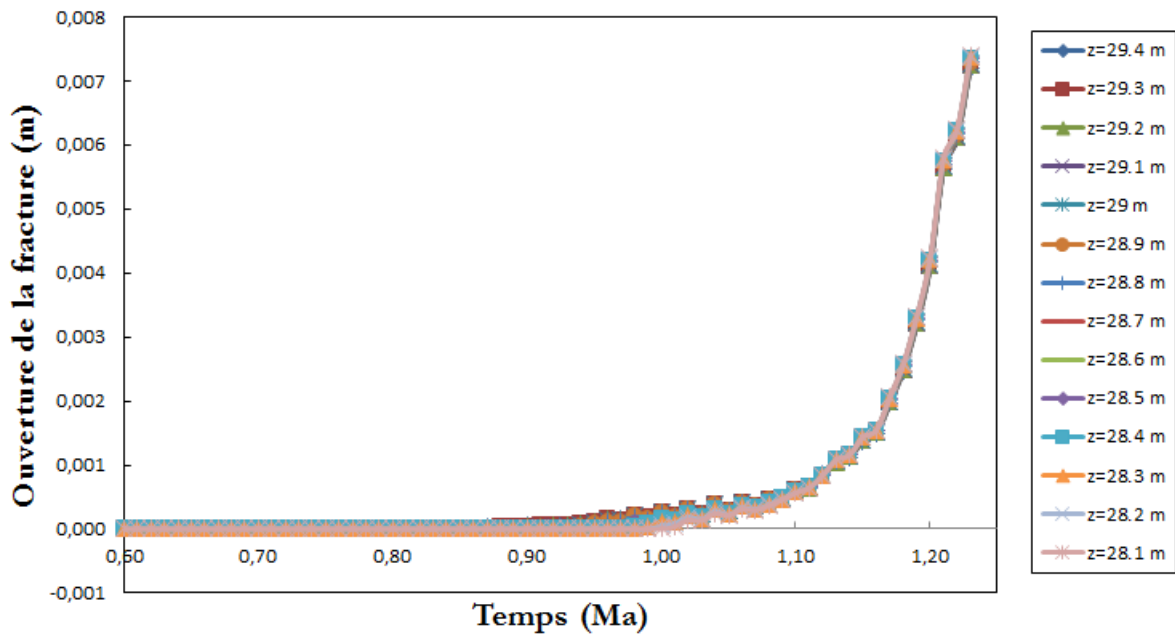


Figure 4.15 – Evolution de l'ouverture dans les 14 premiers joints de la fracture.

La fracture se propage par paliers durant les premiers instants. La contrainte en pointe de la fracture doit à chaque instant atteindre la condition de rupture dans un premier temps puis par suite conduire à l'endommagement du joint pour pouvoir se propager. Chaque élément joint a une longueur de  $0.1 \text{ m}$ . Le premier élément joint commence à s'endommager à partir de  $0.6 \text{ Ma}$  après l'application de la charge qui correspond à un processus de sédimentation rapide et ensuite se propage sur toute sa longueur en approximativement  $0.63 \text{ Ma}$ . La loi d'évolution de l'endommagement est donnée par l'équation 4.34 lorsque l'ouverture dépasse une certaine valeur  $u_0$ . L'ouverture  $u_0$  est liée à la contrainte de rupture en traction de la roche et du modèle constitutif du joint cohésif. Dans la loi d'évolution de l'endommagement en fonction de l'ouverture le paramètre  $\beta$  joue un rôle important. En effet, il caractérise la ductilité du matériau ainsi plus  $\beta$  est grand plus le matériau est ductile qui se traduit par une énergie beaucoup plus importante

pour continuer le processus d'endommagement. Dans notre simulation, on a pris  $\beta = 1$  qui correspond à un matériau peu ductile. Vers  $1.1 \text{ Ma}$  après l'application de la charge la longueur de la fracture n'est que de  $3 \text{ m}$ . A partir de cet instant, la fracture se propage rapidement et s'étend en moins de  $0.1 \text{ Ma}$  sur toute la hauteur du modèle. La propagation de la fracture durant la simulation numérique est représentée dans la figure 4.16.

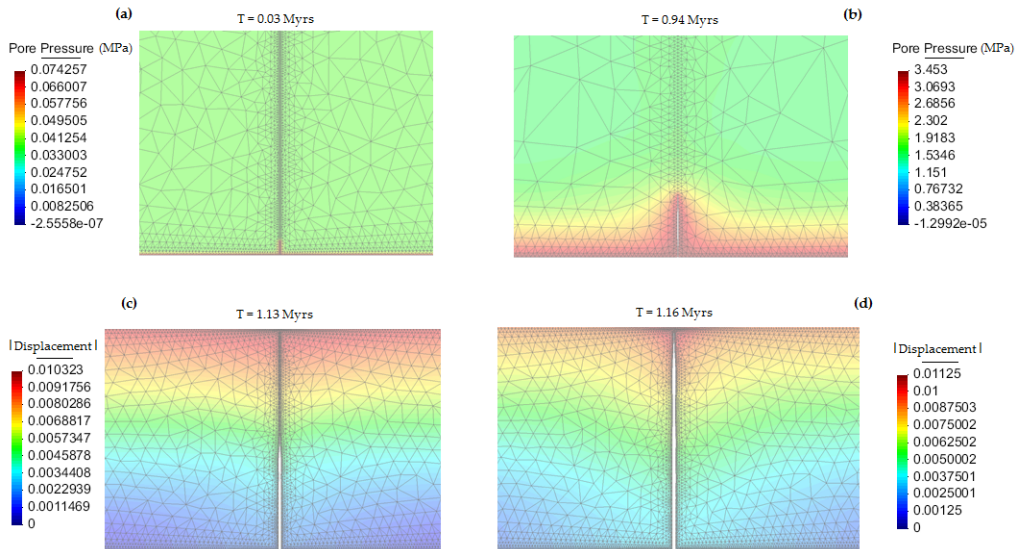


Figure 4.16 – Résultats de la propagation de la fracture et l'évolution de la pression (a), et la norme du déplacement (b) pour plusieurs instants de la simulation.

Etant donné que le défaut hydraulique est plus perméable que la matrice environnante, l'écoulement se concentre tout d'abord dans cette portion de la fracture (voir figure 4.16a). Cette portion de la fracture correspond à  $0.6 \text{ m}$  à partir de la base du modèle, puis la fracture se propage lorsque le critère de rupture est atteint. On traite ici le cas de fracturation sous l'effet de sédimentation dans un contexte relativement rapidement par rapport au temps caractéristique de la diffusion du fluide dans la matrice.

Après l'initiation, la propagation de la fracture dépend de la compétition entre la dissipation du fluide et la vitesse de chargement. Des simulations numériques avec les mêmes données d'entrées mais des vitesses de chargement différentes montre dans ces cas que la fracture peut s'amorcer sans se propager (voir figure 4.17).

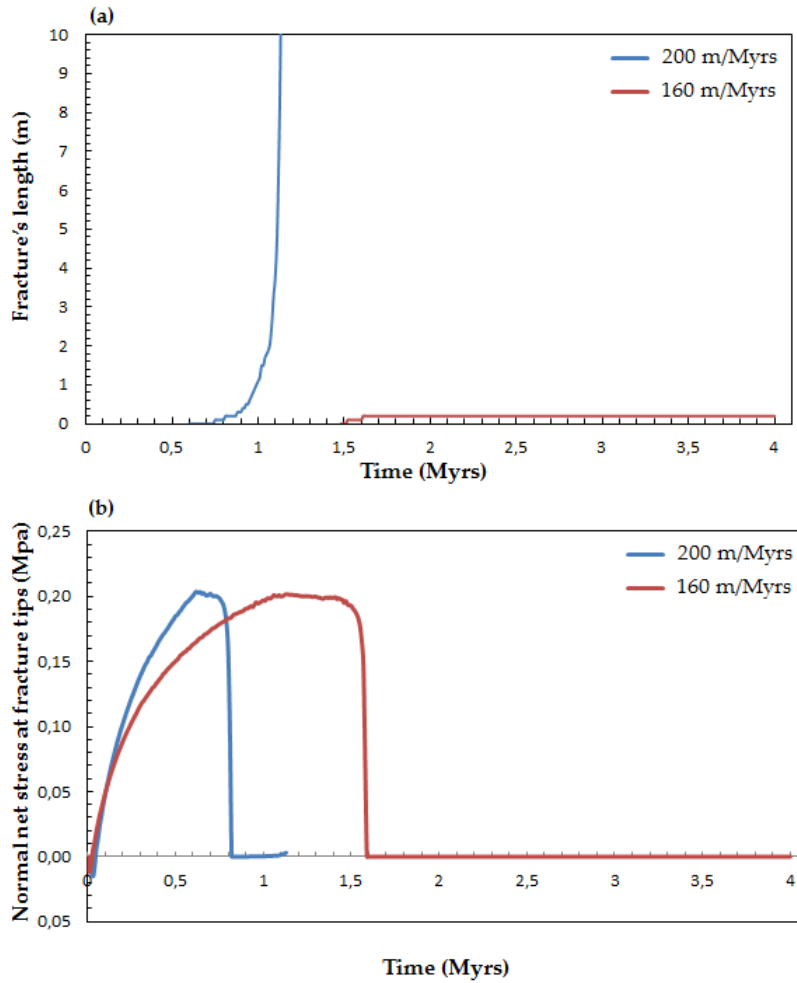


Figure 4.17 – Evolution de la fracture (a) et contrainte effective à la pointe de la fracture (b) pour des vitesses de chargement de 200  $m/Ma$  et 160  $m/Ma$ . Source : Ouraga et al. [2017]

Dans la figure 4.17, les courbes en bleue et rouge représentent respectivement l'évolution de la longueur de la fracture (figure 4.17a) et la contrainte effective en pointe de la fracture (figure 4.17b) pour des vitesses de chargement de 200  $m/Ma$  et 160  $m/Ma$ . Cette figure montre l'impact et l'importance de la vitesse de sédimentation dans le processus de propagation de la fracture. En fait, plus le taux de sédimentation est élevé, plus grande est la probabilité d'avoir de la fracturation dans des couches à faible perméabilité avec des défauts initiaux de petites tailles. Dans certains cas comme celui associé à la courbe rouge, la fracture peut s'amorcer à l'interface entre deux couches sans se propager significativement à cause de la diffusion du fluide. En ingénierie pétrolière des expériences de fracturation hydraulique montrent que la propagation verticale des fractures hydrauliques s'arrêtent généralement à l'interface entre les couches en présence de fort contraste de propriétés mécaniques et de contraintes [Economides et Nolte, 2000; Yew, 1997]. On retrouve

également ce type de configuration en observant les affleurements dans les roches carbonatées notamment dans la côte de Somerset en Angleterre [Peacock et Sanderson, 1999; Cosgrove et Engelder, 2004]. A partir d'une modélisation numérique avec un chargement purement hydraulique Cosgrove et Engelder [2004] ont montré que la fracture s'arrête à n'importe quelle profondeur quand il existe un fort contraste de propriété mécanique des couches de roches adjacentes. Dans le cas de sédimentation le contraste de propriétés mécanique ne constitue pas une condition suffisante pour contrôler la propagation de la fracture. Certes, elle permet de pouvoir avoir localement de la surpression en présence de discontinuités mais ne suffit pas pour contrôler la propagation en profondeur. Il faut donc tenir compte de l'importance entre la vitesse de sédimentation et la vitesse d'évacuation du fluide (voir figure 4.17).

Dans notre étude avec un chargement hydraulique et mécanique en plus des contrastes des propriétés des matériaux, l'autre aspect qui contrôle la propagation de la fracture est l'interaction entre les processus mécanique et hydraulique. Dans la section suivante, on présente l'impact de ce couplage pour expliquer la formation de réseaux de fractures dense pouvant s'apparenter à des couloirs de fracturation.

## **4.4 Les effets du couplage hydromécaniques sur la formation des réseaux de fracturation naturels dans les bassins sédimentaires**

### **4.4.1 Introduction**

Les réseaux de fractures naturels sont très répandus dans les bassins sédimentaires et apparaissent sous divers contextes comme l'érosion, les chargements tectoniques ou un déséquilibre de compaction dû à un taux de sédimentation rapide. Suivant l'échelle géologique et l'historique du bassin, certains phénomènes peuvent conduire à une diminution de la contrainte effective horizontale puis constituer des conditions nécessaires à l'amorçage de fracture. Dans la modélisation de bassin, la connaissance du processus de fracturation naturel enrichit la description de l'historique de surpression, qui est un point essentiel pour déterminer avec précision la position de réservoir d'hydrocarbures et la perméabilité équivalente de la matrice. La difficulté dans la modélisation de réseaux de fractures est de pouvoir créer un modèle réaliste à cause du manque de données de surface [Nelson, 2001] et aussi la prise en compte dans la modélisation de phénomènes physiques complexes mis

en jeu. Des études précédentes ont étudié les réseaux de fractures dans les roches sédimentaires [Bai et Pollard, 2000a; Becker et Gross, 1996; Helgeson et Aydin, 1991; Priest et Hudson, 1976; Rozhko et al., 2007]. Bai et Pollard [2000a] ont montré dans le cas de fracture en ouverture que la contrainte normale entre deux fractures voisines peut changer de la traction à la compression suivant un ratio critique entre l'espacement et l'épaisseur de la couche ( ce ratio critique est approximativement égal à 1). Cependant l'observation des affleurements naturels permet d'avoir des ratios espacement des fractures et largeur de la couche plus petit que le ratio critique [Ladeira et Price, 1981; Bai et Pollard, 2000b; Narr et Suppe, 1991; Gross, 1993]. Ainsi, Bai et Pollard [2000a] supposent l'existence d'autres mécanismes comme par exemple des surcharges et/ou la pression des pores pour expliquer la formation des fractures très proches en profondeur [Narr et Suppe, 1991; Rives et al., 1992; Becker et Gross, 1996].

Dans la partie qui suit, des réseaux de fractures verticaux en ouverture et l'espacement dynamique entre les fractures induit par un taux de sédimentation rapide sont étudiés en utilisant un simulateur avec couplage hydromécanique. L'hypothèse de fracture verticale est recevable dans notre cas puisque notre étude est effectuée dans une configuration de faible ratio entre la contrainte horizontale totale et la contrainte verticale [Pollard, 1988]. L'accent est mis sur un modèle synthétique géologique dans lequel un taux de sédimentation constant est imposé sur sa partie supérieure. Cette structure géologique aura des chemins verticaux de fracturation potentiels initialement fermés et uniformément repartis. Les fractures sont modélisées avec des éléments joints cohésifs avec endommagement et l'écoulement dans la fracture est donné par la loi de Poiseuille. Le paramètre d'endommagement affecte l'ouverture mécanique et l'ouverture dans la fracture [Ouraga et al., 2017]. Pour la modélisation numérique on utilisera, le code *Porofis*. Dans la suite, le modèle utilisé est brièvement rappelé, puis les effets des paramètres hydromécaniques seront étudiés pour analyser les réseaux de fractures et leur espacement dans les bassins sédimentaires.

#### 4.4.2 Modèle de réseaux de fractures

L'un des mécanismes les plus importants dans la fracturation naturelle des sédiments est la surpression du fluide [Luo et Vasseur, 2002; Secor, 1965; Mandl, 2005]. Dans un bassin sédimentaire les surpressions sont généralement dues aux mécanismes comme la compaction mécanique, la maturation de la roche mère ou des réactions minéralogiques qui produisent des fluides. L'amorçage apparaît quand la pression de pore dans une discontinuité atteint la limite de rupture en traction de le milieu poreux [Ouraga et al., 2017; Fisher et al., 1995]. De nombreux travaux donnent des explications de formation de ré-



seaux de fracture dans des problèmes mécaniques ou hydrauliques [Bai et Pollard, 2000a; Gross, 1993; Hobbs, 1967; Mandl, 2005]. Cependant, dans les bassins sédimentaires c'est le couplage entre le processus mécanique et hydraulique qui est prédominant Engelder et Fisher [1994]; Li et al. [2012]. Dans cette partie, les réseaux de fractures sont étudiés à partir d'un modèle équivalent à un modèle synthétique bicouche composé d'une roche couverture de faible perméabilité qui repose sur un réservoir perméable (voir section 3.3), et la fracturation est décrite dans un contexte oedométrique. Cela signifie que le déplacement vertical à la base et le déplacement latéral horizontal sont empêchés. Dans le cas actuel, pour décrire le dépôt des sédiments, une contrainte verticale qui évolue linéairement avec le temps est imposée sur la partie supérieure du modèle. Sur la partie inférieure du modèle de la roche couverture on impose l'évolution de la pression dans le réservoir comme condition aux limites (équation 3.5). Le principe pour amorcer les fractures est que la faible perméabilité de la roche couverture empêche la dissipation des fluides sous sédimentation rapide [Osborne et Swarbrick, 1997]. Cette augmentation de la pression par couplage hydromécanique induit une augmentation de la contrainte horizontale totale dans le milieu qui ne peut donner lieu à l'amorçage de fracture dans un cas homogène. Cependant, avec une perturbation de la pression de pores à partir d'une condition anormale comme par exemple l'existence de défaut associé à une hétérogénéité (voir figure 4.18), les fractures peuvent être amorcées. La roche couverture a une hauteur de 20 m et s'étend sur une largeur de 48 m. Des éléments cohésifs sont initialement introduit dans le maillage sur des chemins verticaux prédéfinis correspondant à des chemins potentiels de fracturations (figure 4.18 b). L'espacement initial entre chaque fracture est de 4 m et chaque élément joint est divisé en deux parties. La première partie est le défaut hydraulique d'une longueur d'à peu près 1 m et très perméable et la seconde partie s'étend sur le reste de la zone cohésive et à une perméabilité équivalente à la matrice. Les propriétés mécaniques et hydrauliques sont choisies de manière à ce que la fracture initiale n'ait aucun impact sur la simulation numérique jusqu'à son amorçage qui est associé à l'endommagement du joint. La roche couverture est prise en compte comme un milieu poreux. On admet que la compressibilité du fluide est très faible, que le milieu est isotrope et on fait l'hypothèse de petite déformation avec un comportement poroélastique linéaire. On suppose également que le fluide sature les pores du milieu poreux et que l'écoulement est donné par la loi de Darcy. Sous ces hypothèses les équations principales dans le milieu poreux sont données par les équations 3.12, et 2.19.

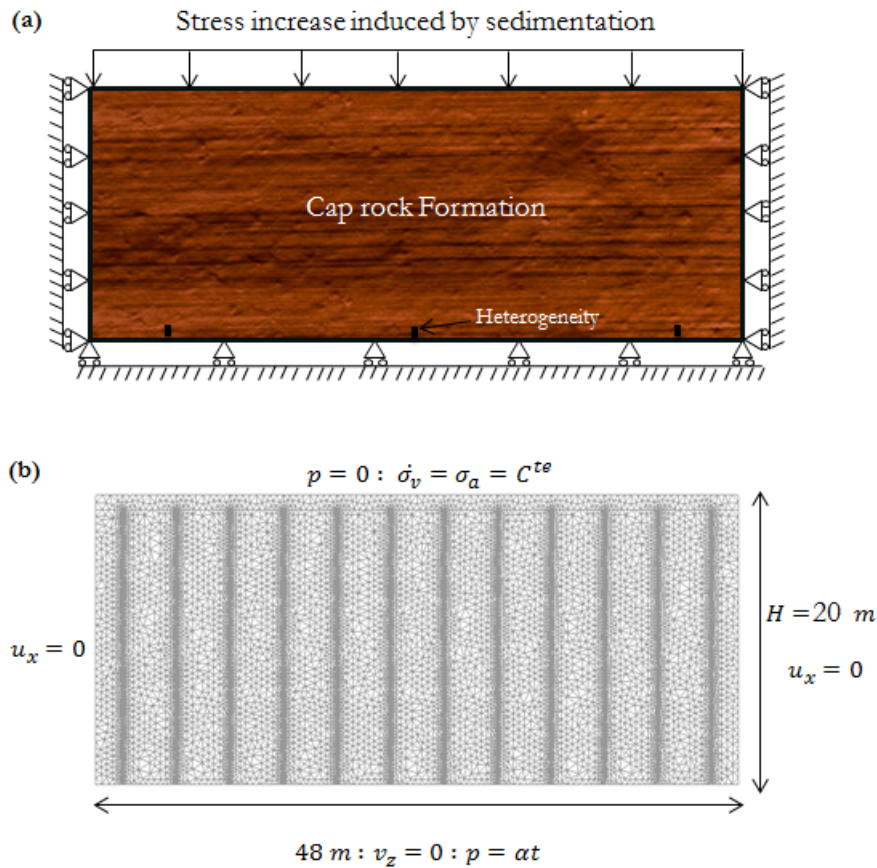


Figure 4.18 – (a) Modèle conceptuel et conditions aux limites mécaniques, (b) maillage pour la simulation numérique avec des chemins cohésifs de fracturations potentiels

#### 4.4.3 Résultats de la simulation numérique et discussion

Les simulations numériques ont été effectuées en considérant des roches couvertures ductiles et fragile. Les paramètres utilisés sont dans le tableau 4.3. Dans notre modélisation

Propriétés	E (GPa)	$\nu(-)$	k ( $m^2$ )	$\beta$		
Couverture	10	0.23	$10^{-21} m^2$	0.8 / 5		
Réservoir	1	0.2	-	-		
Chargement	200 m/Myrs					
Fracture	$R_{tt}(GPa/m)$	$R_{tt}(GPa/m)$	$R_{nt} = R_{tn}(GPa/m)$	$\sigma_R(MPa)$	C (MPa)	$\varphi(^\circ)$
	50	50	0	1	0.5	25

Tableau 4.3 – Propriétés mécanique et hydraulique pour la simulation numérique

le comportement du milieu poreux est contrôlé par le paramètre  $\beta$  [Pouya et Bemani, 2015]

pour des paramètres hydromécaniques fixés. Les résultats des simulations numériques sont représentés dans la figure 4.19

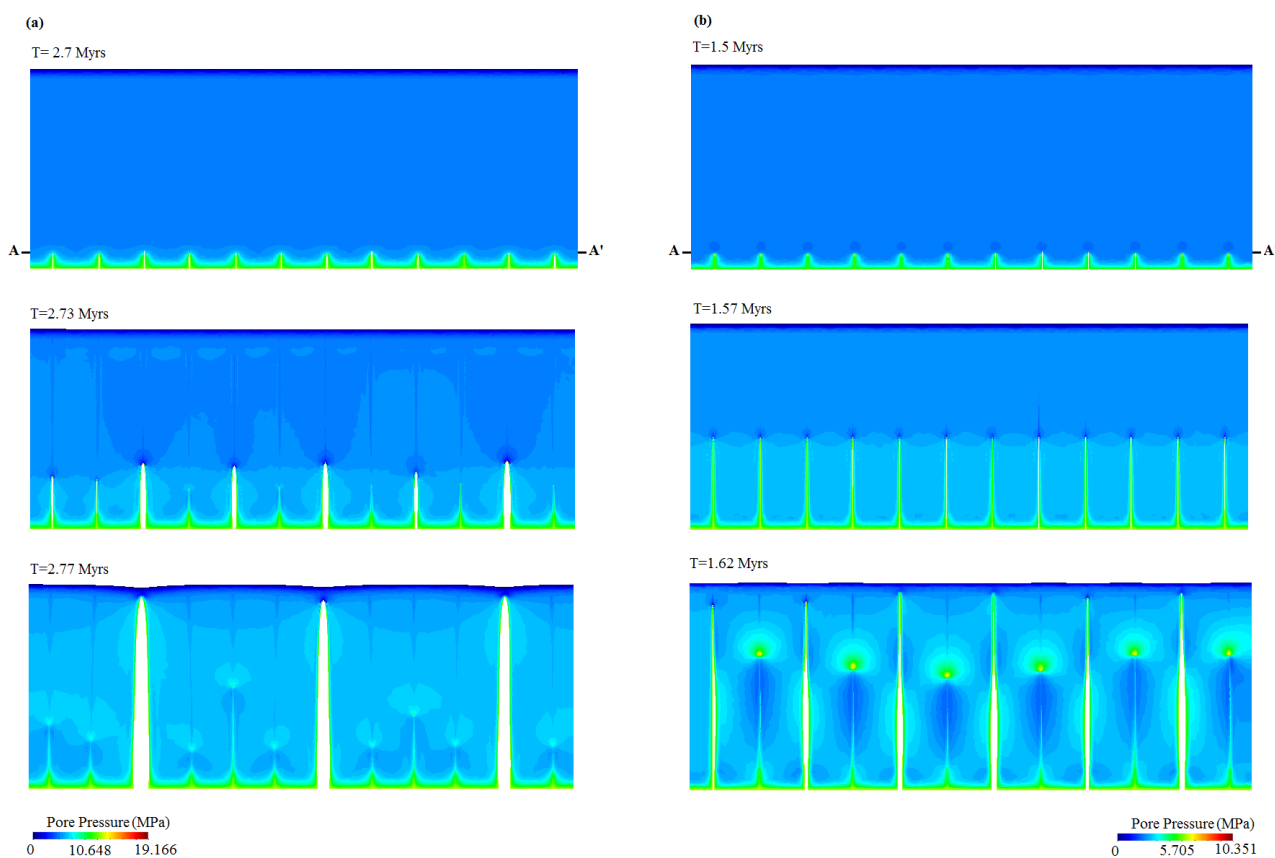


Figure 4.19 – (a) Propagation de la fracture et évolution de la pression dans le cas d'une couverture ductile (a) et d'une couverture fragile (b)

Cette figure donne l'évolution du champ de pression au cours du dépôt des sédiments, et l'évolution de la géométrie et la configuration du réseau de fractures. Dans la figure 4.19a,  $\beta = 5$  et le milieu est ductile [Pouya et Bemani, 2015], tandis que dans la figure 4.19b,  $\beta = 0.8$  et la roche couverture est fragile. L'amorçage dans le cas fragile débute à partir de 1.5 Ma après l'application du chargement et l'espacement à ce stade entre les fractures est de 4 m. Cet espacement initial correspond à l'espacement entre les chemins potentiels de fracturation. Après l'initiation, toutes les fractures ont une longueur d'à peu près 1.5 m dans les deux cas. Ce saut d'ouverture correspond à l'ouverture mécanique du défaut hydraulique (1 m) et une petite perturbation dans le couplage hydromécanique qui converge au cours du calcul. Une fois les fractures amorçées, l'espacement entre les fractures ainsi que leur propagation sont tributaires du comportement de la roche couverture. En mécanique pure, il a été établi que la lithologie et l'épaisseur des couches influence

l'espacement des fractures. Bogdonov [1947], et Novikova [1947] ont même formulé une relation linéaire entre l'espacement et l'épaisseur de la couche. Cependant, le champ d'investigation dans lequel on obtient des relations linéaires ont été effectué sur des séquences sédimentaires dans lesquels l'épaisseur ne dépassait pas 1.5 m. Une limite de cette formulation est qu'elle ne permet pas d'expliquer la formation de fracture avec des espacements très proches. Dans notre cas d'étude avec couplage entre les processus hydrauliques et mécaniques, durant la propagation quand la longueur de la fracture atteint une certaine valeur, quelques fractures, une sur deux, arrêtent leur propagation et commencent à se refermer. Ainsi l'espacement entre les fractures qui se propagent est multiplié par deux. Dans le cas de la roche ductile comme représenté dans la figure 4.19a, une fracture sur deux semble commencer à se fermer quand la longueur de la fracture devient proche de l'espacement entre les fractures. Dans le cas fragile, les fractures se ferment plus tard au cours de leur propagation (figure 4.19b). Ces résultats nous permettent d'établir un lien entre l'évolution dynamique de l'espacement et la longueur des fractures actives c'est-à-dire celles qui se propagent suivant les propriétés hydromécaniques de la roche couverture. Les courbes de l'évolution de la longueur de la fracture et l'espacement entre elles au cours du temps sont tracées dans la figure 4.20.

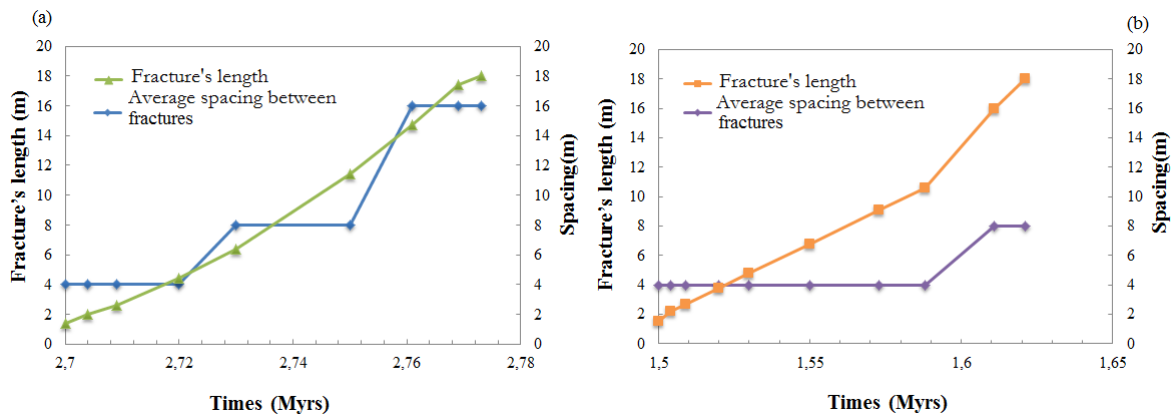


Figure 4.20 – Evolution de la longueur moyenne des fractures actives et l'espacement moyen dans une roche ductile (a) et dans une roche fragile (b)

Dans le cas dans la figure 4.20a, l'espacement entre les fractures évolue avec la longueur de propagation. La figure 4.20a corrobore l'hypothèse faite avec l'analyse de la figure 4.19. En fait, suivant les courbes verte et rouge qui représentent la valeur moyenne de la longueur des fractures actives et la moyenne de l'espacement entre les fracture dans la figure 4.20a, une fracture sur deux se ferme quand la longueur de la fracture se rapproche de leur espacement. Graphiquement, on retrouve ce processus quand les courbes s'intersectent. A l'opposé, dans la roche fragile, les fractures (une sur deux) commencent à se fermer

quand le rapport entre la longueur de fracture et l'espacement devient très petit. Bai et Pollard [2000a] appellent ces fractures « *closely spaced fractures* ». Dans ces travaux pour expliquer le cas de réseaux avec des fractures très proches, nous allons nous focaliser sur l'interaction et la diffusion entre les fractures après l'amorçage et le comportement de la roche (voir figure 4.21).

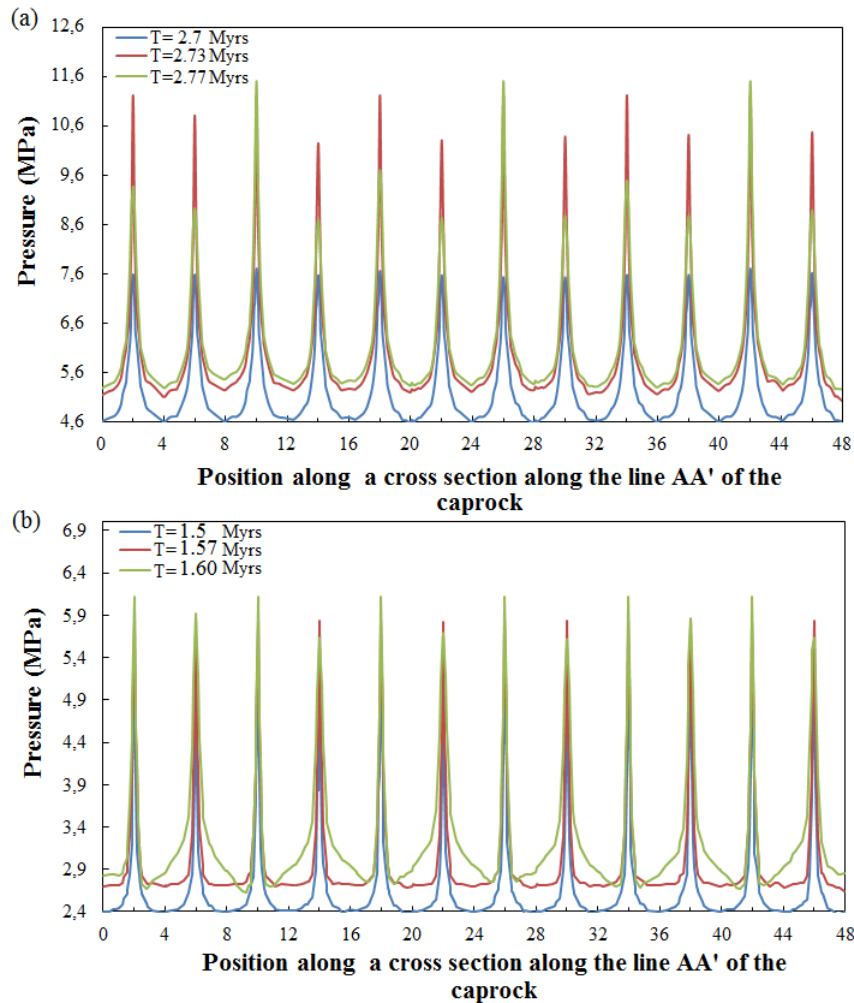


Figure 4.21 – Pression à travers une section transversale le long de la ligne AA' (confer figure 4.18) dans une roche ductile (a) et dans une roche fragile (b)

Dans la figure 4.21, l'évolution de la pression pour plusieurs instants de la simulations le long d'une section transversale le long de la ligne AA' (voir figure 4.18) est représenté. Cette section est située à 1.5 m de la base du modèle. Dans cette figure chaque pic de pression correspond à la pression dans la fracture dans la roche ductile 4.21 (a), et dans la roche fragile 4.21b. Les courbes bleues dans la figure 4.21 représentent la pression durant l'amorçage de la fracture dans les roches ductiles et fragiles. Dans cette courbe la pression

à travers toutes les fractures est identique et l'effet de la diffusion entre les fractures dans le cas fragile n'est pas encore établi 4.21 (b). Le temps à partir duquel la fracturation commence dans ce cas est nettement inférieur à celui du cas ductile. En effet, dans le cas fragile les fractures s'initient lorsqu'on atteint la contrainte de rupture en traction de la roche. A contrario, avec  $\beta = 5$  le comportement adoucissant du modèle cohésif (voir section 4.2) induit un certain retard dans la propagation des fractures comparé au cas fragile quand la limite de rupture en traction est atteinte. En effet la contrainte en pointe de fracture dans le cas ductile doit dépasser la contrainte limite en traction pour s'amorcer puis se propager. Dès lors, pour la roche fragile, la fracturation apparaît dans un milieu moins compressif que le cas ductile. Ainsi, l'écoulement et la quantité de fluide échangée entre la matrice et la fracture est très faible pendant l'amorçage dans la roche fragile (voir la courbe bleue dans la figure 4.21) pour permettre une augmentation de la pression loin de la fracture à partir de l'écoulement de la fracture vers la matrice. Dans la courbe rouge de la figure 4.21 (b) la pression dans toutes les fractures est toujours la même avec une longueur de 10  $m$  pour un espacement de 4  $m$ . Dans cette figure, la pression entre les fractures ne varie pas énormément pendant que dans le cas ductile avec les courbes verte et rouge de la figure 4.21 (a) la pression chute dans quelques fractures et arrête leur propagation par des effets hydromécaniques. Dans la roche fragile, l'effet de diffusion apparaît significativement autour de 0.1  $Ma$  après l'amorçage des fractures (figure 4.18 (b), 4.21 (b)) et les fractures ont une longueur moyenne de 16  $m$ . Dès lors, la diffusion diminue la pression dans quelques fractures. Elles commencent à sentir l'influence des fractures voisines et un gradient de pression se crée dans quelques fractures. Ainsi, avec le couplage hydromécanique et l'état compressif entre les fractures, le critère de propagation n'est plus respecté et les lèvres de la fracture commencent à se fermer (une sur deux fractures), l'espacement entre les fractures augmente et on retrouve les mêmes interactions que dans le cas ductile. Ainsi suivant nos résultats en considérant une roche couverture avec une faible perméabilité qui subit un taux de sédimentation rapide, si cette couverture à un comportement fragile, elle est plus sujette à avoir des fractures très rapprochées que dans le cas où elle a un comportement ductile à cause des effets du couplage hydromécaniques. Ces résultats peuvent être utilisés pour expliquer la formation de corridor de fractures et des configurations de réseaux de fracture dense dans une roche ayant subi un taux de sédimentation rapide dans son histoire.



## CHAPITRE 5

# Mise à l'échelle de la modélisation de bassin et applications

### 5.1 Contexte du bassin de Elgin-Franklin

Le champ d'étude est situé dans une zone à haute pression et haute température du graben central de la mer du Nord (figure 5.1, 5.2). La section modélisée correspond à la ligne noire sur la figure 5.2. Cette section a l'avantage de passer par deux puits d'intérêt à savoir un puits dans la zone Franklin et un puits dans la zone 30/1C. Cette section fait partie du système de rift de la mer du Nord qui peut être considéré comme un exemple typique de graben allongé. Sa configuration actuelle est le résultat de l'évolution générale de la tectonique du Nord-Ouest de l'Europe [Ziegler, 1990] et d'au moins deux phases de rifting, une au cours de la permo-triassique (290 - 210 Ma) et l'autre au jurassique supérieur (155 - 140 Ma), qui ont joué un rôle clé dans son développement [Rolando et Volkman, 2008]. La tectonique plus récente est considérée comme peu active dans la zone étudiée. Le graben central de la mer du Nord est caractérisé par des pressions de pores très importantes dans les couches profondes du crétacé et du jurassique. Ces surpressions ont un impact sur la migration secondaire des hydrocarbures, sur la fuite des hydrocarbures du fait de la fracturation naturelle et sur le comportement du bassin dans son ensemble. Dans ce contexte la surpression est contrôlée par le dépôt dynamique des sédiments et la perméabilité de la couverture régionale.

Le choix de cette zone est guidé par la volonté de confronter notre critère de rupture aux modèles actuels utilisés dans les simulateurs de bassin dans un contexte géologique où l'on observe des taux de sédimentation rapide. L'étude se base sur un modèle de bassin 2D qui a fait l'objet de publication [Rudkiewicz et al., 2000].



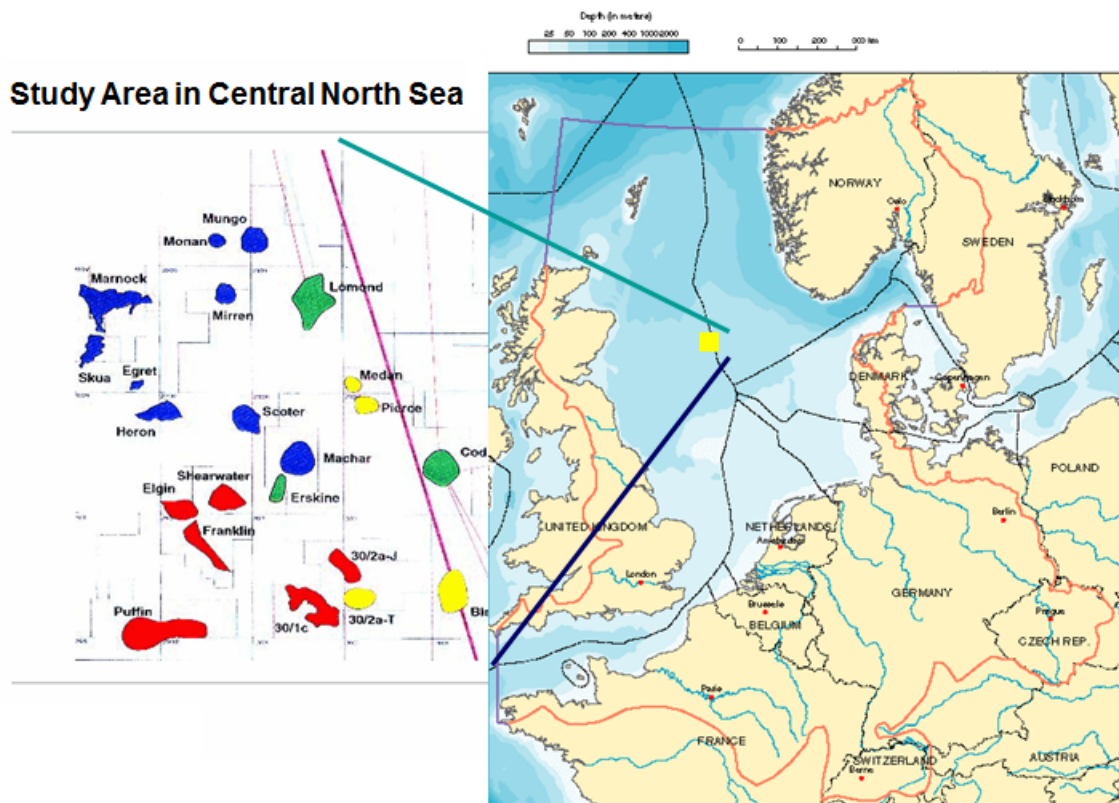


Figure 5.1 – Contexte du bassin de Franklin. Source : [Rudkiewicz et al., 2000]

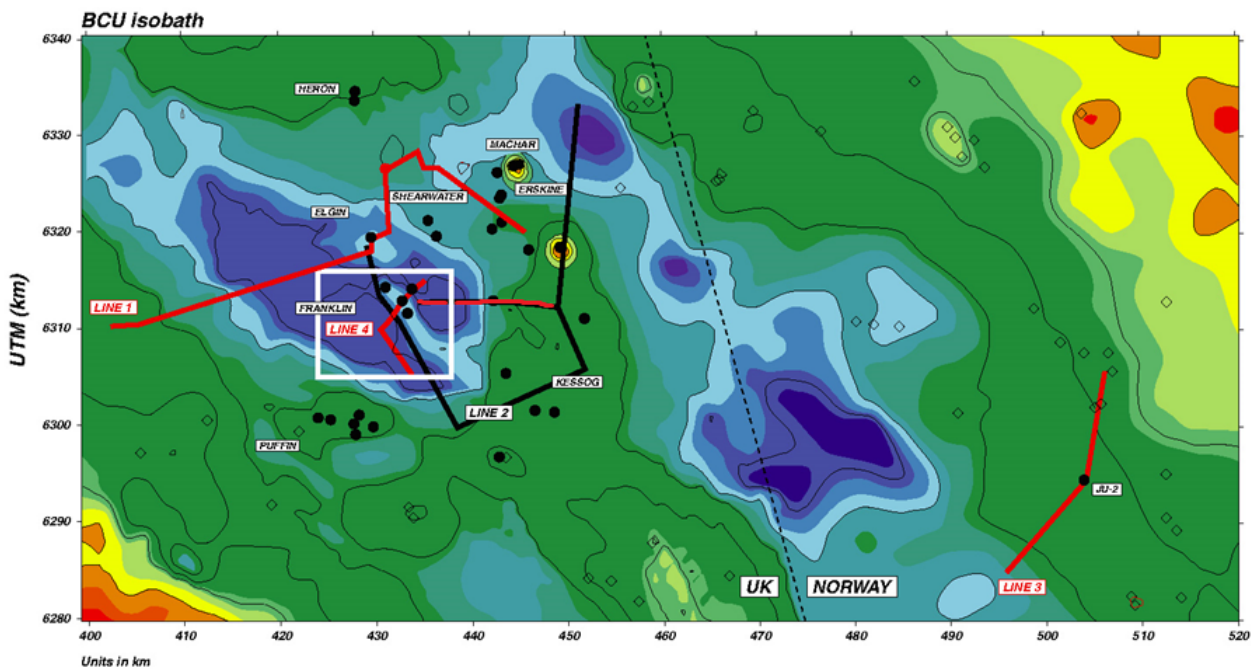


Figure 5.2 – Position de la section d'étude en noir correspondant à Elgin-Franklin. Source : [Rudkiewicz et al., 2000]

## 5.2 Modélisation de la fracturation naturelle

Une section transversale en 2D qui coupe la crête structurale du champ est construite en prenant en compte une série de 31 événements correspondant à des marqueurs stratigraphiques (voir figure 5.3). A chaque formation est associée lors de l'enfouissement une lithologie décrivant la compaction (porosité/profondeur), la conductivité et la perméabilité de la roche. Les paramètres géologiques et tectoniques sont bien connus dans le graben central à cause de la longue période d'exploitation de cette zone. Les paramètres des lithologies et les conditions en températures sont étalonnés sur les températures actuelles et les pressions, provenant de données de puits.

n°	stratigr. markers	Age (Ma)	Stratigraphy	Lithology
		(Top)		
1	Seabed	0	Quaternary	Shale_silty
2	Pliocene	1.64	Pliocene	Shale_silty
3	Intra_Pliocene	3.4	Pliocene	Shale_silty
4	Miocene	5.2	Miocene	Shale_silty
5	Middle Miocene	10.4	Miocene	Shale_silty
6	Oligocene	23.3	Oligocene	Shale_silty
7	Middle Eocene	38.6	Eocene	Shale_silty
8	Early Eocene	50	Eocene	Shale_silty
9	Balder	54.5	Palaeocene	Shale
10	Forties sd	57	Palaeocene	Sand
11	Maureen	61	Palaeocene	Shale_silty
12	Ekofisk	63	Maastricht.	Chalk
13	Chalk	65	Campanian	Chalk
14	Intra Chalk	71	Campanian	Chalk
15	Hod	78	Turon/Campan.	Arg_Lmst.
16	Intra Hod	81	Turon/Campan.	Hardgrds
17	int_Hod	83	Turon/Campan.	Arg_Lmst.
18	Herring	85	Cenom/Turon.	Pirs_Marl
19	PlensMrl	90.4	Cenom/Turon.	Pirs_Marl
20	Rodby	97	Albian	Tight_shale
21	Sola	112	Aptian	Shale
22	Kim_Clay	145.6	Portland/Berria.	KCF
23	Heather_shly	152	Oxford/Kimmeri.	Heather_src
24	int_Heather	153.5	Oxfordian	Shale_silty
25	Fulmar sdy	155	Callov/Oxford	Sand
26	Pentlnd-sdy	157	Bathon./Callov.	Shale&Sand
27	Pentlnd-shly	182	Bathon./Callov.	Pentland_src
28	Skagerrak	208	U.Triassic	Shale&Sand
29	Smithbank	222	L.Triassic	Shale_silty
30	Salt	245	Zechstein	Salt
31	Rotliegend	256	M-L.Perm.	

Figure 5.3 – Les paramètres stratigraphiques et lithologique de la section en 2D. Source : [Rudkiewicz et al., 2000]

Pour la génération de la surpression dans le bassin on suppose comme principale source le mécanisme du déséquilibre de compaction [Swarbrick et Osborne, 1998] et les effets de l'hétérogénéité des propriétés de la lithologie et de la vitesse de sédimentation [Ouraga et al., 2017]. Cette zone est reconnue très peu tectonique. Il y a certes des failles, mais ces failles sont anciennes et inactives depuis longtemps notamment pendant le dernier événement de sédimentation qui dure 1.64 Ma (figure 5.3), et qui voit un taux de sédimentation rapide de près de 700 m/Ma. La source de fracturation naturelle potentielle décrite dans les chapitres 3 et 4 est donc potentiellement prépondérante dans ce champ.

Le critère présenté dans le chapitre 3 est utilisé pour décrire la fracturation dans le champ de Franklin. On suppose des tailles de défauts à l'interface entre les couches dans les bassins de 2 cm dans les couches d'argiles et de 4 cm dans les couches de Hardgrounds avec une résistance de 5 MPa. L'hypothèse de défauts plus grands dans les couches de Hardgrounds se justifie par le fait qu'on retrouve souvent dans ces formations des coquillages, des racines et des bioturbations comme le montre la figure 5.4.

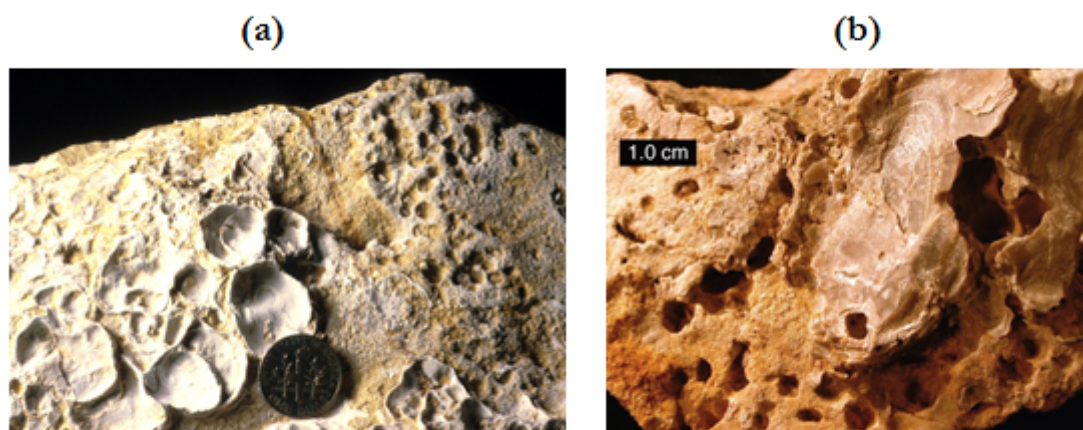


Figure 5.4 – Exemple de défauts dans les couches de Hardground (a) présence de coquillage, (b) bioturbation. Source : Bodenbender et al. [1989]

Pour prendre en compte l'effet décrit dans le chapitre 3, durant le dépôt des couches on ajoute au champ de contrainte une contrainte effective  $p^*$  qui dérive de l'effet de l'hétérogénéité des propriétés hydromécaniques des couches et du phénomène transitoire présenté au chapitre 3. Le critère de rupture s'écrit alors:

$$\sigma_h + p + p^* \geq \sigma_R \quad (5.1)$$

où  $\sigma_h$  est déduit de  $\sigma_v$  en considérant le rapport  $\sigma_v/\sigma_h = cste$  (ici environ 0.5). Le

paramètre  $p^*$  est calculé à partir de la solution du chapitre 3 en considérant  $p^* = \max(\sigma_h^*)$  sur la durée de l'événement, avec  $\sigma_h^*$  la contrainte effective en pointe du défaut.

La modélisation de l'évolution du champ Elgin-Franklin est effectuée en utilisant le simulateur de Bassin TemisFlow développé par IFP Energies Nouvelles. Notre critère de rupture, et les effets de l'hétérogénéité des propriétés hydromécaniques des différentes lithologies sont intégrés dans ce simulateur à partir d'un script java Groovy utilisé en post-traitement. La simulation est effectuée sur la section du champ et le résultat actuel de la géométrie, avec ses différentes lithologies, est présenté dans la figure ci-dessous.

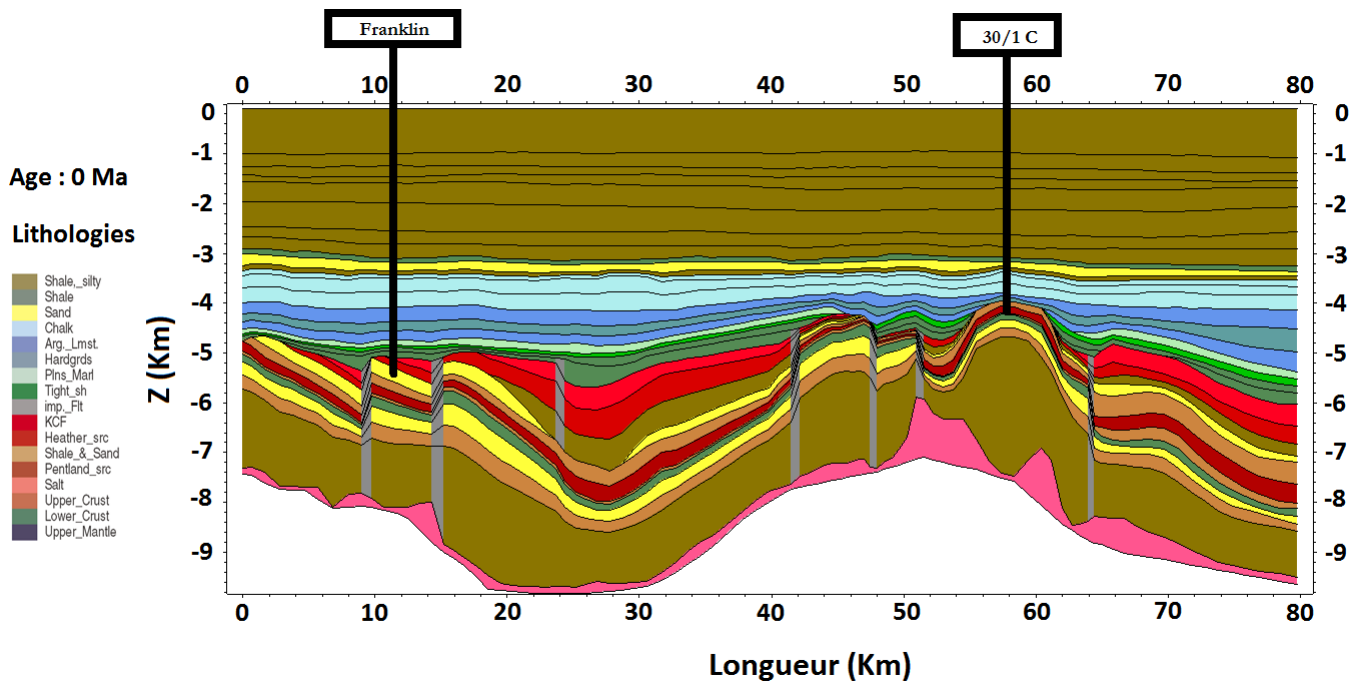


Figure 5.5 – Etat actuel du dépôt, les couleurs correspondent aux lithologies du champ de Elgin-Franklin

Dans la figure 5.5, les niveaux KCF, Heather-src et Pentland-src sont des roches mères. Les hydrocarbures générés par ces roches mères sont susceptibles de se retrouver d'après la structure du champ dans des réservoirs scellés par une faille et la couche de Shale comme c'est le cas de la formation visée par le puits Franklin. Un autre réservoir potentiel constitué d'un anticlinal associé à un niveau de Hardground est ciblé par le puits 30/1C (voir figure 5.5). Comme le montre les figure 5.3 et 5.5, pendant le Quaternaire (1.64 Ma) plus de 1000 mètres d'argiles limoneuses sont déposés. Ce dépôt de sédiments a entraîné un enfouissement rapide du système pétrolier. En raison de la très faible perméabilité des carbonates dans la formation de Hod, l'expulsion du fluide n'a pas été assez rapide pour permettre d'atténuer l'effet du dépôt rapide des sédiments. Ces conditions ont permis

d'obtenir des pressions de pores proche de la contrainte lithostatique dans les sédiments sous-jacents (voir figure 5.6, et 5.7).

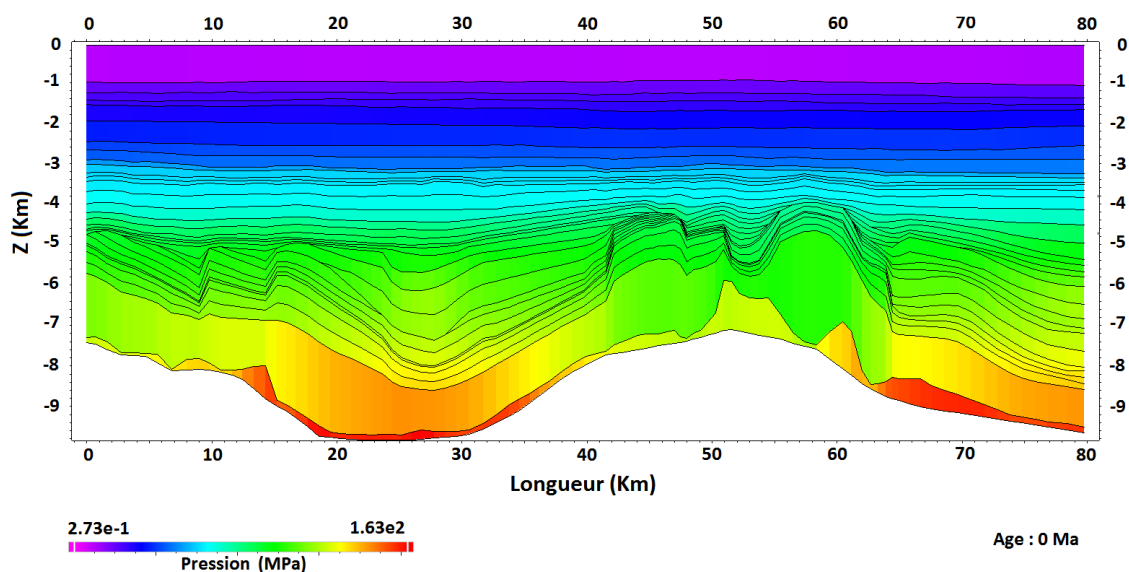


Figure 5.6 – Pression de pores dans les couches de la section du champ de Elgin-Franklin

Dans les figures 5.5 et 5.6, on peut voir dans les couches de Hardground, à peu près à 4 Km de profondeur, que la surpression totale est d'à peu près 40 MPa (voir figure 5.7). L'évolution de la pression de pores dans le réservoir à l'état actuel permet d'observer que la surpression s'est développée de manière plus ou moins continue, à l'exception d'une augmentation accélérée au cours du dernier million d'années de dépôt. La contribution de l'effet de l'hétérogénéité hydromécanique des différentes couches de la lithologie du champ combiné au processus rapide de sédimentation durant la période du Quaternaire est représentée dans la figure 5.8. La surpression générée est de l'ordre de de 10 MPa dans les couches profonde du Hardground et des argiles profondes où la perméabilité dans ces couches varie de  $10^{-20}$  à  $10^{-22} m^2$ .

Le bilan de l'exploration dans la section du champ de Elgin-Franklin a permis de constater la présence de réservoirs vides dans des formations où toutes les conditions physiques permettaient de prédire une accumulation d'hydrocarbures notamment celle ciblée par le puits 30/1C alors que le puits Franklin a bien permis de produire des hydrocarbures. L'évolution de la pression et de la contrainte dans le puits 30/1C est donnée dans la figure 5.7. Les modèles actuels utilisés dans les simulateurs de bassin ne prennent pas en compte les effets transitoires dans le bassin décrit dans le chapitre 3 à cause des pas de temps importants utilisés pour la reconstitution de l'histoire du bassin. En effet dans ce cas, la fracturation naturelle est prise en compte en considérant une pression limite de pores

au-delà de laquelle on suppose que la roche se fracture. Dès lors, avec ces approches on ne peut pas prédire de manière pertinente si une couverture est capable de se fracturer ou non.

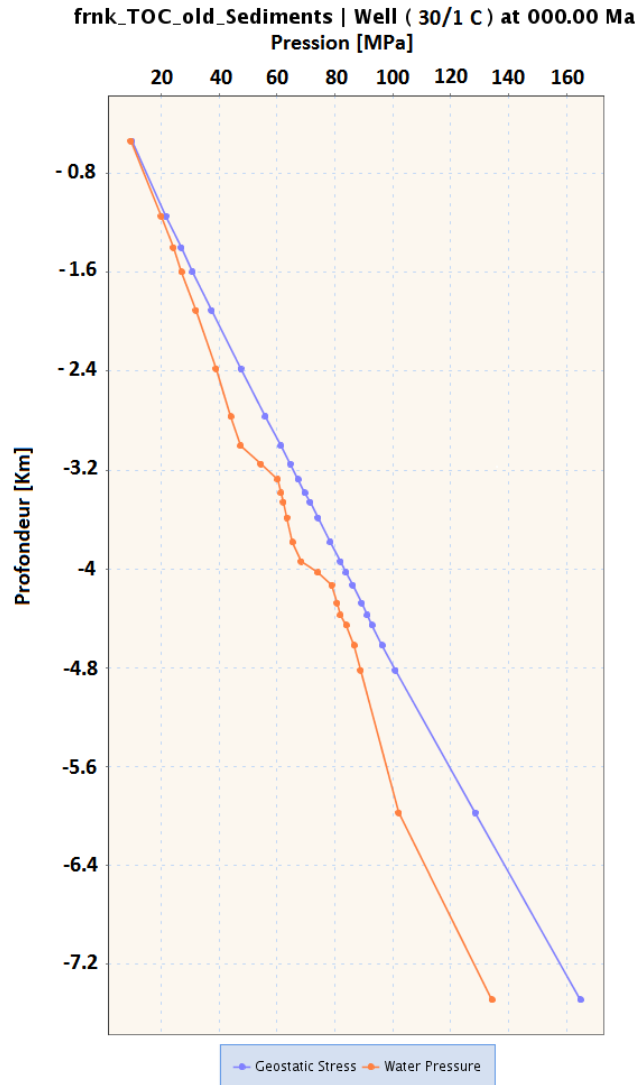


Figure 5.7 – Pression de pores le long du puits 30/1 c (confer figure 5.5) dans la section Elgin-Franklin

En prenant en compte les différents aspects de notre approche, notamment les effets transitoires, on trace dans la figure 5.9 la carte de la fracturation naturelle obtenue à l'aide de notre critère de rupture. Dans cette figure on peut voir que pendant la dernière phase de sédimentation, la fracturation intervient dans les couches où les effets de la suppression, combinés aux effets hydromécaniques sont les plus importants. On peut voir que les couches profondes de Hardground se fracturent d'après notre modèle pour laisser s'échapper les hydrocarbures accumulés dans les couches sous-jacentes. Cet état peut

expliquer l'absence d'hydrocarbures observée dans le puits d'exploration 30/1C car on arrive à une fracturation de la couche Hardground au niveau de l'anticlinal foré. Cependant l'approche ne permet pas de décrire la migration de fluide dans le bassin. En effet dans ces simulations on n'a pas tenu compte de la loi d'évolution par homogénéisation de la perméabilité du milieu au cours de la fracturation. Cet aspect sera pris en compte dans les perspectives de ces travaux.

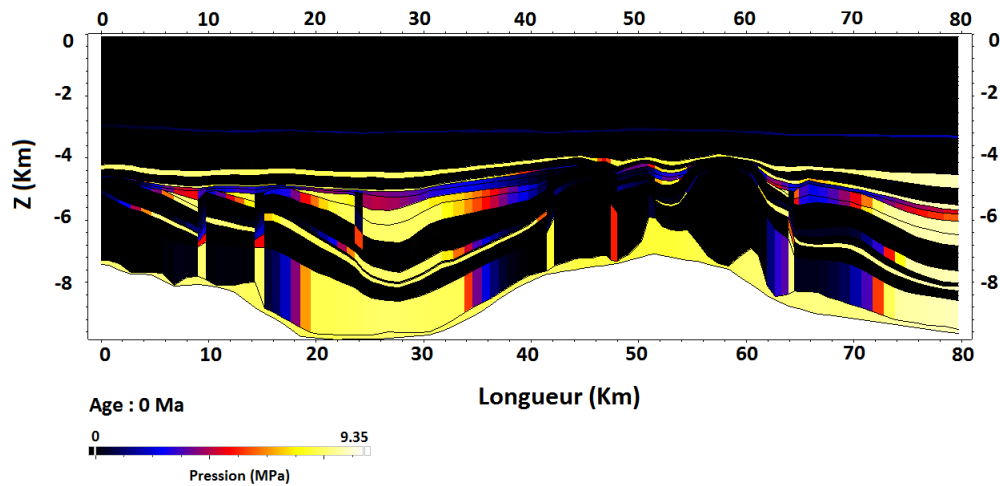


Figure 5.8 – Les effets de l'hétérogénéité hydromécanique des couches dans la section du champ de Elgin-Franklin

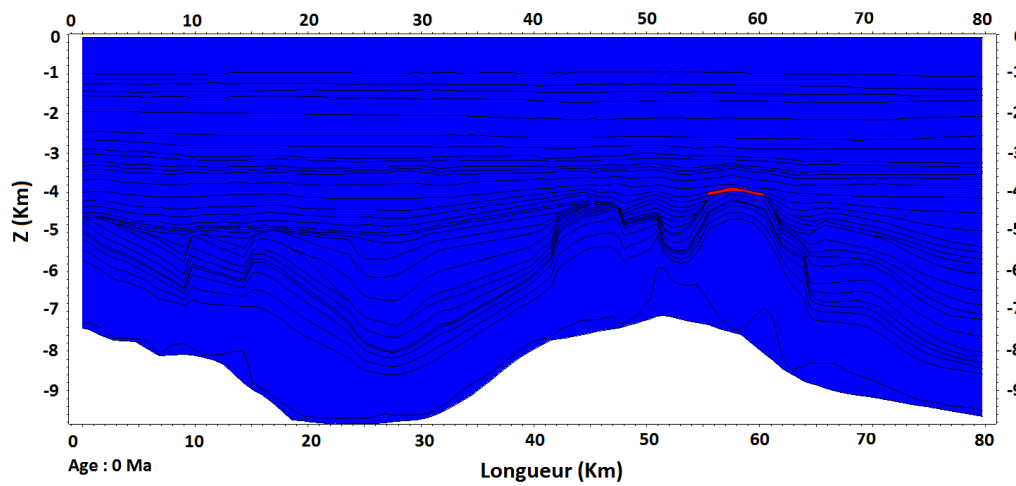


Figure 5.9 – Carte de fracturation naturelle dans le champ Elgin-Franklin

# Conclusions et perspectives

Dans ces travaux, nous avons mis au point un outil numérique de simulation de l'amorçage et de propagation de réseaux de fractures dans un milieu poreux dans un contexte de sédimentation. Pour étudier le processus de fracturation de l'amorçage jusqu'à la propagation, on a mis en place des structures géologiques typiques contenant des chemins de fracturation potentiels. Ces fractures potentielles ont été modélisées par des éléments cohésifs avec endommagement. Au cours de la simulation numérique, dans ces travaux on a considéré l'impact du paramètre d'endommagement noté  $D$  sur les ouvertures mécaniques et hydrauliques du joint pour tenir compte de la présence de certaines aspérités entre les lèvres des fractures car dans la nature la zone de contact entre les lèvres des fractures n'est en général pas lisse.

Pour décrire l'amorçage des fractures dans des contextes variés de nombreux auteurs [Weibull, 1939; Turcotte et Glasscoe, 2004; Hild, 2001] ont considéré une méthode basée sur le lien entre l'hétérogénéité et la probabilité de rupture pour caractériser la fracturation du milieu. Partant de ce principe, nous avons étudié analytiquement l'amorçage des fractures par l'introduction d'une hétérogénéité dans le milieu poreux à l'interface entre la roche couverture et le réservoir. Ainsi, l'analyse de l'amorçage a consisté à évaluer l'impact de la présence de cette hétérogénéité sur le champ de pression et de contraintes effectives. Une formulation analytique a été obtenue en superposant deux problèmes de poroélasticité linéaire dans des structures géologiques constituées d'une roche couverture imperméable subissant un taux de sédimentation rapide sur sa partie supérieure et en contact avec un réservoir à sa base. Dans la suite, cette étude a servi de base pour l'élaboration d'un critère de rupture au cours de la modélisation du bassin en prenant en compte l'évolution des contraintes in-situ et les propriétés hydromécaniques du milieu. Notre solution analytique (voir chapitre 3) nous a permis de déterminer les paramètres les plus importants affectant la propagation des fractures pendant la sédimentation, et de mieux comprendre les effets du couplage hydromécanique et des propriétés de la roche sur la répartition des réseaux de fractures (chapitre 4). Nous avons montré que dans une roche couverture ductile, l'espacement entre les fractures varie avec leur longueur. En effet, à



partir de la simulation numérique de la fracturation naturelle dans une roche couverture ductile, nous avons observé qu'une fracture sur deux se ferme quand la longueur de la fracture commence à devenir plus grande que l'espacement entre les fractures. En fait, dans ce cas on a montré que la zone d'influence d'une fracture sur les fractures voisines est presque équivalente à sa longueur conformément aux travaux de [??]. Par contre dans le cas de roches fragiles la rapide propagation des fractures après l'amorçage et la perméabilité très faible de la roche couverture ne permettent pas au phénomène de diffusion entre les fractures de jouer un rôle significatif. Dès lors, un réseau avec des fractures avec des espacements très faibles se forme. Ces résultats peuvent expliquer les observations in-situ de corridors de fractures et le cas de fractures très peu espacées [Bai et Pollard, 2000a; Ladeira et Price, 1981]. Dans un contexte réaliste, en prenant en compte les effets transitoires pendant le dépôt des sédiments notre approche a permis de caractériser la fracturation naturelle du champs Elgin-Franklin. Dans le champs Elgin-Franklin localisé dans le graben central de la mer du Nord, on a pu expliquer pourquoi le bilan de l'exploration de cette zone notamment dans le puits 30/1C s'est soldé par un puits sec. En fait, Les formations dans le puits 30/1C réunissaient apparemment toutes les conditions nécessaires à l'existence d'une accumulation d'hydrocarbures. Cependant durant le dernier million d'années, on a pu montrer à l'aide d'un critère de fracturation déduit de la solution analytique présentée au chapitre 3, que la sédimentation rapide qu'a connu ce champ notamment pendant le Quaternaire a entraîné une fracturation de la couche de Hardground qui constituait au niveau de l'anticlinal foré la couverture potentielle de ce piège structural.

Parmi les perspectives on pourra par exemple implémenter le critère de rupture dans un code de calcul adapté c'est-à-dire dans un code de calcul par la méthode des éléments finis tel que celui qui est couplé aux simulateurs de bassin IFPEN (ArcTem/Temis) dans le cadre de projets de recherche. Afin de tirer profit de la formulation mise au point il sera intéressant d'exploiter l'information obtenue sur la fracturation naturelle pour mettre à jour la perméabilité du milieu dans le simulateur de bassin (ArcTem/Temis). A l'issue de travaux complémentaires deux prototypes intégrant une description de la fracturation naturelle des sédiments devraient être disponibles. Le premier, sera une version enrichie d'un simulateur de bassin conventionnel. Le second sera une version enrichie d'un simulateur de bassin couplé à la géomécanique. Ces outils devraient permettre une meilleure description des bassins sédimentaires et notamment fournir une estimation de la fracturation naturelle. Cette estimation devrait permettre une meilleure estimation des propriétés de transfert et des propriétés mécaniques qui pourraient entraîner une meilleure prédiction des surpressions, réserves en place et du lieu des réservoirs d'hydrocarbures.

# **Annexes A: Modeling of natural fracture initiation and propagation in basin sedimentation context**

# Modeling of natural fracture initiation and propagation in basin sedimentation context

Z. Ouraga<sup>\*1,2</sup>, N. Guy<sup>1</sup>, and A. Pouya<sup>2</sup>

<sup>1</sup>IFP Energies Nouvelles, 1 et 4 avenue du Bois-Préau, 92852, Rueil-Malmaison, France.

<sup>2</sup>Université Paris-Est, Laboratoire Navier (UMR 8205), CNRS, Ecole des Ponts ParisTech, IFSTTAR 77455 Marne la vallée, France.

## Abstract

During sedimentation, buried rocks are subjected to an increase in vertical stress. This increase leads to a decrease of porosity that is commonly called mechanical compaction. Indeed, the mechanical compaction depending on its rate and on the permeability of the burden rocks, can induce significant overpressures. Thus, a competition is initiated between the dissipation of fluid overpressure and sedimentation rate, and may result in fracture initiation. The present study deals with the initiation and propagation of natural fracture in sealing formations. A particular emphasis is put on mode I fracture propagation. An analytical solution of the pressure and stresses in a sealing formation is proposed under sedimentation by superposing two problems of poroelasticity. This analytical solution and a damage criterion are used to predict the initiation and propagation of the fracture. The damage parameter affects both the mechanical and hydraulic opening of the fracture, and the flow in the fracture is described by the Poiseuille's law. The fracture propagation and growth are studied by numerical simulations based on a finite element code dedicated to fractured porous media called *Porofis*. Interactions between hydraulic and mechanical processes are also studied and a sensitivity study is carried out in order to find the most important parameters involved in natural fracturing under sedimentation.

**keypoints:** Basin modeling, Overpressures, Geomechanics, Natural fracture, Cohesive joint, Damage

---

\*Correspondence to: Zady Ouraga, IFPEN 1 et 4 avenue du Bois-Préau, 92852, Rueil-Malmaison, France. zady.ouraga@ifpen.fr

# 1 Introduction

Basin modeling is commonly used to describe basin's evolution from a reconstruction of its geomechanical history. It is a dynamic modeling of geological processes in sedimentary basins over geological time span [Hantschel and Armin, 2009]. During the geological processes modeling, the transfer properties of sediments can change significantly due to natural fracturing [Twenhofen, 1950, Schneider et al., 1999] and therefore may constitute preferential flow paths or barrier that control hydrocarbons migration and accumulation. Thus, in petroleum industry, and especially for exploration, the knowledge of natural fracturing processes and history enhances the prediction of overpressure, potential location of hydrocarbon storage and matrix equivalent permeability. It seems obvious to observe that at depth, fractures' nucleation and initiation are triggered by existing defects, but the loads behind its initiation are unknown or poorly characterized. Fracture mechanical and geometrical properties are directly related to the processes from which it comes, and in sedimentary basin formation, fractures can appear at depth by many processes such as deposition, tectonic and erosion processes. Historically it was impossible to imagine joints initiated at very high depth which from an analytical view was inconsistent with the deep stress field. Thus, the interpretation of fracture initiation was qualitative and arose from exploitation of outcrop's database. It took until the effective stress concept introduced by [Terzaghi, 1936] and the concept of poroelasticity introduced by [Biot, 1941] to explain tensile stress at very high depth. Therefore, substantial efforts have been made to process data field and many studies began to use porous and fracture mechanics theories to better understand fracture initiation and propagation. According some of these concepts fractures initiated in the porous medium when the pore pressure exceeds the main compressive minor stress, and this phenomena is called Natural Hydraulic Fracturing [Secor, 1965, Secor, 1969, Audet and McConnell, 1992, Mourgues et al., 2011, David and Andrew, 1990]. In fact following previous modeling [Luo and Vasseur, 2002, Roberts and Num, 1995], in some condition, the pore pressure may be locally very high compared to the minimum in situ stress and as discussed by [Secor, 1965, Secor, 1969] fracture initiated from randomly oriented small crack or flaws which are internally loaded by pore pressure in the rock mass. In this paper natural fracture initiation and propagation is studied by assuming a single phase fluid flow and the basin as a porous medium. We focus on mode I fracture initiation and propagation due to rapid sedimentation process. In fact during sedimentation, buried rock are subjected to an increase in vertical stresses which leads to a decrease of porosity. Thus, this mechanical compaction depending on the sedimentation rate and on the permeability of the burdened rocks can induce significant overpressure. Therefore, a competition is initiated between the dissipation of fluid overpressure and the sedimentation rate and may result in fracture initiation. For this study fracture is represented by cohesive joint elements undergoing damage to replace the stress intensity and toughness considerations by the normal stress and tensile stress analysis. Besides, the flow is described by the Poiseuille's law. Then, fracture initiation is studied analytically and its propagation and growth are computed by numerical simulations based on a finite element code dedicated to fractured porous media called *Porofis* [Pouya, 2015a].

In the following basin's typical structures that are likely to produce a natural fracturing under a rapid sedimentation will be presented. Then the main governing equations of the

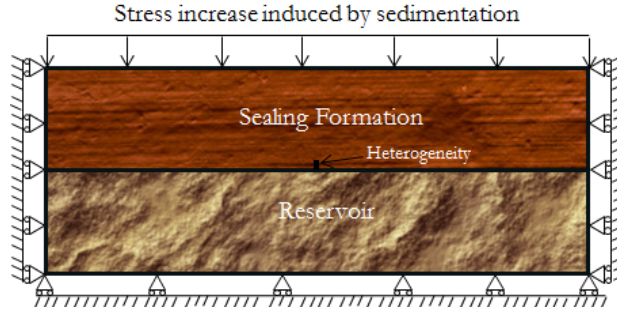


Figure 1: Two layer conceptual model and mechanical boundary conditions

different physical phenomena involved will be given and finally from a sensitivity study we will find the most important parameters evolved in the natural fracture propagation during sedimentation.

## 2 Natural fracturing in sedimentary basins

Previous studies showed that the most important mechanisms involved in natural fracturing in sedimentary basin is the fluid overpressure [Luo and Vasseur, 2002, Secor, 1965, Secor, 1969, Berchenko and Detournay, 1997]. In a sedimentary basin, overpressures are generally due to mechanisms such as mechanical compaction, hydrocarbon maturation or mineralogical reaction that produce additional pore pressure. Therefore, to explain the formation of some rock joint under in-situ condition [Secor, 1965, Secor, 1969] introduced the concept of natural hydraulic fracturing. As discussed by Secor, fracture is initiated by a pore pressure in the rock, when this pressure is greater than the least principal compressive stress. Then, the fracture propagation consists of many small episodes, wherein the internal fluid pressure drop in each episode (eventually stops propagation when the pressure are below the one required for propagation), and by diffusing process lead to the another propagation episode. The limit of this model is that Secor neglected pore pressure evolution in the increasing of total stress across the fracture as discussed by [Fyfe et al., 1978, Gretener, 1981], and later many models have been developed. Hence [Engelder and Lacazette, 1990] proposed a model in which the driving stress for fracture initiation arises from the poroelastic behavior of the Devonian Ithaca siltstone and define some conditions likely to produce natural hydraulic fracturing. [Renshaw and Harvey, 1994] proposed a continuously propagating model by taking into account the diffusion process in the fracture.

In this paper, to study fracture initiation and propagation, a conceptual two layer model with different mechanical, hydraulic and poroelastic properties is set up. This model is constituted by a sealing formation over a highly permeable reservoir (Figure 1) and fracturing is described in an oedometric context. The oedometric context means that the vertical displacement of the basement and the horizontal displacement of the two lateral sides of this model are blocked. We assume that the vertical flow through the sealing formation does not drop significantly the amount of fluid in the reservoir. We impose a zero flux at the basement of the reservoir and the pressure at its top is considered like a reference pressure. In this framework the pressure evolution in the reservoir

does not depend on its thickness (finite or infinite). During sedimentation process, the materials brought by water, ice and wind accumulate into the basin to form a deposit [Lynton et al., 1987, Hantschel and Armin, 2009, Miall, 2000]. With time these sediments are turned into rock by diagenesis during burial. To describe the deposit of sediments it was imposed on the top of the model a vertical stress that evolves linearly with time, and a constant sedimentation rate is assumed. In this structure the contrast of mechanical and hydraulic properties between the sealing formation and the reservoir is likely to cause overpressure. The principle is that the low permeability of the seal prevents overpressure dissipation under rapid sedimentation. This phenomenon is commonly called compaction disequilibrium and is associated with potential fracturing (Bredehoeft and Hanshaw, 1968; Mouchet and Mitchell, 1989; Osborne and Swarbrick, 1997; X. Luo et al., 1998). Therefore, there is a permeability depending on sedimentation rate from which significant increase of pore pressure is possible in the basin. This increase of pore pressure by hydro mechanical coupling leads to an increase of horizontal total stress in the model and with a homogeneous medium does not allow to initiate fracture. With a perturbation of pore pressure from abnormal conditions such as diagenesis, the total stress  $\sigma$  is generally assumed to be constant. The increase of pore pressure, leads to a decrease of the effective horizontal stress, but the total horizontal stress increases simultaneously from poroelastic relation (equation 1):

$$\sigma_h = \sigma_v \frac{\nu}{1 - \nu} - bp \frac{1 - 2\nu}{1 - \nu} \quad (1)$$

where  $\sigma_h$ ,  $\sigma_v$ ,  $\nu$ ,  $b$  are respectively the horizontal total stress, the vertical total stress, the Poisson's coefficient and the Biot's coefficient in the porous media. So, in our model to initiate opened fracture during sedimentation the overpressure generated by the contrast of properties between the sealing formation and the reservoir and the deposit of sediments are accumulated from the reservoir into the interface between the two layers in a cohesive zone (Figure 2). The presence of this more permeable zone into the sealing formation creates a local disequilibrium and can induce the initiation of fracture under certain conditions that will be analyzed in the following.

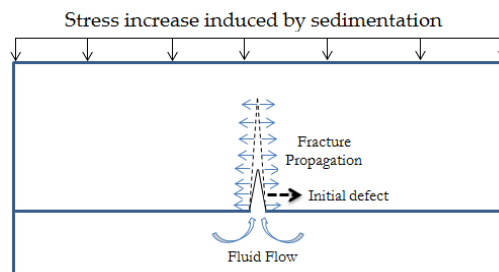


Figure 2: Mechanism to initiate fracture in the two-layer conceptual model

### 3 Governing equations

#### 3.1 Flow in porous media

In this section the main equations that govern the problem of sedimentation in a porous medium are recalled [Pouya, 2015a]. In the following we assume that the fluid is incompressible, the porous medium is isotropic the skeleton transformations are infinitesimal and the behavior of the porous material is poroelastic. We also assume that the fluid saturates the pores and the flow in the porous medium is governed by Darcy's law:

$$\underline{v} = -\frac{k}{\mu} \cdot (\nabla p - \rho_f g) \quad (2)$$

with  $\underline{v}$  the fluid velocity,  $p$  the pressure,  $\mu$  the dynamic viscosity of the fluid,  $k$  the permeability and  $\rho_f$  the fluid specific mass. Without source term the mass balance equation reads:

$$\text{div}(\rho_f \underline{v}) + \frac{\partial m_f}{\partial t} = 0 \quad (3)$$

where  $m_f$  is the fluid mass per unit volume. As discussed by [Coussy, 2004] and considering our previous assumptions the governing equation describing the skeleton deformation and the motion of fluid is given by:

$$\frac{1}{M} \frac{\partial p}{\partial t} = \text{div} \left( \frac{k}{\mu} \nabla p \right) - b \frac{\partial \epsilon_v}{\partial t} \quad (4)$$

where  $M$  and  $b$ ,  $\epsilon_v$  represents respectively the Biot's modulus, the Biot's coefficient and the volumetric strain given by the trace of the strain tensor.

#### 3.2 Flow in fracture

The flow in the fracture arise from fluid flow in rocks joint with a Poiseuille type law [Guéguen and Palciauskas, 1994, Pouya and Ghabezloo, 2010]. The flow  $q$  is related to the pressure gradient in the fracture surface:

$$q(s) = -C_f(s) \nabla_s p(s) \quad (5)$$

Where  $\nabla_s$  is the tangent gradient in the local tangent plane to the fracture and  $C_f$  is the conductivity in the fracture. The assumption of a laminar flow between two infinite and parallel planes leads to cubic law and fracture's conductivity is linked to the fracture's hydraulic aperture  $e_h$  by:

$$C_f = \frac{e_h^3}{12\mu} \quad (6)$$

The mass balance equation in the fracture with mass exchange between fracture and matrix constitutes the main equation for the flow problem in fracture. The mass balance in a portion of the fracture between the abscises  $s$  and  $s + ds$  (Figure 3) reads:

$$\text{div}(\rho_f q(s)) + \rho_f v(s) \cdot n(s) + \frac{\partial m_f^*}{\partial t} = 0 \quad (7)$$

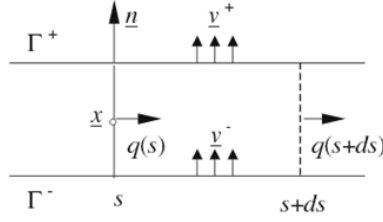


Figure 3: Masse exchange between fracture and matrix [Pouya and Ghabezloo, 2010]

where  $v$  can be discontinuous with the value  $v^+$ ,  $v^-$  on the two sides of the fracture. The operator  $\cdot$  represents a jump across the fracture.  $m_f^*$  is the fluid mass per unit volume in the fracture and the saturation into the fracture is taken equal to 1.

$$m_f^* = \rho_f e \quad (8)$$

where  $e$  is the fracture's aperture,  $\rho_f$  is the fluid specific mass and then by differentiation :

$$\frac{\partial m_f^*}{\partial t} = \rho_f \frac{\partial e}{\partial t} + e \frac{\partial \rho_f}{\partial t} = \rho_f \frac{\partial e}{\partial t} + e \frac{\rho_f}{K_f} \frac{\partial p}{\partial t} \quad (9)$$

where  $K_f$  is the fluid compressibility. By combining the equation (5, 9), and simplification the equation (7) leads to :

$$\text{div}(c_f \nabla_s p) = \frac{e}{K_f} \frac{\partial p}{\partial t} + v \cdot n + \frac{\partial e}{\partial t} \quad (10)$$

### 3.3 Hydro mechanical coupling

Hydromechanical coupling represents the interaction between mechanical and hydraulic processes [Neuzil, 2003, Rutqvist and Stephansson, 2003]. Total stress applied into the porous media is the sum of the load applied on skeleton and the load applied on fluid. Generally the total stress is given by:

$$\underline{\underline{\sigma}} = \underline{\underline{C}} : \underline{\underline{\epsilon}} - b p \underline{\underline{I}} \quad (11)$$

The sign convention of continuum mechanics is used, stress and strain are positive in tension.  $\underline{\underline{C}}$  represents the elasticity tensor, and  $b$  is the Biot's coefficient. In our model the transition from mechanical computation to hydraulic occurs when the variation of applied stress or fracture opening induces a significant pore volume change and thereby, potentially, a significant change in the pore pressure or in the fluid mass. The transition from hydraulic computation to mechanics occurs when the pressure or mass fluid variation into porous media is high enough to lead to a significant change in volume or in the opening of fractures. The coupling between mechanical and hydraulic problems is performed with a sequential solving of the two problems and iteration between them. The sequential solving used here, consists in solving the flow problem first through considering constant the total mean stress field. Once the flow problem is computed, the mechanical problem is solved and the volumetric strain term  $b \frac{\partial \epsilon_v}{\partial t}$  in the equation (4) is computed explicitly [Kim et al., 2010, Guy et al., 2012a]. this resolution show stability



for both elasticity and elastoplasticity and can be applied safely to poromechanical problem [Kim et al., 2010] such as to modeling the hydromechanical behavior of reservoir during production [Longuemare et al., 2002] or fracture propagation during sedimentation.

### 3.4 Description of cohesive zone model with damage

The numerical simulations are based on the cohesive zone model proposed by [Pouya, 2015b]. The particularity of this model is that it describes the evolution of fracture cohesion, tensile strength and elastic stiffness with damage under combined shear and normal stress loads. It is an extension of the model proposed by [Carol et al., 1997] and the elasticity-damage coupling is given by:

$$\underline{\sigma}_J = (1 - D) \underline{k} \underline{u} \quad (12)$$

where  $\underline{\sigma}_J$ ,  $D$ ,  $\underline{k}$ , are respectively the stress tensor in the joint, the damage variable in the fracture, and the joint stiffness tensor. The vector is the relative displacement, and represents the jump of discontinuity between the two side of the fracture. Experiments conducted on a large number of samples show that normal displacements under normal stress are nonlinear with a maximum closure which is interpreted as the physical thickness of joint [Bandis et al., 1983]. However [Bandis et al., 1983] formulation doesn't distinguish loading and unloading paths and doesn't include the progressive stiffness degradation due to opening of rock joints. Pouya and Bemani take into account the gradual rock joints stiffness degradation by a scalar variable  $D$  which affect stiffness due to rock joint and the loading paths. In this paper, we extend their model to porous context and under shear and normal stress this model leads to:

$$\tau = (1 - D) k_{tp} u_t^e + k_{tf} u_t^e = k_{tD} u_t^e \quad (13)$$

$$\sigma_n + bp = (1 - D) k_{np} u_n^e = k_{nD} u_n^e, \quad u_n^e \geq 0 \quad (14)$$

$$\sigma_n + bp = (1 - D) k_{np} u_n^e - \frac{k_{nf} (u_n^e)^2}{e_{max} + u_n^e} = k_{nD} u_n^e, \quad u_n^e < 0 \quad (15)$$

where  $\sigma_n$ ,  $\tau$ ,  $u_t^e$ ,  $u_n^e$  are respectively the normal and shear stress and the elastic relative tangential and normal displacement in the joint. The parameter  $k_{nD}$  and  $k_{tD}$  are the equivalent normal and shear stiffness to take into account the damage effect in the joint. The stiffness indexed by  $tp$  appears in shear load and the one indexed by  $np$  is in compression as well as in tensile stress and disappear at the ultimate damage state. Under compression an another term occurs and doesn't depend on the joint damage. This term has a hyperbolic shape and is a function of the maximum closure  $e_{max}$  of the joint and the stiffness indexed by  $nf$  represents rock joint stiffness during the closure stage [Pouya, 2015b]. The evolution of criterion of the damage  $D$  depends on the relative elastic displacement limit of the cohesive fracture  $u_0$ . Under a displacement  $u_0$  the damage  $D$  remains equal to zero and increases exponentially with the normal joint displacement  $u_n$ :

$$D = 1 - e^{-\frac{(u_n - u_0)}{\beta u_0}}, u_n \geq u_0 \quad (16)$$

where  $\beta$  characterizes material ductility and varies in  $[0, \infty[$ . High  $\beta$  represents a ductile material on the contrary  $\beta = 0$  represents a brittle material. The cohesive joint behavior

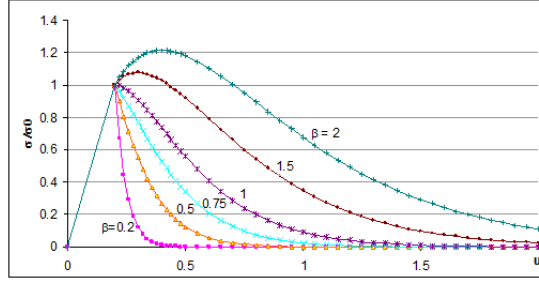


Figure 4: Normalized stress versus displacement in the cohesive zone model [Pouya, 2015b]

is plotted on Figure 4 for different values  $\beta$ . The failure criterion depends on damage and is defined as followed (Figure 5):

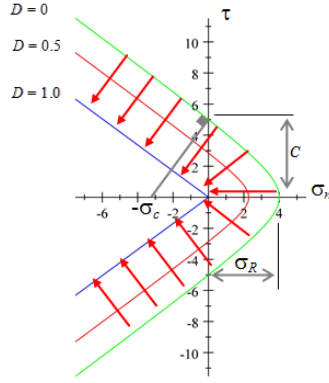


Figure 5: Evolution of the failure criterion from intact rock joint to the final damage rock joint [Pouya, 2015b]

$$F(\tau, \sigma_n, D) = \tau^2 - \sigma_n^2 \tan^2 \varphi + 2g(D) \sigma_c \sigma_n - g^2(D) C^2 \quad (17)$$

where  $C$  represents the cohesion on intact cohesive fracture,  $\tau$  and  $\sigma_n$  are the tangential and normal stresses and  $\varphi$  is the friction angle and :

$$\sigma_c = \frac{C^2 + \sigma_R^2 \tan^2 \varphi}{2 \sigma_R} \quad (18)$$

with  $\sigma_R$  the limit tensile strength of the intact joints. The function  $g(D)$  is obtained by using consistency condition and it is given by:

$$g(D) = (1 - D)(1 - \beta \ln(1 - D)) \quad (19)$$

for an intact rock  $D = 0$  and  $g(D) = 1$  and for completely damage fracture  $D = 1$  and  $g(D) = 0$ .

## 4 Fracture initiation condition

### 4.1 Conceptual model

The fracture initiation is studied analytically from a model equivalent to the basic model (Figure 1). Given that the study is focused on the initiation of opened fracture under rapid sedimentation on the sealing formation, only this layer is modeled in the following. In fact, the pore pressure evolution considered for the reservoir is applied as a boundary condition at the basement of the seal. Considering that the permeability of the sealing

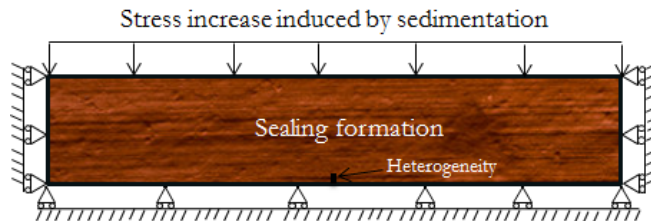


Figure 6: Conceptual model for fracture initiation study and mechanical boundary conditions; the pressure evolution in the reservoir of the basic model is imposed as a boundary condition at the basement of this model

formation is very smaller than the permeability of the reservoir, we can assume that, at the considered time scale, the flow from reservoir to the sealing formation is low enough to represent a neglectable part of the amount of fluid in the reservoir. The reservoir evolution can thus be considered to an undrained deformation. In this case, as discussed by [Coussy, 2004] (section 4.3.2), the fluid mass changes leads to:

$$\frac{dm_f}{\rho_f} = bd\epsilon_v + \frac{dp}{M} \quad (20)$$

with the undrained behavior of the reservoir, the fluid mass changes are prevented ( $dm_f = 0$ ) and the equation 20 becomes:

$$dp = -bM d\epsilon_v. \quad (21)$$

From equation (11), and the hypothesis of a linear isotropic poroelastic skeleton the total stress in the reservoir is given by Hooke's law:

$$\sigma_{ij} = \left( K_r - \frac{2}{3}G_r \right) \epsilon_{kk} \delta_{ij} + 2G_r \epsilon_{ij} - bp \delta_{ij} \quad (22)$$

where  $K_r$  is the bulk modulus of the reservoir and  $G_r$  its shear moduli. With the oedometric boundary condition and equation 22, the volumetric strain variation leads to:

$$d\epsilon_v = \frac{d\sigma_v}{\frac{3(1-\nu_r)K_r}{(1+\nu_r)}} + \frac{bdp}{\frac{3(1-\nu_r)K_r}{(1+\nu_r)}} \quad (23)$$

and the equation 20 becomes:

$$dp = \frac{-bd\sigma_v}{\frac{3(1-\nu_r)K_r}{M(1+\nu_r)} + b^2}. \quad (24)$$

Given that  $\sigma_v$  the vertical applied loading is a linear function of time, the pressure evolution in the reservoir is also a linear function of time and by integration the equation 24 becomes:

$$p(t) = \frac{-b}{\frac{3(1-\nu_r)K_r}{M(1+\nu_r)} + b^2} \sigma_v. \quad (25)$$

The equation 25 gives the pressure evolution in the reservoir that will be imposed as boundary condition at the basement of the seal formation. The fracture initiation condition will be based on the analytical solution of pore pressure and stress evolution in space and in time in a homogeneous porous medium with same boundary conditions that the equivalent conceptual model (Figure 6). The principle is to analyze local hydro-mechanical condition of non-equilibrium due to the presence of a defect, likely to gather favorable condition to initiate fracture from the failure criterion.

## 4.2 Closed form solution

The diffusion problem in the homogeneous porous medium to solve is presented in the Figure 8 below. The diffusion problem in the homogeneous porous medium to solve is pre-

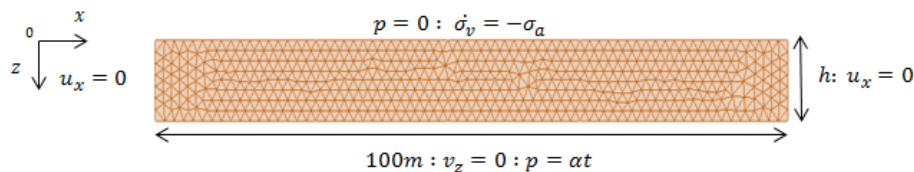


Figure 7: Homogeneous model and boundary condition,  $\alpha = \frac{b}{\frac{3(1-\nu_r)K_r}{M(1+\nu_r)} + b^2} \sigma_a$

sented in the Figure 8 below. In this problem, there are two time dependent mechanisms involved. First, the deposit of sediment during sedimentation process taken into account with a constant sedimentation rate  $\dot{\sigma}_v = -\sigma_a$  and second the pore pressure evolution in the reservoir depending on this loading during time is given by equation 25. To solve this problem given that a poroelastic behavior of the model a superposition principle of the two mechanisms is applied. The problem is divided into two sub-problems complying with hydraulic and mechanical boundary conditions and equilibrium conditions. The first sub-problem consists in a consolidation case with a source term (Figure 8 (b)) and, unlike the equivalent basic model, a zero pressure is imposed at its basement. In the second sub-problem a zero sedimentation rate is assumed and a pressure that evolves with time is imposed at the basement (Figure 8 (c)).

The sub-problem 1 is equivalent to a problem of a slab with heat produced within it as discussed by [Carslaw and Jaeger, 1959]. In the sub-problem 1 the governing equation describing the skeleton deformation and the fluid flow results from equation 4 and leads to:

$$\left( \frac{1}{M} + \frac{(1+\nu)b^2}{3(1-\nu)K_s} \right) \frac{\partial p_1(z, t)}{\partial t} - \frac{(1+\nu)b}{3(1-\nu)K_s} \sigma_a = \frac{k}{\mu} \frac{\partial^2 p_1(z, t)}{\partial z^2}. \quad (26)$$

From equation 26, boundary conditions and initial conditions  $t = 0$ ,  $p(z, 0) = 0$ , the

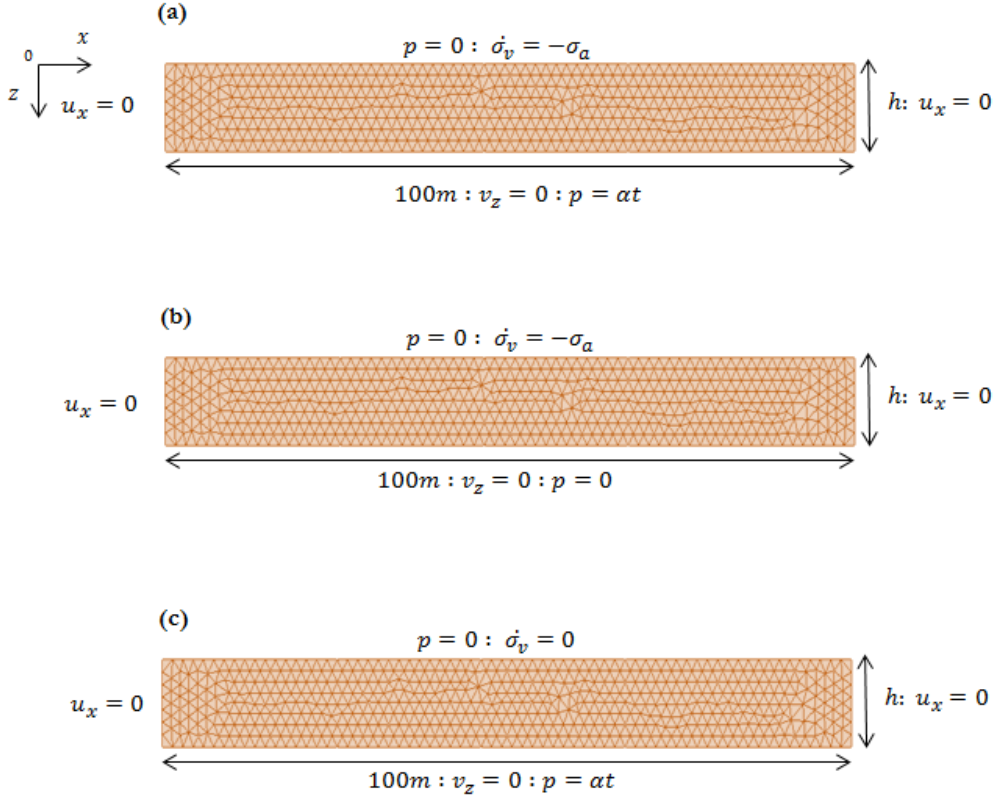


Figure 8: (a) Homogeneous model and boundary condition,  $\alpha = \frac{b}{\frac{3(1-\nu_r)K_r}{M(1+\nu_r)} + b^2} \sigma_a$ , (b) and (c) geometry and boundary conditions of respectively sub-problem 1 and 2

pressure evolution of the sub-problem over time and in space is given by:

$$p_1(z, t) = \frac{-\mu(1+\nu)b}{6k(1-\nu)K_s} \sigma_a (z^2 - zh) - \frac{4\mu b(1+\nu)b\sigma_a h^2}{3k(1-\nu)K_s} \times \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\pi^3(2n+1)^3} \sin\left(\frac{(2n+1)\pi z}{h}\right) e^{-\left(\frac{(2n+1)^2 \pi^2}{h^2} \tau_s t\right)} \quad (27)$$

where  $\tau_s = \frac{k}{\mu\left(\frac{1}{M} + \frac{3(1+\nu)b^2}{(1-\nu)K_s}\right)}$  represents the fluid diffusivity coefficient in the sealing formation as discussed by [Coussy, 2004],  $K_s$  the seal bulk modulus,  $M$  the Biot's modulus, and  $k$  the permeability.

The pressure evolution over time and in space of the sub-problem 2 is given by equation 28 below:

$$\frac{\partial p(z, t)}{\partial t} = \tau_s \frac{\partial^2 p(z, t)}{\partial z^2}. \quad (28)$$

To solve equation this equation with boundary conditions changing with time, let us introduce the auxiliary function  $p_{\infty}(z, t)$  given by:

$$p_{\infty}(z, t) = \frac{\alpha}{6\tau_s h} (z^3 - zh^2) + \frac{\alpha t}{h} z \quad (29)$$

This function satisfies the same equation (28) and has the following limit property:

$$\lim_{t \rightarrow +\infty} \frac{\partial p_\infty(z, t)}{\partial t} = \frac{\alpha z}{h} \quad (30)$$

If we introduced the new unknown  $\theta(z, t)$  defined by:

$$\theta(z, t) = p(z, t) - p_\infty(z, t) \quad (31)$$

then,  $\theta(z, t)$  satisfies:

$$\frac{\partial \theta(z, t)}{\partial t} = \tau_s \frac{\partial^2 \theta(z, t)}{\partial z^2} \quad (32)$$

with the boundary conditions:

$$\begin{cases} z = 0, & \theta(0, t) = 0 \\ z = h, & \theta(h, t) = 0 \\ t = 0, & \theta(z, t) = -p_\infty(z, 0) \end{cases} \quad (33)$$

A general form of the function  $\theta(z, t)$  is obtained as an infinite sum of function:

$$\begin{aligned} \theta(z, t) &= \sum_{n=0}^{\infty} A_n \sin\left(\frac{n\pi}{h}z\right) e^{-\left(\frac{n^2\pi^2}{h^2}\tau_s t\right)}, \\ A_n &= \frac{2}{h} \int_0^h -p_\infty(z, t) \sin\left(\frac{n\pi}{h}z\right) dz. \end{aligned} \quad (34)$$

Integrating  $A_n$ , leads to:

$$\theta(z, t) = \frac{-2\alpha h^2}{\tau_s} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{\pi n} \left( \frac{1}{\pi^2 n^2} - \frac{\tau_s t}{h^2} \right) \sin\left(\frac{n\pi}{h}z\right) e^{-\left(\frac{n^2\pi^2}{h^2}\tau_s t\right)}. \quad (35)$$

From equation 31 the pressure evolution evolution of the sub-problem 2 over time and in the space reads:

$$p_2(z, t) = \frac{\alpha}{6\tau_s h} (z^3 - zh^2) + \frac{\alpha t}{h} z - \frac{2\alpha h^2}{\tau_s} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{\pi n} \left( \frac{1}{\pi^2 n^2} - \frac{\tau_s t}{h^2} \right) \sin\left(\frac{n\pi}{h}z\right) e^{-\left(\frac{n^2\pi^2}{h^2}\tau_s t\right)} \quad (36)$$

With the superposition principle, the horizontal stress evolution over time and space is given by equation 1 and the pressure evolution over time and space in the homogeneous model is the sum of the pressure evolution of each sub-problem (equation 27, 36):

$$\begin{aligned} p(z, t) &= \frac{\alpha}{6\tau_s h} (z^3 - zh^2) + \frac{\alpha t}{h} z - \frac{2\alpha h^2}{\tau_s} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{\pi n} \left( \frac{1}{\pi^2 n^2} - \frac{\tau_s t}{h^2} \right) \sin\left(\frac{n\pi}{h}z\right) e^{-\left(\frac{n^2\pi^2}{h^2}\tau_s t\right)} - \\ &\frac{\mu(1+\nu)b}{6k(1-\nu)K_s} \sigma_a (z^2 - zh) - \frac{4\mu b(1+\nu)b\sigma_a h^2}{3k(1-\nu)K_s} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\pi^3 (2n+1)^3} \sin\left(\frac{(2n+1)\pi z}{h}\right) e^{-\left(\frac{(2n+1)^2\pi^2}{h^2}\tau_s t\right)}. \end{aligned} \quad (37)$$

### 4.3 Analysis of fracture initiation

The analysis of fracture initiation will be based on the analytical pressure evolution over time and space described above. To initiate fracture, an initial hydraulic defect is introduced in the model (Figure 6). This defect is a cohesive zone wherein the permeability is greater than the permeability of the surrounding media. According to our failure criterion (equation 17), for a mode I propagation ( $\tau = 0$ ), the fracture initiates when the normal effective stress in the cohesive zone reaches  $\sigma_R$ . In the basin context and for a vertical opening fracture, the fracture onset corresponds to:

$$\sigma_h + b_f p_p = \sigma_R \quad (38)$$

where  $\sigma_h$  is the horizontal total stress,  $b_f$  the Biot's coefficient of the cohesive joint equal to the unity in this study,  $\sigma_R$  the limit tensile strength of the porous medium and  $p_p$  the pore pressure. We recover by this way the failure criterion established in previous studies [Sibson, 2003, Cosgrove, 2001, Rozhko et al., 2007]. To characterize fracture initiation condition in the porous media a sensitivity study is done in the following (Figure 9). The aim is to analyze the influence of the main parameters involved in fracturing process under sedimentation. During sedimentation, many flaws of centimeter to metric length can be incrustated at the interface between the sealing formation and the reservoir that locally enhance the conductivity of the rock. As seen in figure 9(a), (b), the normal effective stress in this defect can reach a maximum tensile stress after a certain period of time and then decrease to become compressive. Results plotted in figure 9 (a), (b) arose from the evolution of normal effective stress at the tip of a hydraulic defect of 0.2 m and 0.02 m for several sedimentation rate (9 (a)) and for several intrinsic permeability (9 (b)). these figures show that the maximum tensile stress depends on the sedimentation rate and the permeability of the sealing formation. As an example, according to our results for a relatively rapid sedimentation rate 200 m/Myrs and an intrinsic permeability  $k$  from  $10^{-17} m^2$  to  $10^{-22} m^2$ , fracture can be initiated with an initial hydraulic defect of 0.02 m with a tensile strength  $\sigma_R$ , which is very close to zero for the case of  $10^{-17} m^2$  and lower than 3 MPa for the case of  $10^{-22} m^2$  (figure 9 (a), (b)). In figure 9 (c), we plot the evolution of hydraulic defect length for several sedimentation rate with the parameter  $\kappa$ . In fact the parameter  $\kappa$  represents the ratio of the increasing rate of pressure in the reservoir to the increasing rate of stress due to sedimentation. The curves in figure 9 (c) are obtained with a tensile strength of the medium  $\sigma_R = 200 KPa$ . In this figure, The more  $\kappa$  is small, the more the hydraulic heterogeneity required to initiate fracture is high. On the contrary when  $\kappa$  is close to the unity, fractures can initiate with small heterogeneity even though there is a low sedimentation rate (figure 9 (c)) for intrinsic permeability lower than  $10^{-20} m^2$  with a tensile strength  $\sigma_R = 200 KPa$ . Thus, to study the influence of permeability and defect's length on fracture onset, in figure 9 (d) we plot for a given hydraulic heterogeneity, the critical sedimentation rate to initiate fracture in the medium versus the ratio of intrinsic permeability to the square of the defect length with a tensile strength of  $\sigma_R = 200 KPa$ . As seen in this figure all curves of evolution of critical sedimentation rate almost collapse into the same curve. It gives ranges of sufficient sedimentation rates to initiate fractures knowing the length of heterogeneity in the past in the porous medium. It also shows that this critical deposition rate does not depend much on the defect's length but on the parameter  $k/L_h^2$ . Therefore, a defect of centimeter range which may be frequent in the porous formations, require a very low permeability

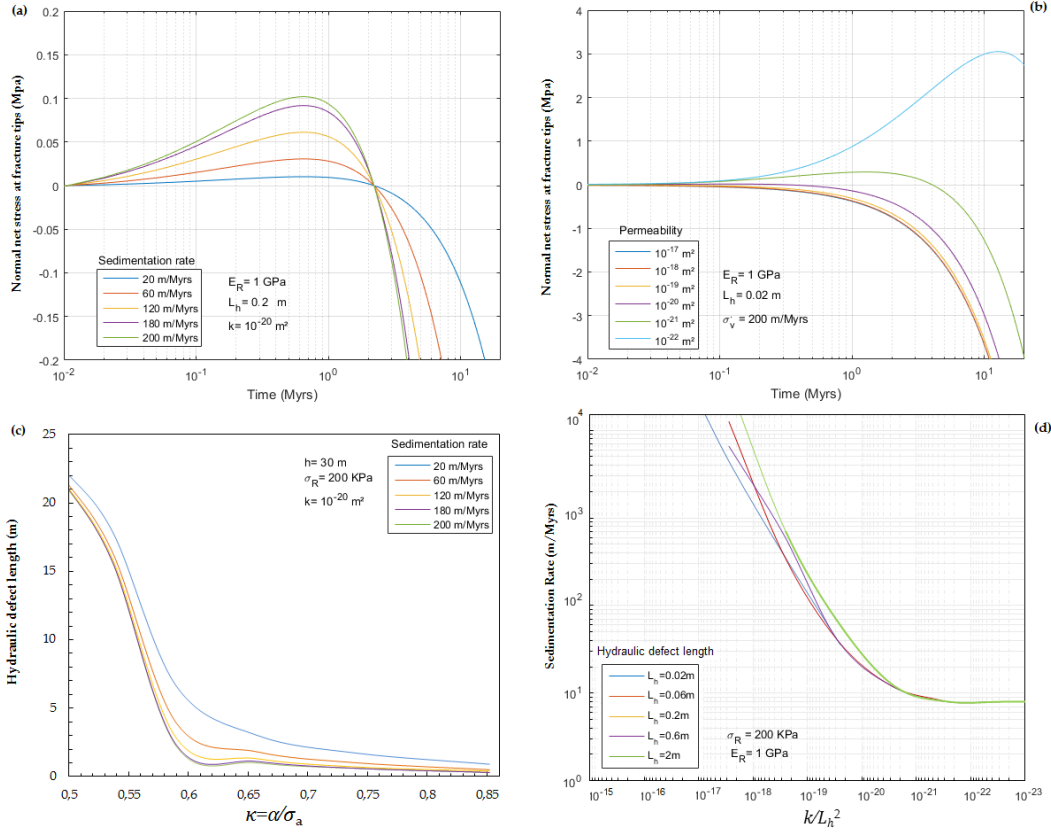


Figure 9: Evolution of normal net stress at fracture tips versus time for several sedimentation rates (a) and several intrinsic permeability (b), (c) evolution of hydraulic defect versus the ratio between the increasing rate of pressure in the reservoir and the increasing rate of stress due to sedimentation, (d) evolution of sedimentation rate versus ratio of intrinsic permeability to defect's length for several hydraulic defect

to initiate and then propagate. From this sensitivity study we have found two important dimensionless parameters  $\kappa$  and  $k/L_h^2$ , involved in fracture initiation under sedimentation. All of this analysis has been made with a ratio of Young's modulus of the seal to the Young's modulus of the reservoir equal to 3 because the length of the heterogeneity does not vary significantly when this ratio is greater than unity for a fixed  $\kappa$  (see figure 10,  $\kappa = 0.85$ ). Results of this sensitivity study will be used in the following for the numerical modeling.

## 5 Modeling of fracture propagation

### 5.1 Numerical modeling

In this section the numerical modeling of the equivalent two-layer model is presented (Figure 11).

The seal formation has a height of 30 m and the model extends over a length of 100 m. A predetermined cohesive zone is introduced in this formation over its entire height and the potential fracture is assumed to be vertical; it can be considered as a relevant hy-



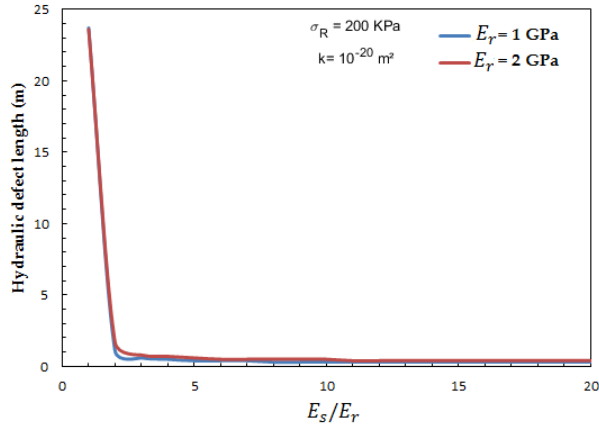


Figure 10: Evolution of hydraulic defect length versus the ratio of Young's modulus of the seal formation and the reservoir

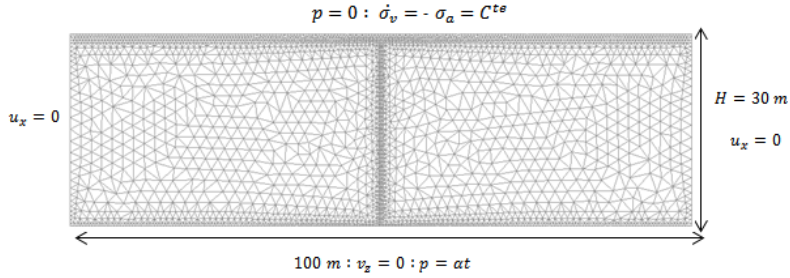


Figure 11: FEM numerical simulation model with single fracture

pothesis as an example in a situation of low horizontal total stress to vertical stress ratio [Guy et al., 2010, Guy et al., 2012b]. Fracture in the seal is divided into two parts. The first part consists in the hydraulic defect. It is around  $0.6 \text{ m}$  length and is very permeable with a parameter  $\lambda = C_t/2kL \geq 100$  ( $C_t$ ,  $k$ ,  $L$  respectively are the fracture's conductivity, matrix permeability and fracture's length). As discussed by [Pouya, 2015a], pressure is constant along the fracture with  $\lambda$  greater than 100 and in our case this pressure is equal to the pressure in the reservoir. In the second part of the fracture, the parameter  $\lambda$  is closed to zero which means that the fracture is inexistent for a hydraulic computation. For the mechanical problem the node on the cohesive joint is splitted to allow displacement discontinuities across fracture while for the hydraulic problem it is not necessary because the pressure in our case is the same on the two sides of the fracture. On each side of the fracture, the displacement and the pressure of node are the same that in the matrix. The continuity of the pressure at matrix/fracture interface with the equation (10) ensure the mass balance equation as explained by [Pouya, 2012]. To account for continuous degradation of fracture mechanical properties and its impact on hydraulic computation, it assumes that hydraulic opening is connected to mechanical opening given by equation (14), by the scalar  $D$  that represents fracture damage. Mechanics and hydraulic parameters are chosen such that the initial fracture has no mechanical influence on numerical simulation until its initiation. It also assumes an initial hydraulic opening  $e_{h0}$ , associated with the conductivity  $C_{t0}$  close to zero and an initial storage coefficient of fracture  $S_{f0}$ .

During the numerical simulation we define the hydraulic opening  $e_h$  for a given normal stress in the cohesive zone by :

$$e_h = e_{h0} + \langle u_n^e |_D - u_n^e |_{D=0} \rangle \quad (39)$$

where in this expression, for example  $\langle x \rangle$  represents the positive part of  $x$ , i.e  $\langle x \rangle = \frac{x+|x|}{2}$ . Let  $e_m = u_n^e$  be the mechanical opening of the cohesive zone. From equation 14, the equation 39 becomes:

$$e_h = e_{h0} + \langle e_m - (1 - D) e_m \rangle = e_{h0} + D \langle e_m \rangle \quad (40)$$

with the hydraulic opening  $e_h$ , the fracture's conductivity during the simulation is given by the cubic law:

$$\begin{cases} C_t = C_{t0} \times \left( \frac{e_h}{e_{h0}} \right)^3 \\ S_f = S_{f0} \times \left( \frac{e_h}{e_{h0}} \right) \end{cases} \quad (41)$$

where  $C_t$ ,  $S_f$  are respectively the conductivity of the fracture and its storage coefficient. Under these formulations fracture propagates by continuous fracture damage and the failure and damage criterion control the fracture propagation.

## 5.2 Simulation results

The parameters shown in Table 1 are used for numerical fracture initiation and propagation modeling ( $\kappa = 0.85$  and  $\frac{E_s}{E_r} = 3$ ). These parameters are realistic comparing of data of poroelastic constant for water saturated rocks [Detourney et al., 1987, Atkinson and Meredith, 1987, Touloukian et al., 1989].

Table 1: Input data for simulation

Property	Seal Formation	Reservoir
Permeability (matrix)	$10^{-20} m^2$	$10^{-12} m^2$
Young Modulus (matrix)	3 GPa	1 GPa
Poisson ration	0.23	0.2
Biot coefficient	1	1
Overburden	200 m/Myrs	

Analysis of FEM results show that fracture initiate when the cohesive joint begins to damage about 0.6 *Myrs* after load application and its normal effective stress reaches the limit tensile strength of the seal formation  $\sigma_R = 0.2 MPa$  (see Figure 12, Figure 13). The Figure 13 shows a good agreement between the previous initiation study and the numerical result and also the constitutive law of the cohesive joint. Indeed, after damage, when the scalar  $D$  is closed to the unity the normal stress stay, close to zero. Fracture propagation is related to damage evolution and to the cohesive joint opening. After initiation, the fracture propagates with a staggered evolution. The stress at the fracture tips must first reach the failure criterion and then cause a damage increase in the cohesive joint in order to make it propagate. Each joint element has a length of about 0.1 *m*.

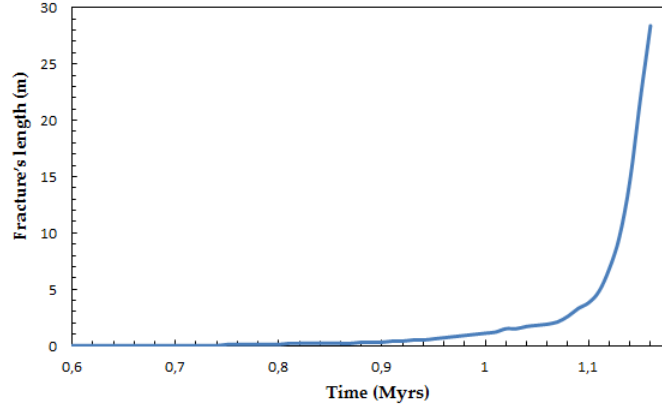


Figure 12: Fracture's length evolution versus time

The first joint damages at about 0.6 *Myrs* after load application that corresponds the fast sedimentation process and then propagates up to its entire length in approximately 0.58 *Myrs*. The damage law is given by equation 16 when the opening exceeds the value  $u_0$ . In our numerical simulation  $\beta = 1$  corresponds to a low ductility material. After 1.11 *Myrs* the fracture length is only about 5 *m* and from this time it propagates quickly and extends in less than 0.1 *Myrs* throughout all the model's height. The fracture

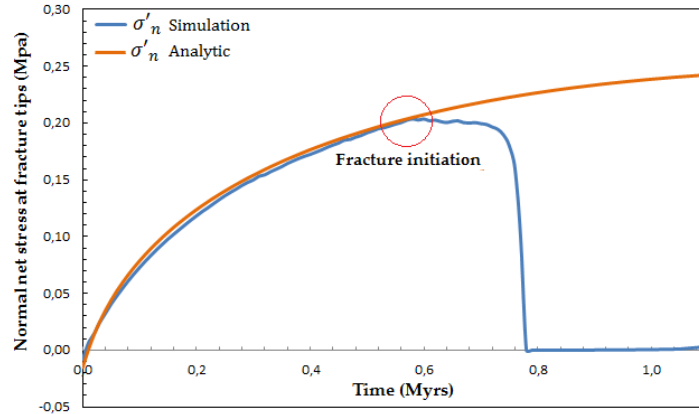


Figure 13: Analytical and numerical evolution of the normal stress at the hydraulic defect tips

propagation during the simulation is plotted in Figure 14. The flow is initially focused on the permeable part of the joint corresponding to the lowest 0.6 *m* and then propagates when the criterion failure is reached. After initiation, the fracture propagation depends on the competition between the fluid dissipation and the loading speed. Simulation with the same parameters but different loading speed has shown that in some cases fracture can initiate but not propagate as seen in Figure 15. The blue, and red curves represent the evolution of fracture length and the normal stress at the fracture tip respectively under a sedimentation rate of 200 *m/Myrs*, and 160 *m/Myrs*.

The analysis of Figure 15 shows the impact of sedimentation rate on fracture propagation. Indeed, the higher is the sedimentation rate, the higher is the probability to have fracturing in low permeability layers. In some cases, as the one associated with the red curve, fracture

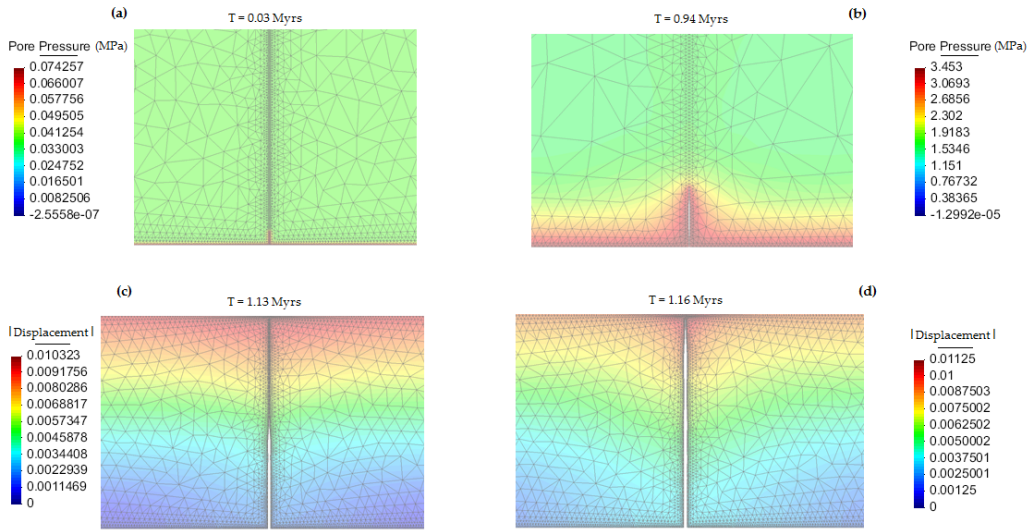


Figure 14: Simulation results of fracture propagation and pressure evolution (a,b) and the norm of the displacement (c,d)

can initiate at the interface between the two layers without propagating significantly.

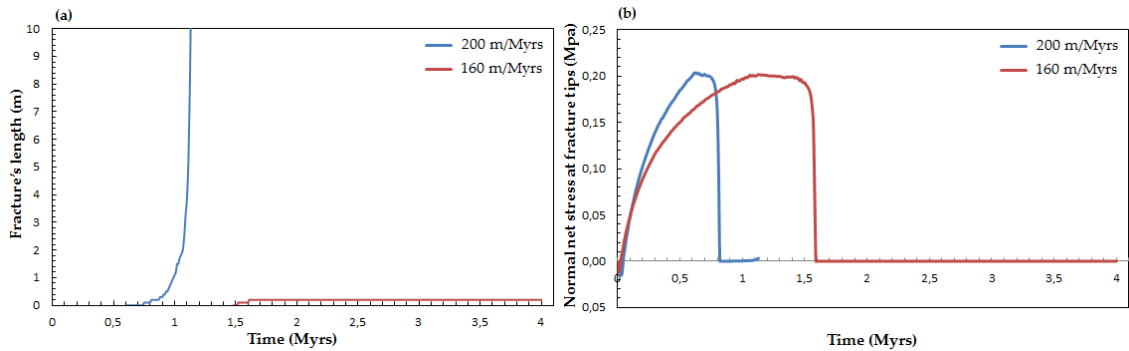


Figure 15: Evolution of the fracture and stress at fracture tips for 200 m/Myrs and 160 m/Myrs

## 6 Discussion and Conclusion

In this study, fracture propagation under rapid sedimentation has been analyzed. The time duration considered for simulation is smaller than the characteristic diffusion time in the seal and the hydraulic defect. To study fracturing process from initiation until the propagation in the seal, a model with a predetermined fracture propagation path has been set. [Renshaw and Harvey, 1994] pointed out that natural fracturing takes place from initial defects in the material and hence from its heterogeneity. Moreover, to describe initiation of fracture in different contexts many authors [Weibull, 1939, Hild, 2001, Turcotte and Glasscoe, 2004] consider a method based on the relation between heterogeneity of the media and the failure probability. The idea of this approach is to describe the heterogeneity of the media by a distribution of load level generating fractures. Based

on these ideas we have studied fracture initiation by introducing a heterogeneity called hydraulic defect. Initiation analysis consisted in an evaluation of the impact of the heterogeneity on pressure field and on effective stress. This study has been a criterion to define heterogeneity's length required to initiate fracture propagation, for given hydraulic and mechanical properties of the seal and the reservoir. The hydraulic defect was taken into account by assuming a cohesive zone near the interface between the seal and the reservoir layers (very small compared to the height of the model). This zone is more permeable than the seal with properties corresponding to a compacted clay sediment. To characterize fracture initiation and to evaluate the influence of Young's modulus of the reservoir, the seal's permeability, and the ratio between the increasing rate of pressure in the reservoir and the increasing rate of stress due to sedimentation, a parametric study was performed based on an original analytical solution (equation 37). Whereas numerical simulation is used to describe the propagation, this analytical solution allows to study fracture initiation in single phase fluid flow. For the case of an unsaturated fracture a two-phase flow in cracks or fractures a generalized effective stress could be used [Rozhko, 2016]. Our analytical solution helps to identify the most important variables affecting fracture propagation during sedimentation and to better understand the conditions of natural fracturing process. Thereby with our analysis we have shown that the critical length of heterogeneity necessary for triggering fracture propagation depends on the ratio between the increasing rate of pressure in the reservoir and the increasing rate of stress due to sedimentation, but also on the permeability of the medium and the ratio between the Young's modulus of the seal formation and the reservoir. Indeed, when the seal formation is stiffer than the reservoir, parameters involved to initiate fracture are  $\kappa$  (which represents the ratio between the increasing rate of pressure in the reservoir and the increasing rate of stress due to sedimentation) and the permeability. By contrast, when the reservoir is stiffer than the seal, the overpressure in the reservoir is not enough to lead natural hydraulic fracturing with flaws of about centimeter to meter range without other contributions such as tectonics or erosion. Our numerical and initiation study are in conformity with the observations of [Engelder and Lacazette, 1990] in the Devonian Ithaca siltstone near Watkins Glen, New York. By using fracture mechanic [Engelder and Lacazette, 1990] show that fracture is initiated when pore pressure are around 85% of the overburden stress and at flaw locations of about 1 – 3 *cm* diameters (such as fossils, concretions or flute casts). By analogy, we have shown that the higher is  $\kappa$  (which represents the ratio between the increasing rate of pressure in the reservoir and the increasing rate of stress due to sedimentation), the higher is the possibility to gather favorable conditions to initiate fracture at the interface between the two layers. For example, with a  $\kappa = 0.85$ , according to our study a fracture can initiate with a small heterogeneity around 2 *cm* with a relatively rapid sedimentation rate 200 *m/Myrs* and intrinsic permeability from  $10^{-19} \text{ m}^2$  to  $10^{-22} \text{ m}^2$ . We have also found that the critical sedimentation rate to fracture onset does not depend only on the defect's length but more on the parameter  $k/L_h^2$ . Finally, the fracturing criterion presented in this paper can be considered to model natural hydraulic fracturing under rapid sedimentation in a realistic context.

This work was funded by an IFP Energies Nouvelles research program. I would like to thank the anonymous reviewers for their interesting comments that improve the quality of this work. The data for this paper are available by contacting the corresponding author at zady.ouraga@ifpen.fr.

## References

- [Atkinson and Meredith, 1987] Atkinson, B. K. and Meredith, P. G. (1987). Experimental fracture mechanics data for rocks and mineral. *Fracture Mechanics of Rock*, San Diego, Calif:477–525.
- [Audet and McConnell, 1992] Audet, D. and McConnell, J. (1992). Forward model of porosity and pore pressure evolution in sedimentary basins. *Basin research*, 4, No 2:147–162.
- [Bandis et al., 1983] Bandis, S., Lumsden, A., and Barton, N. (1983). Fundamentals of rocks joint deformation. *International Journal of Rock mining science and Geomechanic*, 4, No 6:249–268.
- [Berchenko and Detournay, 1997] Berchenko, I. and Detournay, E. Chandler, N. (1997). Propagation of natural hydraulic fractures. *International Journal of Rock mechanic and Mining*, 34, No 3-4:Paper No. 063.
- [Biot, 1941] Biot, M. (1941). General theory of three-dimensional consolidation. *Journal of Applied Physics*, 12:155–164.
- [Carol et al., 1997] Carol, I., Prat, P., and C.M, L. (1997). Normal/shear cracking model: application to discrete crack analysis. *Journal of Engineering Mechanics*, 123(8):765–773.
- [Carslaw and Jaeger, 1959] Carslaw, H. and Jaeger, J. (1959). *Conduction of heat in solids*. Oxford at the Clarendon Press.
- [Cosgrove, 2001] Cosgrove, J. a. (2001). Hydraulic fracturing during the formation and deformation of a basin : a factor in the dewatering of low-permeability sediments. *AAPG Bulletin*, 85(4):737–748.
- [Coussy, 2004] Coussy, O. (2004). *Poromechanics*. John Wiley & Son Ltd.
- [David and Andrew, 1990] David, M. M. and Andrew, S. (1990). Prediction of pore pressures in sedimentary basins. *Marine and Petroleum Geology*, 7:55–65.
- [Detourney et al., 1987] Detourney, E. J., Roegiers, J., and Cheng, A. D. (1987). Some new examples of poroelastic effects in rock mechanics. In *Proceedings of the 28th U.S. Symposium of Rock Mechanics*. University of Nevada Press, Reno, Nevada, pp575-584.
- [Engelder and Lacazette, 1990] Engelder, T. and Lacazette, A. (1990). *Natural hydraulic fracturing*. Rock Joints.
- [Fyfe et al., 1978] Fyfe, W., Price, N., and Thompson, A. (1978). *Fluids in the Earth's Crust*. Elsevier.
- [Gretener, 1981] Gretener, P. (1981). *Pore pressure : Fundamentals, general ramifications and implications for structural geology*. American Association of Petroleum Geologist Educational Course Note Serie No 4.

- [Guéguen and Palciauskas, 1994] Guéguen, Y. guen, Y. and Palciauskas, V. (1994). *Introduction to Physics of Rocks*. Princeton University Press.
- [Guy et al., 2012a] Guy, N., Enchery, G., and G, R. (2012a). Numerical modeling of thermal eor: comprehensive coupling of an amr-based model of thermal fluid flow and gepmechanics. *Oil*, 67(6):1019–1027.
- [Guy et al., 2012b] Guy, N., Enchery, G., and G, R. (2012b). Numerical modeling of thermal eor: comprehensive coupling of an amr-based model of thermal fluid flow and gepmechanics. *Oil*, 67(6):1019–1027.
- [Guy et al., 2010] Guy, N., Seyedi, D., and Hild, F. (2010). Hydro-mechanical model of geological co2 storage and the study of possible caprock fracture mechanisms. *Georisk*, 4(3):110–117.
- [Hantschel and Armin, 2009] Hantschel, T. and Armin, I. K. (2009). *Fundamentals of Basin and Petroleum System Modeling*. Springer.
- [Hild, 2001] Hild, F. (2001). *Probabilistic approach to fracture: the Weibull model*. In Handbook of materials behavior models.
- [Kim et al., 2010] Kim, J., Tchelepi, H., and Juanes, R. (2010). Stability accuracy and efficiency of sequential methods for coupled flow and geomechanics. In *SPE Reservoir simulation symposium. The Woodlands, Texas*.
- [Longuemare et al., 2002] Longuemare, P., Mainguy, M., Lemonnier, P., Onaisi, A., Gerard, C., and Koutsabeloulis, N. (2002). Geomechanics in reservoir simulation: Overview of coupling methods and field case study. *Oil & Gas Science and Technology - Rev. IFP*, 57:471–483.
- [Luo and Vasseur, 2002] Luo, X. and Vasseur, G. (2002). Natural hydraulic cracking: Numerical model and sensitivity study. *Earth and Planetary Science Letters*, 201:431–446.
- [Lynton et al., 1987] Lynton, S., Milliken, K. L., and Earle, F. M. (1987). Diagenetic evolution of cenozoid sandstones gulf of mexico sedimentary basin. *Sedimentary geology*, 50:195–225.
- [Miall, 2000] Miall, A. (2000). *Principles of Sedimentary Basin Analysis*. Springer.
- [Mourgues et al., 2011] Mourgues, R., Gressier, J., Bodet, L., Bureau, D., and Gay, A. (2011). Basin scale versus localized pore pressure/stress coupling -implications for trap integrity evaluation. *Marine and Petroleum Geology*, 28:1111–1121.
- [Neuzil, 2003] Neuzil, C. (2003). Hydromechanical coupling in geologic process. *Hydrogeology Journal*, 11:41–83.
- [Pouya, 2012] Pouya, A. (2012). Three-dimensional flow in fractured porous media: A potential solution based on singular integral equations. *Advances in Water Ressources*, 35:30–40.

- [Pouya, 2015a] Pouya, A. (2015a). A finite element method for modeling coupled flow and deformation in porous fractured media. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanic*, 39:1836–1852.
- [Pouya, 2015b] Pouya, A. (2015b). A finite element method for modeling coupled flow and deformation in porous fractured media. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanic*, 39:1836–1852.
- [Pouya and Ghabezloo, 2010] Pouya, A. and Ghabezloo, S. (2010). Flow around a crack in a porous matrix and related problems. *Transport in Porous Media*, 84:511–532.
- [Renshaw and Harvey, 1994] Renshaw, C. and Harvey, C. (1994). Propagation velocity of a natural hydraulic in a poroelastic medium. *Journal of Geophysical Research*, 99, No B11:21,667–21,677.
- [Roberts and Num, 1995] Roberts, S. and Num, J. (1995). Episodic fluid expulsion from geopressured sediments. *Marine and Petroleum Geology*, 12:195–204.
- [Rozhko, 2016] Rozhko, A. (2016). Two-phase fluid -flow in a dilatant crack-line pathway. *Journal of Petroleum Science & Engineering*, 146:1158–1172.
- [Rozhko et al., 2007] Rozhko, A., Podladchikov, Y., and Renard, F. (2007). Failure patterns caused by localized rise in pore-fluid overpressure and effective strength of rocks. *Geophysical Research Letters*, 34:L22304.
- [Rutqvist and Stephansson, 2003] Rutqvist, J. and Stephansson, O. (2003). The role of hydromechanical coupling in fractured rock engineering. *Hydrogeology Journal*, 11:7–40.
- [Schneider et al., 1999] Schneider, F., Bouteica, M., and Sarda, J. (1999). Hydraulic fracturing at sedimentary basin scale. *Oil & Gas Science and Technology*, 54, No 6:797–806.
- [Secor, 1965] Secor, D. (1965). Role of fluid pressure in jointing. *American Journal of Science*, 263:633–646.
- [Secor, 1969] Secor, D. (1969). Mechanisms of natural extension fracturing at depth in the earth’s crust. *Geological Survey of Canada Paper*, 68-52:3–48.
- [Sibson, 2003] Sibson, R. (2003). Brittle failure controls on maximum sustainable overpressure in different tectonic regimes. *AAPG Bulletin*, 87 (6):901–908.
- [Terzaghi, 1936] Terzaghi, K. (1936). The shearing resistance of saturated soils. *In: Proceedings of the first international conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering*, pages 85–94.
- [Touloukian et al., 1989] Touloukian, Y. S., Judd, W. R., and Roy, R. F. (1989). *Physical properties of rocks and minerals*. Hemisphere, Bristol.
- [Turcotte and Glasscoe, 2004] Turcotte, D. L. and Glasscoe, M. (2004). A damage model for the continuum rheology of the upper continental crust. *Tectonophysics*, 383:71–80.





# **Annexes B: Effect of hydro mechanical coupling on natural fracture network formation in sedimentary basins**

# Effect of hydro mechanical coupling on natural fracture network formation in sedimentary basins

Z. Ouraga<sup>\*1,2</sup>, N. Guy<sup>1</sup>, and A. Pouya<sup>2</sup>

<sup>1</sup>IFP Energies Nouvelles, 1 et 4 avenue du Bois-Préau, 92852, Rueil-Malmaison, France.

<sup>2</sup>Université Paris-Est, Laboratoire Navier (UMR 8205), CNRS, Ecole des Ponts ParisTech, IFSTTAR 77455 Marne la vallée, France.

## Abstract

In sedimentary basin context, numerous phenomena, depending on the geological time span, can result in natural fracture network formation. In this paper, fracture network and dynamic fracture spacing triggered by significant sedimentation rate is studied considering mode I fracture propagation using a coupled hydro-mechanical numerical methods. The focus is put on synthetic geological structure under a constant sedimentation rate on its top. This model contains vertical fracture network initially closed and homogeneously distributed. The Fractures are modeled with cohesive zone model undergoing damage and the flow is described by poiseuille's law. The effect of the behavior of the rock is studied and the analysis lead to a pattern of fracture network and fracture spacing in the geological layer.

**keypoints:** Fracture network, hydromechanical behavior, cohesive fracture, damage

---

\*Correspondence to: Zady Ouraga, IFPEN 1 et 4 avenue du Bois-Préau, 92852, Rueil-Malmaison, France. zady.ouraga@ifpen.fr

# 1 Introduction

Natural fracture network are widely spread in sedimentary basins and can occur in various context involving erosion, tectonic loading or the compaction disequilibrium due to significant sedimentation rate. Depending on the geological time span and the sedimentary basin history, numerous phenomena can lead to a decrease in horizontal effective stress and then gathering favorable conditions to fracture onset. In petroleum industry, the knowledge of fracturing processes enhances the description of overpressure history, which is a key issue to predict actual overpressures, the fluid content of the underground the potential locations of hydrocarbon storage and the matrix equivalent permeability. The difficulty of the fracture network modeling is to create realistic model due to the lack of sub-surface data [Nelson, 2001] and to handle the modeling of the complex physical phenomenon involved. Previous papers have studied fracture network within sedimentary rock [Bai and Pollard, 2000b, Becker and Gross, 1996, Helgeson and Aydin, 1991, Priest and Hudson, 1976, Rozhko et al., 2007]. [Bai and Pollard, 2000b] have shown that in the case of opening mode fracture, the normal stress between two neighboring fractures can change from tensile to compressive depending on the critical ratio of the fracture spacing to layer thickness (approximately equal to 1). Nevertheless, outcrop's observation shows ratio of the fracture spacing to layer thickness lower than the critical value [Ladeira and Price, 1981, Bai and Pollard, 2000a, Narr and Suppe, 1991, Gross, 1993]. Thus, [Bai and Pollard, 2000b] assumed other mechanisms such as overburden load and/or fluid pressure to explain closely spaced fracture at depth [Narr and Suppe, 1991, Rives et al., 1992, Becker and Gross, 1996].

In this paper, natural vertical opening-mode fracture network and dynamic fracture spacing induced by significant sedimentation rate are studied using a coupled hydro-mechanical numerical method. Assumption of vertical fracture can be considered as a relevant hypothesis in our case of low ratio of horizontal total stress to vertical stress [Pollard and Aydin, 1988, Guy et al., 2010]. A particular emphasis is put on a synthetic geological structure on which a constant sedimentation rate is imposed on its top. This synthetic geological structure contains vertical fracture network paths initially closed and homogeneously distributed. The Fractures are modeled with cohesive zone model undergoing damage and the flow is described by Poiseuille's law. The damage parameter affects both the mechanical and the hydraulic opening of the fracture as discussed by [Ouraga et al., 2017]. For the numerical simulations, the code Porofis based on finite element modeling (FEM) is used. In the following, the model and governing equation are briefly described, and then the effect of hydro-mechanical parameters is studied to analyze fracture network and fracture spacing in sedimentary basin.

## 2 Model and governing equation

One of the most important mechanism involved in natural fracturing in sedimentary basins is the fluid overpressure [Luo and Vasseur, 2002, Secor, 1965, Mandl, 2005]. In a sedimentary basin, overpressures are generally due to mechanisms such as mechanical compaction, hydrocarbon maturation, or mineralogical reactions that produce additional pore pressure. Fracture onset occurs when the fluid pressure in a defect reaches the limit tensile strength of the porous media [Ouraga et al., 2017, Fisher et al., 1995]. Numer-

ous studies have given mechanical or hydraulic explanation for fracture network spacing [Bai and Pollard, 2000b, Gross, 1993, Hobbs, 1967, Mandl, 2005]. Nevertheless, in sedimentary basin this is the coupling between hydraulic and mechanical processes, that is more dominant [Engelder and Fisher, 1994, Li et al., 2012]. Fracture network is studied from an equivalent and simplified model of a two layer model composed of a caprock formation with low permeability over a highly permeable reservoir (figure 1). This equivalent model and simplifications have been widely described in [Ouraga et al., 2017]. Considering that the permeability of the caprock formation is smaller than the permeability of the reservoir, under significant sedimentation rate, the flow from reservoir to the sealing formation is low enough to represent a negligible part of the amount of fluid in the reservoir. The reservoir can thus be considered as undrained. As discussed by [Ouraga et al., 2017], the pore pressure in this case reads to:

$$p(t) = \frac{-b}{\frac{3(1-\nu_r)K_r}{M(1+\nu_r)} + b^2} \sigma_v. \quad (1)$$

Where  $b$ ,  $M$ ,  $\nu_r$ ,  $K_r$  are respectively the Biot's coefficient and modulus, Poisson's coefficient and bulk modulus of the reservoir.  $\sigma_v(t)$  is the vertical stress that evolves linearly with time. In the present case to describe the deposit of sediments, this vertical stress is imposed on the top of the model and a constant sedimentation rate is assumed. The lower bound of the caprock is loaded with the pore pressure corresponding to pressure within the reservoir (equation Rpressure). The pressure at the top of the model is considered like a reference pressure and the context is globally oedometric [Ouraga et al., 2017]. It means that the vertical displacement of the basement and the horizontal displacement of the two lateral sides of this model are blocked. The principle to initiate fracture is that the low permeability of the caprock prevent overpressure dissipation under significant sedimentation rate [Osborne and Swarbrick, 1997]. This increase of pore pressure by hydro mechanical coupling leads to an increase of horizontal total stress in the model and with a homogeneous medium does not allow to initiate fractures. Nevertheless, with a perturbation of pore pressure from abnormal conditions such as existing defect associated with an heterogeneity (Figure 1a), fractures can be initiated. The caprock has a height of 20  $m$  and extend over a length of 48  $m$ . Cohesive joints element initially closed are introduced into the mesh of caprock on predetermined vertical paths, and corresponding to potential fracture propagation (figure 1b). It can be considered as a relevant hypothesis as an example in a situation of low horizontal total stress to vertical stress ratio [Guy et al., 2010]. The space between the predetermined vertical paths is 4  $m$ . Each cohesive joints elements in the caprock formation is divided into two parts. The first part is the hydraulic defect. It is around 1  $m$  in length and is very permeable with a dimensionless parameter  $\lambda = \frac{C_f \mu}{2\pi k L} \succ 100$  (with  $C_f$  is the fracture's conductivity,  $k$  is the matrix permeability, and  $L$  is the fracture's length). In this framework, the pressure is constant along the defect and equal to the pressure in the reservoir [Pouya, 2015]. In the second part of the cohesive zone, the parameter is closed to 0, which means that this part is initially inexistent for a hydraulic computation. Mechanical and hydraulic parameters are chosen such that the initial fracture has no mechanical influence on numerical simulation until fracture initiation which is associated with damage of the joint. The caprock is taken into account like a porous medium. We assume that the fluid's compressibility is very low (usual water properties are considered), the porous medium is isotropic, the skeleton

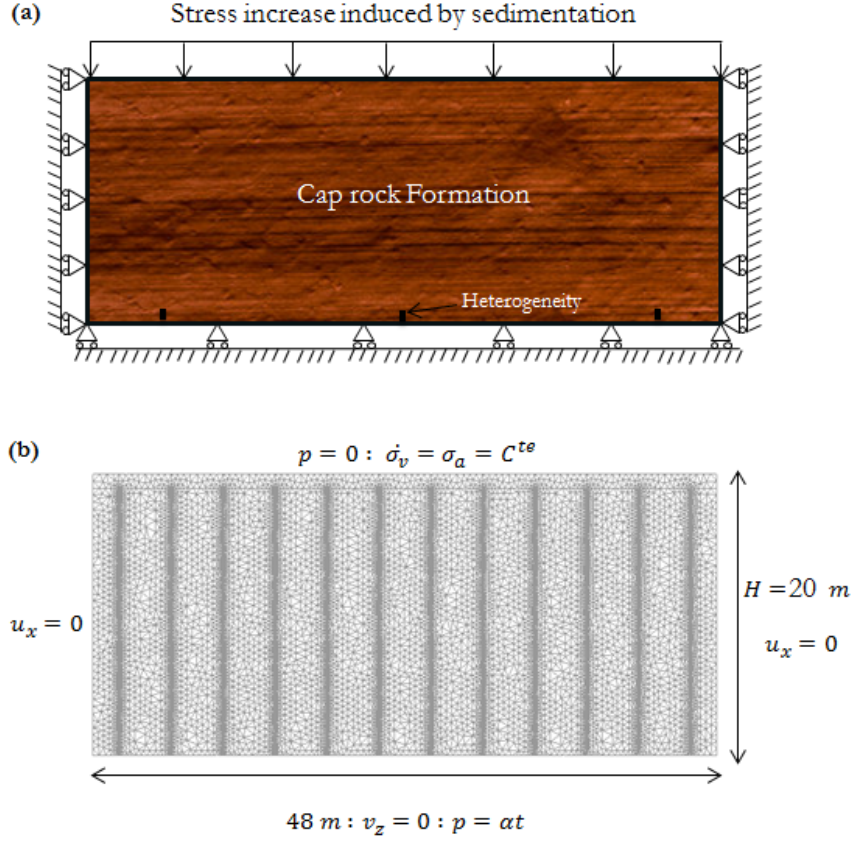


Figure 1: (a) conceptual model and mechanical boundary condition, (b) Finite element method (FEM) numerical simulation model with several vertical predetermined fracture paths,  $\alpha = \frac{b}{\frac{3(1-\nu_r)K_r}{M(1+\nu_r)} + b^2} \sigma_a$

transformations are infinitesimal, and the behavior of the porous material is poroelastic. We also assume that the fluid saturates the pore of the media and the flow in the porous media is governed by Darcy's law. As discussed by [Coussy, 2004] and considering the assumptions above, the governing equation describing the skeleton deformation and the motion of fluid is given by :

$$\frac{1}{M} \frac{\partial p}{\partial t} = \text{div} \left( \frac{k}{\mu} \nabla p \right) - b \frac{\partial \epsilon_v}{\partial t} \quad (2)$$

where  $M$  and  $b$ ,  $\nabla$ ,  $\epsilon_v$  represent respectively the Biot's modulus, the Biot's coefficient, the gradient operator and the volumetric strain given by the trace of the strain tensor. Hydro-mechanical coupling represents the interaction between mechanical and hydraulic processes. For the numerical computation the coupling between mechanical and hydraulic problems is performed with a sequential solving of the two problems and iteration between them. The sequential solving used here consists in solving the flow problem first through considering constant the total mean stress field. Once the flow problem is computed, the mechanical problem is solved and the volumetric strain term in equation (2) is computed explicitly [Kim et al., 2010, Guy et al., 2012]. The total stress applied into the porous media is the sum of the load applied on skeleton and the load applied on fluid. The total

stress is given by:

$$\underline{\underline{\sigma}} = \underline{\underline{C}} : \underline{\underline{\epsilon}} - bp\underline{\underline{I}} \quad (3)$$

where  $\underline{\underline{C}}$  represents the elasticity tensor, and  $\underline{\underline{\epsilon}}$  is the strain tensor. Sign convention of continuum mechanics is used, stress and strain are positive in tension. Cohesive joint element are introduced into the mesh of the porous media on predetermined vertical paths, and corresponding to potential fracture propagation. The flow in the fracture is governing by cubic law [Zimmerman and Bodvarsson, 1996] and the pressure along the joint surface is given by [Pouya and Ghabezloo, 2010, Ouraga et al., 2017]:

$$div(c_f \nabla_s p) = \frac{e}{K_f} \frac{\partial p}{\partial t} + \|v\| \cdot n + \frac{\partial e}{\partial t} \quad (4)$$

where  $e$  is the fracture's aperture,  $\nabla_s$  is the tangent gradient in the local tangent plane to the fracture,  $C_f$  is the conductivity in the fracture and  $K_f$  is the fluid compressibility. the velocity  $v$  can be discontinuous with the value  $v^+$ ,  $v^-$  on the two sides of the fracture and the operator  $\|\cdot\|$  represents a jump across the fracture. The elastic damage of cohesive joint is applied using equation below:

$$\underline{\underline{\sigma}}_J = (1 - D) \underline{\underline{R}} \underline{\underline{u}} \quad (5)$$

where  $\underline{\underline{\sigma}}_J$ ,  $D$ ,  $\underline{\underline{R}}$ , are respectively the stress tensor in the joint, the damage variable in the fracture, and the joint stiffness tensor. The vector is the relative displacement, and represents the jump of discontinuity between the two side of the fracture. For the mechanical problem the node on the cohesive joint is splitted to allow displacement discontinuities across fracture while for the hydraulic problem it is not necessary because the pressure in our case is the same on the two sides of the fracture. On each side of the fracture, the displacement and the pressure of node are the same that in the matrix. The continuity of the pressure at matrix/fracture interface with the equation (4) ensure the mass balance equation as explained by [Pouya, 2012].

The evolution of the damage parameter affects both the joint stiffness and the fracture aperture [Ouraga et al., 2017]. It depends on the relative elastic displacement limit of the cohesive fracture  $u_0$ . Under a displacement  $u_0$  the damage  $D$  remains equal to zero and increases exponentially with the normal joint displacement  $u_n$  [Pouya and Bemani, 2015]:

$$D = 1 - e^{-\frac{(u_n - u_0)}{\beta u_0}}, u_n \geq u_0 \quad (6)$$

where  $\beta$  characterizes material ductility and varies in  $[0, \infty[$ . High  $\beta$  represents a ductile material on the contrary  $\beta = 0$  represents a brittle material. The failure criterion depends also on damage and is defined as followed:

$$F(\tau, \sigma_n, D) = \tau^2 - \sigma_n^2 \tan^2 \varphi + 2g(D) \sigma_c \sigma_n - g^2(D) C^2 \quad (7)$$

where  $C$  represents the cohesion on intact cohesive fracture,  $\tau$  and  $\sigma_n$  are the tangential and normal stresses and  $\varphi$  is the friction angle and :

$$\sigma_c = \frac{C^2 + \sigma_R^2 \tan^2 \varphi}{2 \sigma_R} \quad (8)$$

with  $\sigma_R$  the limit tensile strength of the intact joints. The function  $g(D)$  is obtained by using consistency condition and it is given by:

$$g(D) = (1 - D)(1 - \beta \ln(1 - D)) \quad (9)$$

with  $D = 0$ , for an intact rock and  $g(D) = 1$  and for completely damage fracture  $D = 1$  and  $g(D) = 0$ .

### 3 Results and discussion

Results plotted in figure 2 have been carried out by considering a ductile and a brittle cap rock. The parameters shown in table 1 are used for numerical fractures network initiation and propagation modeling. These parameters are realistic compared with data of poroelastic constant for water-saturated rocks [Atkinson and Meredith, 1987, Touloukian et al., 1989]. In our modeling, the behavior of the media is controlled by the

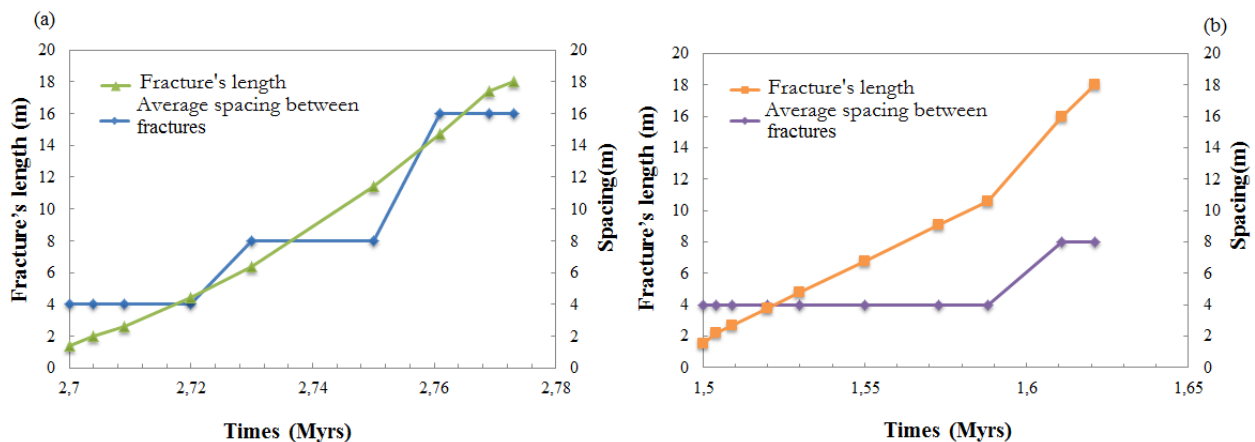


Figure 2: Evolution of fracture's length and of the average spacing between fractures in a ductile caprock (a) and in a brittle caprock(b)

parameter  $\beta$  [Pouya, 2015] for fixed hydro mechanical parameters. In figure 2(a),  $\beta = 5$  and the cap rock is very ductile, while in figure 2(b),  $\beta = 0.8$  and the caprock behavior is brittle. Fractures onset in the case of brittle media starts at 1.5 *Myrs* after the sedimentation and the spacing between fractures is 4 *m*. This spacing corresponds to the predetermined fracture paths in the media. Fractures initiation in the brittle caprock occurs in a stress state more important than in the brittle case. With  $\beta = 5$ , the softening behavior of cohesive model when the limit tensile strength is reached leads to a delay in the propagation of fractures compared to the case of a brittle media. In fact, the stress at the fracture tips in the ductile cap rock must exceed the limit tensile stress to initiate and then to propagate. After the initiation, all fracture have an average length of about 1.5 *m* in the both case. This jump corresponds to the mechanical opening of the hydraulic defect (1 *m*) and a numerical perturbation in the hydro mechanical coupling that converges during the computation.

Once, fractures are initiated the spacing between fractures and their propagation are controlled by the behavior of the caprock. In the ductile caprock the spacing between the



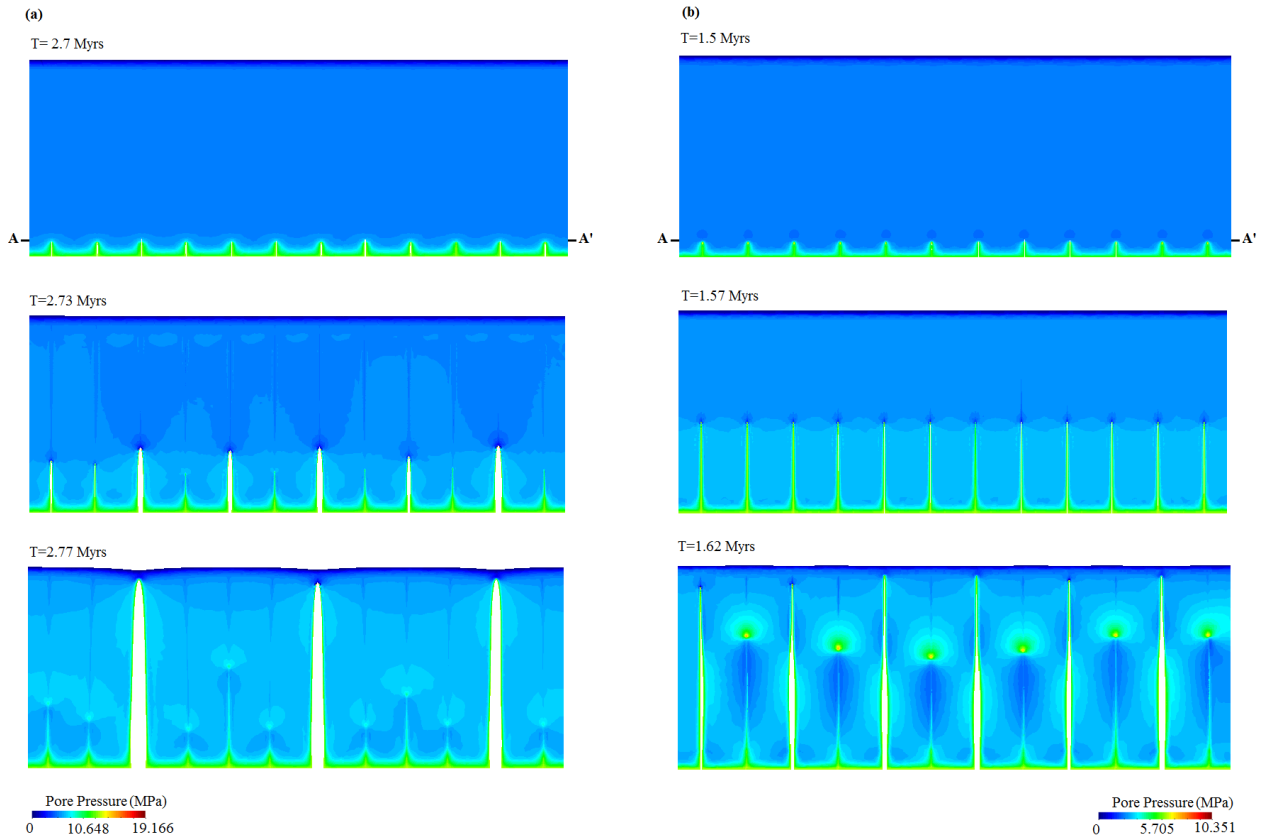


Figure 3: fractures propagation and pressure evolution in the case of a ductile caprock (a) and of a brittle caprock (b)

fractures evolves with their length (figure 2(a)). During the propagation in the ductile caprock, as seen in figure 3(a), one of every two fractures closes when the fractures' length become close to their spacing. On the contrary in the brittle caprock, fractures are closed during their propagation figure 3(b). Fractures (one of every two fractures) begin to close when the ratio of fracture's length to the spacing becomes smaller than 0.3 (figure 2(b)). As discussed by [Bai and Pollard, 2000a], these fracture are called closely spaced fracture.

The most prevalent explanation for this mechanism are based on the concept proposed by [Hobbs, 1967] and the closely spaced fracture are interpreted to have formed in localities where there is a high average strain. In this paper, the interaction and diffusion between fracture after the initiation (figure 4) and the behavior of the caprock is analyzed to explain closely spaced fractures. In figure 4, the pressure evolution for several period of time is plotted in a cross section of the caprock at 1.5 m from its lower bound. In this figure each peak of pressure corresponds to the pressure within the fracture in a ductile (figure 4(a)) and brittle (figure 4(b)) caprock. In the brittle caprock, fractures initiate and propagate when the limit tensile strength is reached. Furthermore, the time of fracture onset in this caprock is very smaller than that in the brittle caprock. Thus, in this case, the amount of fluid exchange and the flow between fracture and the fracture and the matrix are small enough during the propagation, because of the low permeability

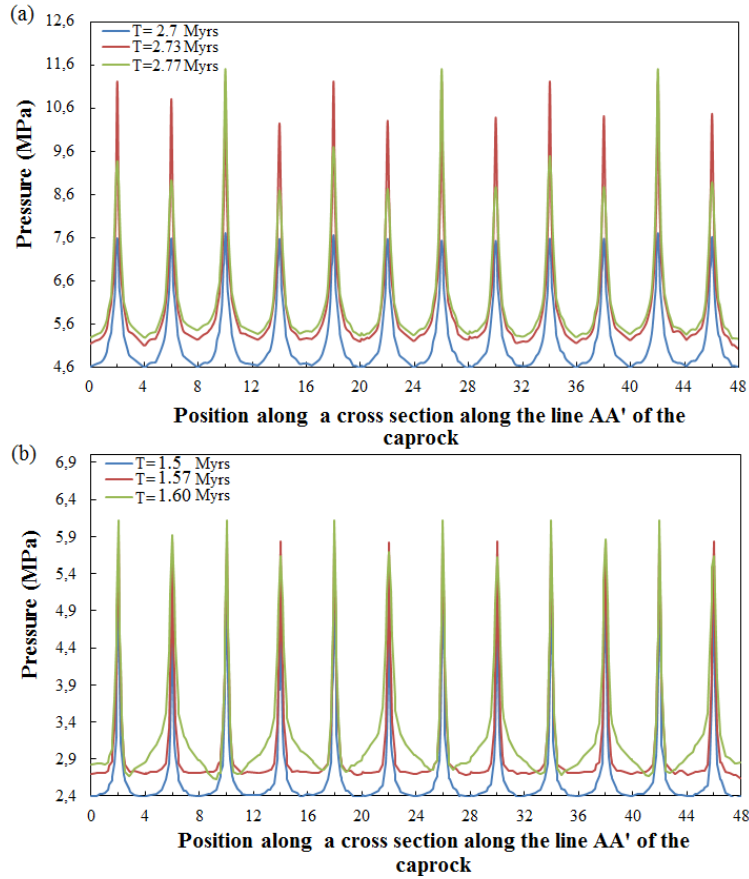


Figure 4: Pressure along a cross section of the caprock at 1.5 m from its bottom for a ductile (a) and brittle (b) behavior

of the caprock. The blue curve in figure 4 represent the pressure during fractures onset in the both case. In this curve all pressure within fractures are identical and we don't yet see the effect of the diffusion between fractures. In the red curve in figure 4(b) all pressure within fractures are still identical with a length equal to 10 m with a spacing of 4 m. As seen in this figure, the pressure between fracture in the brittle caprock do not vary too much while in the ductile caprock in the red and green curves figure 4(a) the pressure drops at some fractures and halt their propagation (figure 3(a)) by hydromechanical effects. In the brittle caprock, the diffusion begins later at around 0.1 Myrs after fractures initiation (figure 4(b), 3(b)). During the diffusion process fractures have a length of 16 m. The diffusion drops the pressure within the fracture and the propagation criterion is no longer respected. Fractures begin to feel the influence of the surrounding of the neighboring fractures and a pressure gradient is created within some fractures. Therefore, with the hydro-mechanical coupling and the compressive stress state between the fracture, the lips of fractures begin to close (one of every two fractures), the spacing between fracture increases and we find the same interaction between fractures as in the ductile case. Hence, our results can be used to explain the formation of fracturing corridor, closely spaced fracture and some patterns of fracture network in the rock under a significant sedimentation rate.

Table 1: Input data for simulation

Property	E (GPa)	$\nu(-)$	k (m <sup>2</sup> )	$\beta$			
Caprock	10	0.23	$10^{-21} \text{ m}^2$	0.8 / 5			
Reservoir	1	0.2	-	-			
Overburden	200 m/Myrs						
Fracture	$R_{tt}(GPa/m)$	$R_{tt}(GPa/m)$	$R_{nt} = R_{tn}(GPa/m)$	$\sigma_R(MPa)$	C (MPa)	$\varphi(o)$	
	50	50	0	1	0.5	25	

## 4 Conclusion

In this paper, we have studied the effect of hydro-mechanical coupling and the mechanical properties of the caprock on the pattern of fracture network and their spacing under significant sedimentation. In a ductile caprock the spacing between fracture evolves with its length of propagation. One of every two fractures closes when the length of a fracture begins to become larger than their spacing. In fact, the influence zone of a fracture on the neighboring fractures is roughly equivalent to its length in this case. During fractures propagation, the diffusion between them and the hydro-mechanical coupling affect the network evolution. Hence, in a brittle caprock the rapid propagation after the initiation and the low permeability of the caprock do not allow diffusion between fractures. Therefore, closely spaced fracture are formed. This result can explained in-situ observation of fracture corridor and of closely spaced fractures [Bai and Pollard, 2000a, Ladeira and Price, 1981]. Finally our modeling and our cohesive fracture model, can be considered to compute natural fracture network under sedimentation in a realistic context in single-phase fluid flow. The case of double-phase fluid flow could be integrated in an extended version of our model.

This work was funded by IFP Energies Nouvelles research program. The data for this paper are available by contacting the corresponding authors at zady.ouraga@ifpen.fr

## References

- [Atkinson and Meredith, 1987] Atkinson, B. K. and Meredith, P. G. (1987). Experimental fracture mechanics data for rocks and mineral. *Fracture Mechanics of Rock*, San Diego, Calif:477–525.
- [Bai and Pollard, 2000a] Bai, T. and Pollard, D. D. (2000a). Closely spaced fractures in layered rocks: initiation mechanism and propagation kinematics. *Journal of Structural Geology*, 22:1409–1425.
- [Bai and Pollard, 2000b] Bai, T. and Pollard, D. D. (2000b). Fracture spacing in layered rocks: a new explanation based on the stress transition. *Journal of Structural Geology*, 22:1409–1425.
- [Becker and Gross, 1996] Becker, A. and Gross, M. R. (1996). Mechanism for joint saturation in mechanically layered rocks: an example from southern israel. *Tectonophysics*, 257:223–237.

- [Coussy, 2004] Coussy, O. (2004). *Poromechanics*. John Wiley & Son Ltd.
- [Engelder and Fisher, 1994] Engelder, T. and Fisher, M. P. (1994). Influence of poroelastic behavior on the magnitude of minimum horizontal stress,  $\sigma_h$ , in overpressure parts of sedimentary basins. *Geology*, 22:946–952.
- [Fisher et al., 1995] Fisher, M. P., Gross, M. R., Engelder, T., and Greenfield, T. (1995). Finite-element analysis of the stress distribution around a pressurized crack in a layered elastic medium: implication for the spacing of fluid driven joint in bedded sedimentary rock. *Tectonophysics*, 247:49–64.
- [Gross, 1993] Gross, M. R. (1993). The origin and spacing of cross joint: example from monterey formation, santa barbara coastline, california. *Journal of Structural Geology*, 15:737–751.
- [Guy et al., 2012] Guy, N., Enchery, G., and G, R. (2012). Numerical modeling of thermal eor: comprehensive coupling of an amr-based model of thermal fluid flow and geomechanics. *Oil*, 67(6):1019–1027.
- [Guy et al., 2010] Guy, N., Seyedi, D., and Hild, F. (2010). Hydro-mechanical model of geological co2 storage and the study of possible caprock fracture mechanisms. *Georisk*, 4(3):110–117.
- [Helgeson and Aydin, 1991] Helgeson, D. E. and Aydin, A. (1991). Characteristics of joint propagation across layer interface in sedimentary rocks. *Journal of Structural Geology*, 13(8):897–911.
- [Hobbs, 1967] Hobbs, D. W. (1967). The formation of tension joint in sedimentary rocks: an explanation. *Geol. Mag.*, 104:550–556.
- [Kim et al., 2010] Kim, J., Tchelep, H., and Juanes, R. (2010). Stability accuracy and efficiency of sequential methods for coupled flow and geomechanics. In *SPE Reservoir simulation symposium. The Woodlands, Texas*.
- [Ladeira and Price, 1981] Ladeira, F. L. and Price, N. J. (1981). Relationship between fracture spacing and bed thickness. *Journal of Structural Geology*, 3:179–183.
- [Li et al., 2012] Li, C. L., Tang, C. A., and Wang, S. Y. (2012). A numerical investigation of fracture infilling and spacing in layered rocks subjected to hydro-mechanical loading. *Rock Mech Rock Eng*, 45:753–765.
- [Luo and Vasseur, 2002] Luo, X. and Vasseur, G. (2002). Natural hydraulic cracking: Numerical model and sensitivity study. *Earth and Planetary Science Letters*, 201:431–446.
- [Mandl, 2005] Mandl, G. (2005). Rocks joint: The mechanical genesis. *Springer, Heidelberg*, pages 27–48.
- [Narr and Suppe, 1991] Narr, W. and Suppe, J. (1991). Joint spacing in sedimentary rocks. *Journal of Structural Geology*, 13:1037–1048.

- [Nelson, 2001] Nelson, R. A. (2001). *Geological analysis of naturally fractured reservoir*. second edition. Gulf Professional Publishing, Houston.
- [Osborne and Swarbrick, 1997] Osborne, M. and Swarbrick, R. (1997). Mechanisms for generating overpressure in sedimentary basins. *AAP*, 81:1023–1041.
- [Ouraga et al., 2017] Ouraga, Z., Guy, N., and Pouya, A. (2017). Modeling of natural fracture initiation and propagation in basin sedimentation context. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 122:247–261.
- [Pollard and Aydin, 1988] Pollard, D. D. and Aydin, A. (1988). Progress in understanding joint over the past century. *Geological Society of America Bulletin*, 100:1181–1204.
- [Pouya, 2012] Pouya, A. (2012). Three-dimensional flow in fractured porous media: A potential solution based on singular integral equations. *Advances in Water Resources*, 35:30–40.
- [Pouya, 2015] Pouya, A. (2015). A finite element method for modeling coupled flow and deformation in porous fractured media. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 39:1836–1852.
- [Pouya and Bemani, 2015] Pouya, A. and Bemani, Y. (2015). A damage-plasticity model for cohesive fractures. *International Journal for Rock Mechanics & Mining Sciences*, 73:194–202.
- [Pouya and Ghabezloo, 2010] Pouya, A. and Ghabezloo, S. (2010). Flow around a crack in a porous matrix and related problems. *Transport in Porous Media*, 84:511–532.
- [Priest and Hudson, 1976] Priest, S. and Hudson, J. A. (1976). Discontinuity spacing in rocks. *International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences*, 13:135–148.
- [Rives et al., 1992] Rives, T., Razack, M., Petti, J. P., and Rawnsley, K. (1992). Joint spacing: analogue and numerical simulations. *Journal of Structural Geology*, 14:925–937.
- [Rozhko et al., 2007] Rozhko, A., Podladchikov, Y., and Renard, F. (2007). Failure patterns caused by localized rise in pore-fluid overpressure and effective strength of rocks. *Geophysical Research Letters*, 34:L22304.
- [Secor, 1965] Secor, D. (1965). Role of fluid pressure in jointing. *American Journal of Science*, 263:633–646.
- [Touloukian et al., 1989] Touloukian, Y. S., Judd, W. R., and Roy, R. F. (1989). *Physical properties of rocks and minerals*. Hemisphere, Bristol.
- [Zimmerman and Bodvarsson, 1996] Zimmerman, R. W. and Bodvarsson, G. S. (1996). Hydraulic conductivity of rock fractures. *Transport in Porous Media*, 23:1–30.

# **Annexes C: Modeling of natural fracture propagation under sedimentation**

## Modeling of natural fracture propagation under sedimentation

Ouraga, Z.

*IFP Energies nouvelles, 1 et 4 avenue de Bois-Préau, 92852 Rueil-Malmaison, France*

Guy, N. and Pouya, A

*IFP Energies nouvelles, 1 et 4 avenue de Bois-Préau, 92852 Rueil-Malmaison, France*

*Laboratoire Navier (ENPC-IFSTAR-CNRS), Université Paris-Est, 77455 Marne la vallée, France*

Copyright 2016 ARMA, American Rock Mechanics Association

This paper was prepared for presentation at the 50<sup>th</sup> US Rock Mechanics / Geomechanics Symposium held in Houston, Texas, USA, 26-29 June 2016. This paper was selected for presentation at the symposium by an ARMA Technical Program Committee based on a technical and critical review of the paper by a minimum of two technical reviewers. The material, as presented, does not necessarily reflect any position of ARMA, its officers, or members. Electronic reproduction, distribution, or storage of any part of this paper for commercial purposes without the written consent of ARMA is prohibited. Permission to reproduce in print is restricted to an abstract of not more than 200 words; illustrations may not be copied. The abstract must contain conspicuous acknowledgement of where and by whom the paper was presented.

**ABSTRACT:** During sedimentation, buried rocks are subjected to an increase in vertical stress. This increase leads to a decrease of porosity that is commonly called mechanical compaction. Indeed the mechanical compaction, depending on its rate and on the burden rocks' permeability, can induce a significant overpressure. Thus, a competition is initiated between dissipation of fluid overpressure and sedimentation rate. The overpressure decreases in horizontal effective stress and may result in fracture initiation. The present study deals with the propagation of natural fractures in seal formations. A particular emphasis is put on mode I fracture propagation due to rapid sedimentation process. The initiation of fractures and their growth are studied by numerical simulation using on finite element code dedicated to fractured porous media (*Porofis*). Fractures are represented in this modeling by cohesive joint elements undergoing damage, and the flow in the fracture is described by the Poiseuille's law. The interaction between hydraulic and mechanical processes are studied in order to understand the mechanisms of natural fracturing under sedimentation

### 1. INTRODUCTION

Basin modeling is commonly used to describe the basin evolution during sedimentation from a reconstruction of its history. In some particular cases, transfer properties of sediments can change significantly due to natural fracturing (Twenhofen, 1950; Schneider et al. 1999). In petroleum industry, and especially for exploration, the knowledge of fracturing processes and history enhances the prediction of overpressure, the potential locations of hydrocarbon storage and the matrix equivalent permeability. Fractures can constitute preferential flow paths or barriers that control hydrocarbons migration in petroleum reservoir. The deep natural fractures initiation and propagation is a well-known topic in geomechanics. It seems obvious to observe that in depth, fractures nucleation and initiation are triggered by existing defaults, but the loads behind its initiation are unknown or poorly characterized. Historically it was impossible to imagine joints initiated at very high depth which from an analytical view was inconsistent with the deep stresses field. It took until the effective stress concept introduced by Terzaghi ,(1936) and the concept of poroelasticity introduced by Biot ,(1941) to explain tensile stress at very high depth. According to these concepts fractures are initiated when the pore pressure exceeds the main compressive minor stress, this phenomena is called natural hydraulic fracturing (Audet et al., 1992; Mourges

R. et al., 2011; David et Andrew, 1990). Lorenz and Finley ,(1991) and Lorenz et al. ,(1991) have shown that it is not possible to initiate fractures in homogeneous poroelastic formation in regional context. Furthermore previous references showed that natural fractures are initiated in the vicinity of natural defaults in the rock.

In this paper it is shown that when sediment layers have heterogeneous poroelastic properties, especially their compressibility, it is possible to gather favorable conditions to initiate fractures at the interface between the layers. In the following basin's typical structures that are likely to produce a natural fracturing under a rapid sedimentation will be presented. Then the main governing equations of the different physical phenomena involved will be given. Finally from a numerical modeling with a code based on finite element method (*Porofis*) natural fracture propagation in a typical case will be simulated.

### 2. NATURAL FRACTURING IN SEDIMENTARY BASINS

For the study of natural fracturing in basin under sedimentation a two-layer model with different mechanical and hydraulic properties is set. This model is constituted by a seal formation over a highly permeable reservoir (fig.1) and fracturing is described in a oedometric context. The oedometric context means that the vertical displacement of the basement and the

horizontal displacement of the two lateral sides of this model are blocked. In this model the flow is blocked at the basement and the pressure at the top is the reference pressure. During sedimentation process the materials brought by water, ice and wind accumulate into the basin to form a deposit. With time these sediments are turned into rock by diagenesis during burial. To characterize the deposit of sediments in the following it was imposed on the model's top a vertical stress that evolves linearly with time. In our study a constant sedimentation rate is assumed.

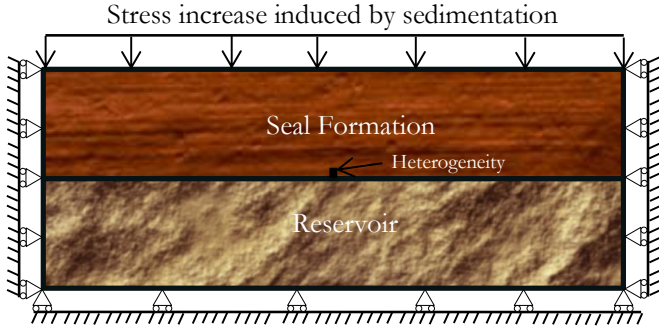


Fig.1. Two layer conceptual model and mechanical boundary conditions

In this basin structure the contrast of mechanical and hydraulic properties between the seal and the reservoir can cause overpressures. The principle is that the low permeability of the seal prevents overpressure dissipation under rapid sedimentation. This phenomenon is commonly called compaction disequilibrium and it is associated with potential fracturing (Bredehoeft and Hanshaw, 1968; Mouchet and Mitchell, 1989; Osborne and Swarbrick, 1997; X. Luo et al., 1998). Natural fracturing in sedimentary basin is also explained by local abnormal fluid pressures into the seal as discussed by (Mourges al., 2011; Luo and Vasseur, 1995; Neuzil, 1995) or by mechanism such as hydrocarbon maturation or mineralogical reaction which produce additional pore pressure. In this paper the heterogeneity is taken into account by the contrast between the properties in the two layers of the conceptual model and sedimentation rates allowing compaction disequilibrium are considered.

### 3. GOVERNING EQUATIONS

#### 3.1. Flow in the porous media

In this section the main equations that govern the problem of sedimentation into a porous medium are recalled. The following assumptions on fluid and the skeleton are introduced:

- the fluid is incompressible,
- the porous medium is isotropic,
- the skeleton transformation are infinitesimal,
- the behavior of porous media is poroelastic,

- the fluid is suturing the pores and the flow in porous media is governed by Darcy's law.

The fluid flow through the porous media is given by Darcy's law:

$$\underline{v} = -\frac{k}{\mu} \cdot \nabla p \quad (1)$$

with  $\underline{v}$  the fluid velocity,  $p$  the pressure,  $\mu$  the dynamic viscosity of the fluid and  $k$  the permeability. The mass balance equation reads:

$$\text{div}(\rho_f \underline{v}) + \frac{\partial m_f}{\partial t} = 0 \quad (2)$$

where  $\rho_f$  is the fluid specific mass and  $m_f$  the fluid mass per unit volume. The variation of porosity  $\phi$  is given by linear poroelastic model:

$$d\phi = b d\varepsilon_v + \frac{1}{N} dp \quad (3)$$

with  $N$  the Biot's skeleton modulus and  $b$  the Biot's coefficient. We use the sign convention of continuum mechanics stress and strain are positive in tension. With the previous assumption, the mass balance equation in the porous media and the linear poroelasticity model the governing equation describing the skeleton deformation and the motion of fluid is given by:

$$\frac{1}{M} \frac{\partial p}{\partial t} = \text{div}(\underline{k} \nabla p) - b \frac{\partial \varepsilon_v}{\partial t} \quad (4)$$

$\nabla$  represents the gradient operator and the volumetric strain  $\varepsilon_v$  in Eq.(4) is given by the trace of the strain tensor,  $M$  represents Biot's modulus.

#### 3.2. Flow in fracture

The mass balance equation into fracture with mass exchange between fracture and matrix constitute the main equation for the flow problem in fracture. Actually these equations lead to the form:

$$\text{div}(\rho_f q(s)) + \llbracket \rho_f v(s) \rrbracket \cdot n(s) + \frac{\partial}{\partial t}(\rho_f S_f e(s)) = 0 \quad (5)$$

where the velocity  $v$  can be discontinuous with the values  $v^+$ , and  $v^-$  on the two sides of a fracture. The operator  $\llbracket \cdot \rrbracket$  represents a jump across the fracture and  $S_f$  represents the saturation into fracture taken equal to 1 in this study. By introducing lubrication law in Eq.(5) lead to the equality:

$$\text{div}(c_f \nabla_s p) = \frac{e}{K_f} \frac{\partial p}{\partial t} + \llbracket v \rrbracket \cdot n + \frac{\partial e}{\partial t} = 0 \quad (6)$$

where  $K_f$  is the fluid compressibility,  $e$  is the hydraulic aperture, and  $c_f$  is fracture conductivity.

#### 3.3. Hydromechanical coupling

Hydromechanical coupling represents the interaction between mechanical and hydraulic processes (Rutqvist and Stephansson, 2003; Neuzil, 2003). Total stress applied into the porous media is the sum of the load



applied on skeleton and the load applied on fluid. Generally the total stress is given by:

$$\underline{\underline{\sigma}} = \underline{\underline{C}} : \underline{\underline{\varepsilon}} - b p \underline{\underline{I}} \quad (7)$$

with  $\underline{\underline{C}}$  the elasticity tensor,  $b$  the Biot's coefficient.

In our model the transition from mechanical computation to hydraulic occurs when the variation of applied stress or fracture opening induces a significant pore volume change and thereby, potentially, a significant change in the pore pressure or in the fluid mass. Similarly, the transition from hydraulic computation to mechanics occurs when the pressure or mass fluid variation into porous media is high enough to lead to a significant change in volume or in the opening of fractures.

### 3.4. Description of cohesive zone model with damage

The numerical simulations are based on the cohesive zone model proposed by Pouya and Bemami, (2015). The particularity of this model is that it describes the evolution of fracture cohesion, tensile strength and elastic stiffness with damage. It is an extension of the model proposed by Carol et al, 1997 and the elasticity-damage coupling is given by:

$$\underline{\underline{\sigma}} = (1 - D) \underline{\underline{k}} \underline{\underline{u}} \quad (8)$$

where  $D$ ,  $\underline{\underline{k}}$ ,  $\underline{\underline{u}}$  are respectively the damage variable in the fracture, the rock stiffness tensor and the displacement vector. Experiments conducted on a large number of samples show that normal displacements under normal stress are nonlinear with a maximum closure which is interpreted as the physical thickness of joint (Bandis et al., 1983). However Bandis et al., (1983) formulation doesn't distinguish loading and unloading paths and doesn't include the progressive stiffness degradation due to opening of rock joints. Pouya and Bemami take into account the gradual rock joints stiffness degradation by a scalar variable  $D$  which only affect stiffness due to rock joint and the loading paths under normal stress by:

$$\sigma_n = (1 - D) k_{np} u_n^e = k_{nD} u_n^e \quad u_n^e \geq 0 \quad (9)$$

$$\sigma_n = (1 - D) k_{np} u_n^e - \frac{k_{nf} (u_n^e)^2}{e + u_n^e} = k_{nD} u_n^e \quad u_n^e < 0 \quad (10)$$

where  $k_{nD}$  is the equivalent normal stiffness with damage. Eq.(9) and Eq.(10) represent the joint behavior in normal direction under tensile and compression. The stiffness indexed by  $np$  represents rock joints stiffness that disappears at the ultimate damage state. In compression another term occurs and doesn't depend on the joint damage. This term has a parabolic shape and is a function of maxim closure  $e$ .

The evolution law of the damage  $D$  depends on the relative elastic displacement limit of the cohesive fracture  $u_0$ . Under a displacement  $u_0$  the damage  $D$  remain equal to zero and increases exponentially with the normal joint displacement  $u_n$ :

$$D = 1 - e^{-\frac{(u_n - u_0)}{\beta u_0}} \quad \text{for } u_n \geq u_0 \quad (11)$$

where  $\beta$  characterizes material ductility and varies in  $[0, \infty[$ . High  $\beta$  represents a ductile material at the opposite  $\beta = 0$  represents a brittle material. The cohesive joint behavior is plotted on Fig.2 for different values  $\beta$

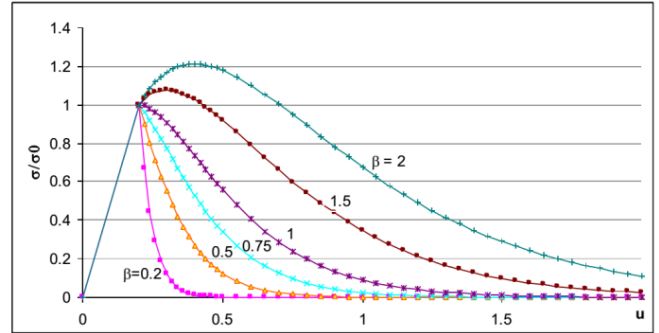


Fig.2. Normalized stress versus displacement in cohesive zone model (Pouya and Bemami, 2015) several values of  $\beta$

The failure criterion depends on damage and is defined as followed (fig.3):

$$F(\tau, \sigma_n, D) = \tau^2 - \sigma_n^2 \tan^2 \varphi + 2g(D) \sigma_0 \sigma_n - g^2(D) C^2 \quad (12)$$

where  $C$  represents the cohesion on intact cohesive fracture,  $\tau$  and  $\sigma_n$  are the tangential and normal stresses and  $\varphi$  is the friction angle.

$$\sigma_0 = \frac{(C^2 + \sigma_R^2 \tan^2 \varphi)}{2\sigma_R} \quad (13)$$

with  $\sigma_R$  the tensile strength of the intact joints.

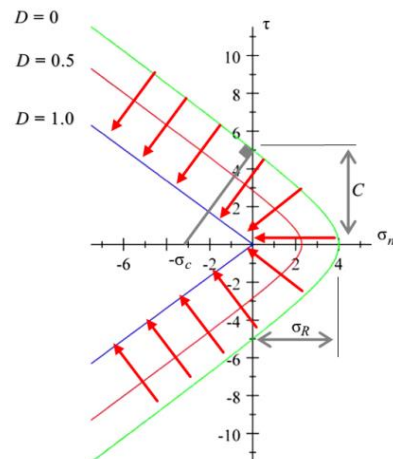


Fig.3. Evolution of the failure criterion from intact rock joint to the final damage rock joint (Pouya and Bemami, 2015)

The  $g(D)$  function is obtained by using consistency condition. Under this condition  $g(D)$  is given by:

$$g(D) = (1 - D)(1 - \beta \ln(1 - D)) \quad (14)$$

for an intact rock  $D = 0$  and  $g(D) = 1$  and for a completely damaged fracture  $D = 1$  and  $g(D) = 0$ .

#### 4. NUMERICAL MODELING

##### 4.1. Simulation model

In this section the numerical modeling of the two-layer model is presented (fig.4)

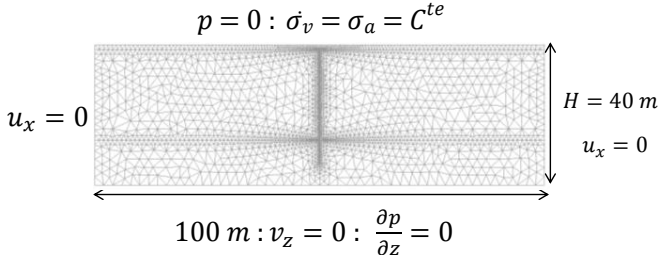


Fig.4. Two-layer model with a single fracture

Seal and reservoir have respectively a height of 30 meters and 10 meters and the model extends over a length of 100 meters. In this model there is a predetermined linear single fracture present from the reservoir to a certain length in the seal. The fracture length is 30 meters and the fracture is assumed to be vertical; it can be considered as a relevant hypothesis as an example in a situation of low horizontal total stress to vertical stress ratio (Guy et al., 2010, Guy et al., 2012a). Fracture into the reservoir until around two meters in the seal is very permeable with a parameter  $\lambda = \frac{C_t}{2\pi kL} \geq 100$  ( $C_t, k, L$  respectively are the fracture's conductivity, matrix permeability and fracture's length). As discussed by Pouya, (2015), pressure is constant along fracture with  $\lambda$  greater than 100 and in our case this pressure is equal to the pressure in the reservoir.

Our study is mainly focused on the behavior of the impermeable layer. In this part a  $\lambda$  value equal to zero was taken which means that the fracture is invisible from a hydraulic computation. For FEM numerical simulation given that we studied fracture initiation and propagation into the seal, we only model the seal then we apply the pore pressure evolution considered for the reservoir as a boundary condition at the basement of the seal (fig.5).

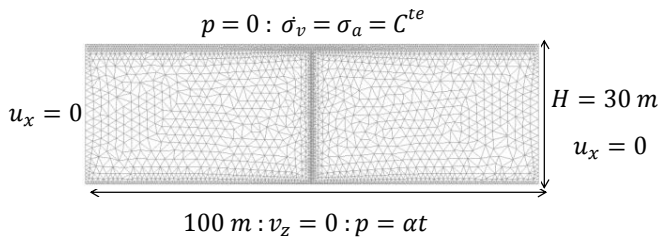


Fig.5.FEM numerical simulation model with single fracture

Thus, the pressure evolution into the reservoir is a linear function of time because of its very high permeability compared to the seal and we assume undrained behavior at the considered time.

The pressure evolution is given by:

$$p(t) = \frac{1}{\frac{3(1-\nu)K}{M(1+\nu)} + b^2} \sigma_v \quad (15)$$

where  $\nu, K, M$  are respectively the Poisson's ratio, compressibility, Biot's modulus of the reservoir and  $\sigma_v$  the applied loading. Mechanical and hydraulic parameters are chosen such that the initial fracture has no mechanical influence during the simulation until its initiation. Fracture is modeled by linear cohesive joint element with four nodes to allow displacement discontinuities across fracture. To account for continuous degradation of fracture mechanical properties and its impact on hydraulic computation we assume that hydraulic opening is connected to mechanical opening by the scalar  $D$  that represents fracture damage. We also assume an initial hydraulic opening  $e_{h0}$  associated with the conductivity  $c_{t0}$  close to zero and an initial storage coefficient of  $C_{Mf0}$ . During the numerical simulation the evolution of these parameters is given by:

$$\begin{cases} e_h = e_{h0} & e_m < 0 \\ e_h = D \times e_m & e_m > 0 \\ e_h = e_{hmax} & e_h > e_{hmax} \end{cases} \quad (16)$$

$$\begin{cases} C_t = C_{t0} \times \left(\frac{e_h}{e_{h0}}\right)^3 \\ C_{Mf} = C_{Mf0} \times \left(\frac{e_h}{e_{h0}}\right) \end{cases} \quad (17)$$

where  $e_h, e_m$  are respectively the hydraulic and mechanical openings and  $C_t, C_{Mf}$  are the fracture's conductivity and storage coefficient. Under these formulations fracture propagates by continuous fracture damage. Damage law evolution and failure criterion control the fracture propagation

##### 4.2. Numerical Hydromechanical coupling

The coupling between mechanical and hydraulic problems is realized by a sequential resolution of the two problems and iteration between them. We use a fixed stress split (Kim et al; 2010; Guy et al., 2012b). The flow problem is solved first and then we solve the mechanical problem.

#### 5. RESULTS

The parameters shown in Table 1 are used for numerical fracture initiation and propagation modeling

Property	Seal	reservoir
Permeability (matrix)	$10^{-19} m^2$	$10^{-14} m^2$
Young Modulus (Matrix)	10 GPa	2.7 GPa
Poisson ratio	0.23	0.2
Biot coefficient	1	1
Overburden	5 MPa per Myrs	

Table 1 Input data for simulation

Analysis of FEM results show that fracture initiate when the cohesive joint begins to damage about 0.06 Myrs after load application (see Fig.6 and Fig.7).

In Fig.6 the propagation of the fracture is plotted. The fracture propagation is related to damage evolution and to the cohesive joint opening. After initiation, the fracture propagates with a staggered evolution. The stress at the fracture tips must every time reach the failure criterion, then lead to a damage increase in the cohesive joint to propagate

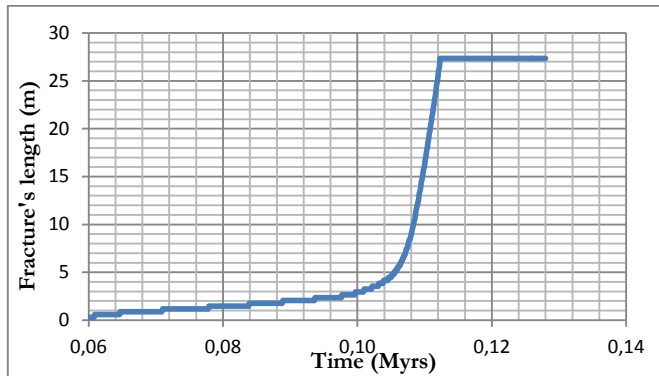


Fig.6. Fracture's length evolution versus time

The damage law is given by  $D = 1 - e^{-\frac{(u_n - u_0)}{\beta u_0}}$  when the opening exceeds the value  $u_0$ . This opening is related to the rock's limit tensile strength and the constitutive model of the cohesive law. In our simulation  $\beta = 1$ . This  $\beta$  value corresponds to a low ductility material. Towards 0.11 Myrs after load application the fracture's length is only 5 meters. From this time the fracture propagates quickly and extends in less than 10.000 years throughout the model's height. The fracture propagate when the local stress becomes tensile (Fig.7).

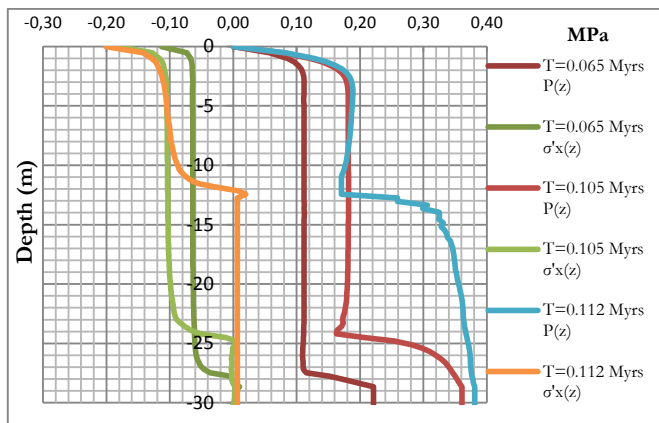


Fig.7. Horizontal effective stress and pore pressure evolution along the fracture for several time of simulation

Each joint element has a length of about 0.25 meter. The first joint damages at about 0.06 Myrs after load application that corresponds to the initiation of the fracture and then propagates along its entire length in approximately 0.05 Myrs.

The fracture propagation during the simulation is plotted in Fig.8. The flow is initially focused on the permeable

part of the joint corresponding to the lowest 2 meters and then propagates when the criterion failure is reached.

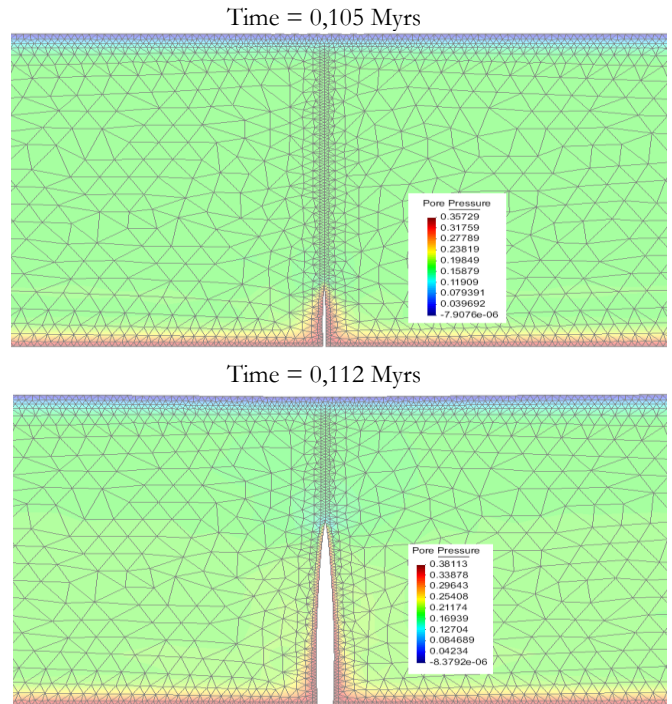


Fig.8. Simulation results of fracture propagation and pressure evolution (MPa)

After the initiation, the fracture propagation depends on the competition between the fluid dissipation and the loading speed. Simulation with the same parameters but different loading speed has shown that in some cases fracture can initiate but do not propagate as see in Fig.9. The blue, red and green curves represent respectively the evolution of fracture length under a loading speed of 5, 4 and 3 MPa/Myrs. These loadings correspond to deposit of around 120 to 200 m of sediments per million years.

Analysis of Fig.9 shows the impact of the loading speed on the fracture propagation. Indeed the highest is the sedimentation rate, the highest is the probability to have fracturing in low permeability layer. Also in some cases as the one associated with the green curve, fracture can initiate at the interface between the two layers without propagating significantly.

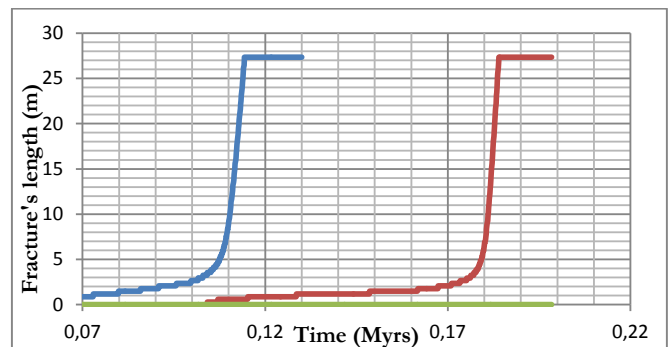


Fig.9. Evolution of the fracture length for three sedimentation rates (blue, red and green represents for 5, 4 and 3 MPa/Myrs)

## 6. CONCLUSION

In this study, fracture propagation under rapid sedimentation has been treated. The duration time of simulation is smaller than the characteristic diffusion time in the formation which is around 76 Myrs in the seal. The overpressure is mainly due to contrast of properties between the seal and the reservoir. Fracture initiation needed introducing into the model a hydraulic heterogeneity. This heterogeneity is introduced in the model by assuming the fracture is very permeable on a certain length near the layers interface. The introduction of this heterogeneity can lead to significant fracture propagation under high sedimentation rates (higher than 120 m/Myrs with the considered seal and reservoir properties). The minimal length of this heterogeneity necessary for triggering the fracture propagation seems to depend on the loading speed (sedimentation rate) and the mechanical and hydraulic parameters of the seal and the reservoir. These aspects will be studied later on.

## REFERENCES

1. Audet, D.M.; McConnell, J.D.C. (1992) Forward modeling of porosity and pore pressure evolution in sedimentary basins. In : Basin Research, vol. 4, n° 2, p. 147–162.
2. Bandis S.C.; A.C. Lumsdem; N.R Barton (1983) Fundamentals of rocks joint deformation. In : International Journal of Rock mining science and Geomechanic, 20, No 6, 1983, p. 249–268
3. Biot M.A. (1941) General theory of three- dimensional consolidation. In : Journal of Applied Physics, vol. 12, 1941, p. 155–164
4. Bredehoef JD; Hanshaw BB (1968) On the maintenance of anomalous fluid pressures. I. Thick sedimentary sequences. In : Geol soc Am Bull, 79(9), 1968, p. 1097–1106
5. Carol I; Prat P.C; Lopez C.M (1997) Normal/Shear cracking model: application to discrete crack analysis. In : J. Eng.Mech., 123(8), 1997, p. 765–773
6. Guy N; Seyedi DM; Hild F (2010) Hydro-mechanical modelling of geological CO<sub>2</sub> storage and the study of possible caprock fracture mechanisms. In: Georisk, 4(3), 2010, p. 110-117
7. Guy N; Seyedi DM; Hild F (2012a) A probabilistic nonlocal model for crack initiation and propagation in heterogeneous brittle materials. In : International Journal for Numerical and Analytical Methods in Engineering, 90(8), 2012, p. 1053–1072
8. Guy N; Enchery G; Renard G (2012b) Numerical modelling of thermal EOR: comprehensive coupling of an AMR-based model of thermal fluid flow and geomechanics. In : Oil & Gas Science and Technology, Vol. 67(6), 2012, p. 1019-1027
9. Kim, J.; Tchelep, H. A.; Juanes, R. Stability (2010) Accuracy and Efficiency of Sequential Methods for Coupled Flow and Geomechanics: SPE Reservoir Simulation Symposium. The Woodlands, Texas
10. Lorenz J.C; Teufel W.T.; Warpinski N.R (1991) Regional Fracture I: A mechanism for the formation of regional fractures at depth in flat-lying reservoirs. In : AAPG Bulletin, 75(11), 1991, p. 1714–1737
11. Lorenz J.C; Finley S.J. (1991) Regional fracture II: fracturing of Mesaverde Reservoirs in the Piceance Basin, Colorado. In : AAPG Bulletin, 75(11), 1991, p. 1738–1757
12. Luo X.; Guy Vasseur (1995) Modeling of pore evolution associated with sedimentation and uplift in sedimentary basins. In : Basin Research, vol. 7, 1995, p. 35–52
13. Neuzil (1995) Abnormal pressures as hydrodynamic phenomena. In : American Journal of Science, vol. 295, p. 742–786
14. Neuzil C.E (2003) Hydromechanical coupling in geologic process. In : Hydrogeology Journal, vol. 11, 2003, p. 41–83
15. Mourges R.; J.B. Gressier; L. Bodet; Bureau D.; A. Gay (2011) Basin scale versus localized pore pressure/stress coupling-Implications for trap integrity evaluation. In : Marine and Petroleum Geology, vol. 28, 2011, p. 1111–1121
16. Osborne M.J; Swarbrick R.E (1997) Mechanisms for generating overpressure in sedimentary basins: a reevaluation. In : AAPG Bulletin, vol. 81, 1997, p. 1023–1041.
17. Pouya A. (2015) A finite element method for modeling coupled flow and deformation in porous fractured media. In : International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics, vol. 39, 2015, p. 1836–1852
18. Pouya A.; Bemani Yazdi P. (2015) A Damage-plasticity model for cohesive fractures. In : International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences, vol. 73, 2015, p. 194–202
19. Schneider, F.; Bouteca, M.; Sarda, J. P. (1999) Hydraulic Fracturing At Sedimentary Basin Scale. In : Oil & Gas Science and Technology, vol. 54, n° 6, p. 797–806
20. Terzaghi K. (1936) The shearing resistance of saturated soils. In : Proceedings of the First International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering, 1936, p. 85–94
21. X. Luo, A.Pouya, V. Lamoureux-Var, A. Poliakov, G. Vasseur, “Elastoplastic deformation of porous media applied to the modelling of the compaction at the basin scale”, Marine and Petroleum Geology, 15, (1998), 145-162
22. Twenhofen, W.H (1950) principles of sedimentation : McGRAW-HILL Book compagny



# **Annexes D: Analytical and numerical description of natural fracture initiation in basin modeling context**

# Analytical and numerical description of natural fracture initiation in basin modeling context

Guy, N.

*IFP Energies nouvelles, 1 et 4 avenue de Bois-Préau, 92852 Rueil-Malmaison, France*

Ouraga, Z. and Pouya, A.

*IFP Energies nouvelles, 1 et 4 avenue de Bois-Préau, 92852 Rueil-Malmaison, France*

*Laboratoire Navier (ENPC-IFSTTAR-CNRS), Université Paris-Est, 77455 Marne la vallée, France*

Copyright 2017 ARMA, American Rock Mechanics Association

This paper was prepared for presentation at the 51<sup>st</sup> US Rock Mechanics / Geomechanics Symposium held in San Francisco, California, USA, 25-28 June 2017. This paper was selected for presentation at the symposium by an ARMA Technical Program Committee based on a technical and critical review of the paper by a minimum of two technical reviewers. The material, as presented, does not necessarily reflect any position of ARMA, its officers, or members. Electronic reproduction, distribution, or storage of any part of this paper for commercial purposes without the written consent of ARMA is prohibited. Permission to reproduce in print is restricted to an abstract of not more than 200 words; illustrations may not be copied. The abstract must contain conspicuous acknowledgement of where and by whom the paper was presented.

**ABSTRACT:** In the context of basin modeling numerous phenomenon, depending on the geological history, can lead to a decrease in horizontal effective stress and may result in fracture initiation. Therefore, natural fracturing and fracture network formation can occur in various context such as tectonic loading, erosion, or compaction disequilibrium due to significant sedimentation rate. During sedimentation, buried rocks are subjected to an increase in vertical stress that leads to a decrease of porosity and a significant rise in pore pressure. In present work, the case of fractures induced by significant sedimentation rate is studied using both analytical and numerical methods. The focus is put on a synthetic geological structure containing a caprock and a reservoir that are overpressured by a vertical mechanical load. For the numerical simulations, finite element modeling and cohesive model with damage are used. The context of poro-mechanics is considered to build an original analytical solution. The effect of several parameters is studied and the analysis lead to a fracturing criterion for sedimentation context.

## 1. INTRODUCTION

Basin modeling is commonly used to provide a better understanding of a sedimentary basin history and of its actual state. The actual state of a sedimentary basin in terms of pressure, fluid content, stress state and rock properties is the result of its complete history. Many processes are involved in a basin history such as sedimentation, erosion or tectonics. This phenomenon are known to induce change in pressures and stresses and possibly natural fracturing. Natural fracturing can therefore significantly modify rock transfer properties (Twenhofen, 1950; Schneider et al., 1999). The knowledge of fracturing processes enhances the description of overpressure history, which is a key issue to predict actual overpressures and the fluid content of the underground. Deep natural fracturing has been widely studied since the introduction of the effective stress concept by Terzaghi, (1936) and the concept of poroelasticity by Biot ,(1941) to explain tensile stress at very high depth. According to these concepts fractures are initiated when the pore pressure and the total stress are such that a positive and significant enough effective stress locally appear. This phenomena is called natural hydraulic fracturing (Audet et al., 1992; Mourges R. et al., 2011). Lorenz and Finley, (1991) and Lorenz et al., (1991) have shown that it is not possible to initiate

fractures in homogeneous poroelastic formation in regional context. Furthermore previous references showed that natural fractures are initiated in the vicinity of natural defaults in the rock which has been confirmed through numerical poroelastic modeling of natural fracture propagation in the context of high sedimentation rate (Ouraga et al., 2016).

In this paper it is shown that it is possible to gather favorable conditions to initiate fractures at the interface between the layers even in a globally oedometric context. In the following basin's typical structures that are likely to produce a natural fracturing under a rapid sedimentation will be presented. Then the main governing equations of the different physical phenomena involved will be given. Finally from an analytical solution built using problem superposition, natural fracture initiation in typical cases is analyzed.

## 2. CONCEPTUAL MODEL

One of the most important mechanisms involved in natural fracturing in sedimentary basins is known to be the fluid overpressure (Luo and Vasseur, 2002; Secor, 1965). In a sedimentary basin, overpressures are generally due to mechanisms such as mechanical compaction, hydrocarbon maturation, or mineralogical

reactions that produce additional pore pressure. Therefore, to explain the formation of some rock joint under in situ condition, Secor (1965) introduced the concept of natural hydraulic fracturing. As discussed by Secor, fracture is initiated by a pore pressure in the rock, when this pressure is greater than the least principal compressive stress. Hence, Engelder and Lacazette (1990) proposed a model in which the driving stress for fracture initiation arises from the poroelastic behavior of the Devonian Ithaca siltstone and defined some conditions likely to produce natural hydraulic fracturing. Renshaw and Harvey (1994) proposed a continuously propagating model by taking into account the diffusion process in the fracture.

In the present study a conceptual two-layer model with considered (Figure 1). This model is composed of a sealing formation with a low permeability compared to the permeability of the reservoir. As shown in figure 1, the context is globally oedometric, which means that the vertical displacement of the basement and the horizontal displacement of the two lateral sides of this model are blocked. We assume that the vertical flow through the sealing formation does not drop significantly the amount of fluid in the reservoir. We impose a zero flux at the basement of the reservoir and on the lateral sides. The pressure at the top of the model is a reference pressure. In this framework the pressure evolution in the reservoir does not depend on its thickness (finite or infinite). It is to note that the conceptual model contains an hydraulic heterogeneity (a small defect associated with high permeability) as shown in figure 1.

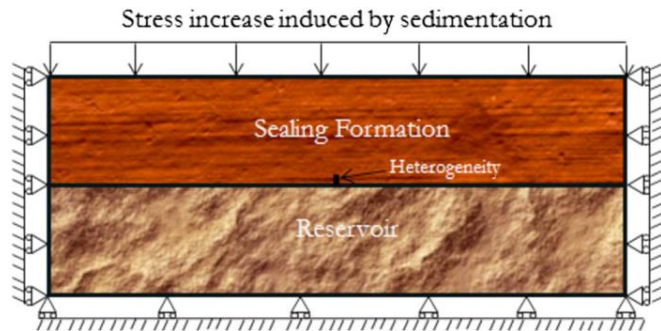


Fig. 1. Two layer conceptual model and mechanical boundary conditions.

During sedimentary basin history, the materials brought by water, ice, and wind accumulate into the basin to form a deposit (Hantschel and Armin, 2009). With time these sediments are turned into rock by diagenesis during burial. To describe the deposit of sediments, a vertical stress that evolves linearly with time is imposed on the top of the model, and a constant sedimentation rate is assumed.

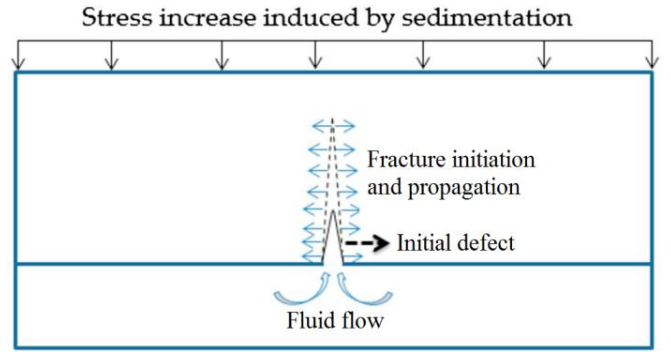


Fig. 2. Mechanism to initiate fracture in the two-layer conceptual model.

The principle of this conceptual model is that the permeability of the seal prevents overpressure dissipation under high sedimentation rate. This phenomenon is commonly called compaction disequilibrium and is associated with potential fracturing (Osborne and Swarbrick, 1997). This increase of pore pressure by hydromechanical coupling leads to an increase of horizontal total stress in the model and with a homogeneous medium does not allow to initiate fracture. Nevertheless, with a perturbation of pore pressure from abnormal conditions such as existing defect associated with an heterogeneity (Figure 1 and 2), the initiation of natural fracture under certain conditions is possible as analyzed in the following.

### 3. GOVERNING EQUATIONS

In this section some of the governing equations, concerning the media apart from fracture are recalled, a more complete description is given by Pouya and Bemani Yazdi (2015). In the following we assume that the fluid's compressibility is very low, the porous medium is isotropic, the skeleton transformations are infinitesimal, and the behavior of the porous material is poroelastic. The flow in the saturated porous medium is governed by Darcy's law:

$$\underline{v} = -\frac{k}{\mu} \cdot \nabla p \quad (1)$$

with  $\underline{v}$  the fluid velocity,  $p$  the pressure,  $\mu$  the dynamic viscosity of the fluid and  $k$  the permeability. The mass balance equation reads:

$$\text{div}(\rho_f) + \frac{\partial m_f}{\partial t} = 0 \quad (2)$$

where  $\rho_f$  is the fluid specific mass and  $m_f$  the fluid mass per unit volume. the mass balance equation in the porous media and the linear poroelasticity model the governing equation describing the skeleton deformation and the motion of fluid is given by (Coussy, 2004):



$$\frac{1}{M} \frac{\partial p}{\partial t} = \text{div}(k \nabla p) - b \frac{\partial \varepsilon_v}{\partial t} \quad (3)$$

$\nabla$  represents the gradient operator and the volumetric strain  $\varepsilon_v$  is given by the trace of the strain tensor,  $M$  represents Biot's modulus and  $b$  the Biot's coefficient. Hydromechanical coupling represents the interaction between mechanical and hydraulic processes. The total stress applied into the porous media is the sum of the load applied on skeleton and the load applied on fluid. The total stress is given by

$$\underline{\underline{\sigma}} = \underline{\underline{C}} \underline{\underline{\varepsilon}} - b p \underline{\underline{I}} \quad (4)$$

with  $\underline{\underline{C}}$  the elasticity tensor,  $\underline{\underline{\varepsilon}}$  the strain tensor.

Sign convention of continuum mechanics is used; stress and strain are positive in tension. For the numerical computations, a cohesive model will be considered for fracture, see Pouya (2015) and Pouya and Bemani (2015) for a presentation of the fracture numerical model. For the numerical computation the coupling between mechanical and hydraulic problems is performed with a sequential solving of the two problems and iteration between them. The sequential solving used here consists in solving the flow problem first through considering constant the total mean stress field. Once the flow problem is computed, the mechanical problem is solved and the volumetric strain term in equation (4) is computed explicitly (Kim et al., 2010; Guy et al., 2012).

#### 4. ANALYTICAL SOLUTION FOR FRACTURE INITIATION

The fracture initiation is studied from a model equivalent to the basic model (figure 1) but simplified, considering only on layer corresponding to the sealing formation (figure 3).

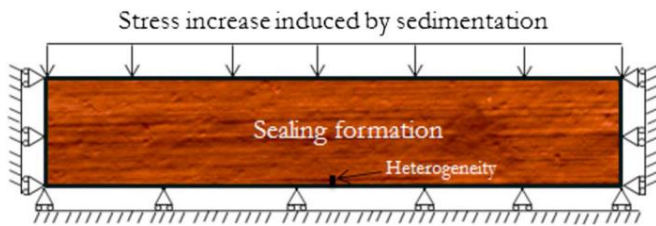


Fig. 3. Conceptual model for fracture initiation study and mechanical boundary conditions; the pressure evolution in the reservoir of the basic model is imposed as a boundary condition at the basement of this model.

The lower bound of the layer being loaded with a pore pressure corresponding to the reservoir. Considering that the permeability of the sealing formation is smaller than the permeability of the reservoir, we assume that at the considered time scale, the flow from reservoir to the sealing formation is low enough to represent a negligible

part of the amount of fluid in the reservoir. The reservoir can thus be considered as undrained. Therefore, the strain of the reservoir reads:

$$d\varepsilon_v = \frac{(1 + \nu_r)}{3(1 - \nu_r)K_r} (d\sigma_v + b dp) \quad (5)$$

where  $\sigma_v$  is the vertical applied loading  $K_r$  is the bulk modulus of the reservoir and  $\nu_r$  its Poisson ratio. The vertical applied loading, is a linear function of time, the pressure evolution in the reservoir is therefore a linear function of time that reads:

$$p(t) = \frac{-bM(1 + \nu_r)}{3(1 - \nu_r)K_r + b^2} \sigma_v(t) \quad (6)$$

This pore pressure will be imposed as boundary condition at the basement of the seal formation. The fracture initiation condition will be based on the analytical solution of pore pressure and stress evolution in space and in time in a homogeneous porous medium, with the same boundary conditions as that of the equivalent conceptual model (figure 4a).

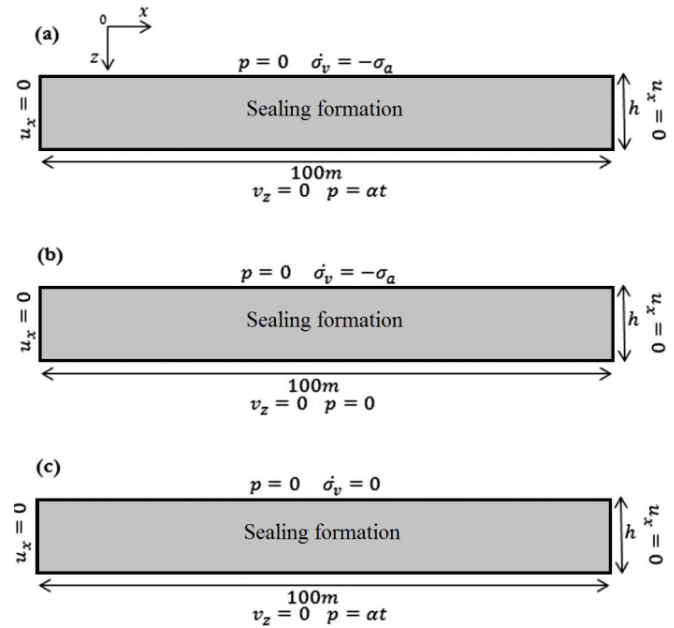


Fig. 4. Homogeneous model and boundary condition (a); geometry and boundary conditions of, respectively, subproblems 1 and 2 (b and c).

To solve this problem given a poroelastic behavior of the model, a superposition principle is applied. The problem is divided into two subproblems shown in figure 4. The first subproblem consists of a consolidation case with a source term (Figure 4b). In the second subproblem a pressure that evolves with time is imposed at the basement (Figure 4c). The first subproblem is equivalent to a problem of a slab with heat produced within it as discussed by Carslaw and Jaeger (1959). The pressure evolution over time and in space of the second

subproblem can be found through considering the pressure field when the time to infinity Ouraga et al. (2017). Therefore the pressure in time and space in the sealing formation reads:

$$\begin{aligned}
p(z,t) &= \frac{\alpha}{6\tau_s h} (z^3 - z^2) + \frac{\alpha t}{h} z \\
&- \frac{2\alpha h^2}{\tau_s} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{\pi n} \left( \frac{1}{\pi^2 n^2} - \frac{\tau_s t}{h^2} \right) \sin\left(\frac{n\pi}{h} z\right) \exp\left(-\frac{n^2 \pi^2}{h^2} \tau_s t\right) \\
&- \frac{3\mu(1+\nu)b}{2k(1-\nu)K_s} \sigma_a (z^2 - zh) \\
&- \frac{12\mu b(1+\nu)b\sigma_0 h^2}{k(1-\nu)K_s} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\pi^3 (2n+1)^3} \sin\left(\frac{(2n+1)\pi z}{h}\right) \\
&\times \exp\left(-\frac{(2n+1)^2 \pi^2}{h^2} \tau_s t\right) \quad (7)
\end{aligned}$$

with

$$\alpha = \frac{bM(1+\nu_r)}{3(1-\nu_r)K_r + b^2} \sigma_a \quad (8)$$

where  $\sigma_a$  is the absolute value of the loading rate and

$$\tau_s = \frac{k}{\mu \left( \frac{1}{M} + \frac{3(1+\nu)b^2}{(1-\nu)K_s} \right)} \quad (9)$$

knowing that  $K_s$  is the sealing formation bulk modulus.

Therefore, knowing the vertical stress  $\sigma_h$ , the horizontal stress can be deduced from the equation:

$$\sigma_h = \sigma_v \frac{\nu_s}{1-\nu_s} - bp \frac{1-2\nu_s}{1-\nu_s} \quad (10)$$

where  $\sigma_h$  is the horizontal total stress and  $\nu_s$  the Poisson ratio of the sealing formation.

## 5. DESCRIPTION OF FRACTURE INITIATION

The analysis of fracture initiation will be based on an analysis of the analytical pressure evolution. To initiate fracture, an initial hydraulic defect is introduced in the model (figures 1 and 2). This defect is a zone wherein the permeability is greater than the permeability of the surrounding media. In the cohesive zone model of Pouya (2015), for a mode I propagation, the fracture initiates when the normal effective stress reaches  $\sigma_R$ . Therefore in the present context the fracture onset corresponds to:

$$\sigma_h + b_f p = \sigma_R \quad (11)$$

where  $b_f$  Biot's coefficient of the joint equal to the unity in this study. This failure criterion has been used in previous studies (Sibson, 2003; Rozhko et al., 2007). To characterize fracture initiation condition in the porous media, a sensitivity study is done in the following (figures 5 and 6). The aim is to analyze the influence of the main parameters involved in the fracturing process under sedimentation. For the analytical analysis, we consider that the pressure in the defect is equal to pressure at the lower boundary of the sealing formation.

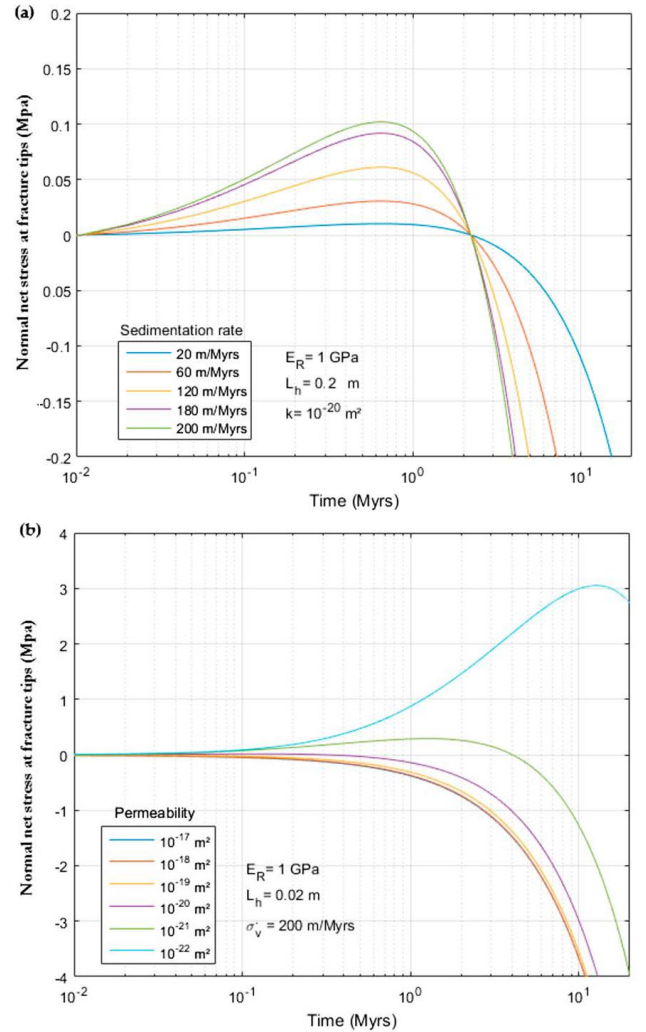


Fig. 5. Evolution of normal net stress at fracture tips versus time for (a) several sedimentation rates and (b) several intrinsic permeabilities.

Results plotted in figures 5a arose from the evolution of normal effective stress at the tip of a hydraulic defect of 0.2 m and 0.02 m for several sedimentation rates,  $L_h$  standing for the length of the hydraulic defect. The figure 5b is obtained considering the same defects and several intrinsic permeabilities for the sealing formation. As shown in Figures 5a and 5b, the normal effective stress at the tip of the defect can reach a positive maximum stress and then decrease to become

compressive. These figures show that the maximum tensile stress depends on the sedimentation rate and the permeability of the sealing formation. As an example, according to our results for a relatively rapid sedimentation rate 200 m/Myr and an intrinsic permeability from  $10^{-17} \text{ m}^2$  to  $10^{-22} \text{ m}^2$ , fracture can be initiated with an initial hydraulic defect of 0.02 m. The tensile strength allowing this initiation is close to 0 for the case of a  $10^{-17} \text{ m}^2$  permeability and lower than 3 MPa for the case of a  $10^{-22} \text{ m}^2$  permeability.

In figure 6a, the evolution of hydraulic defect length for several sedimentation rates with the parameter  $\kappa$  (representing the ratio of the increasing rate of pressure in the reservoir to the increasing rate of stress due to sedimentation) is plotted.

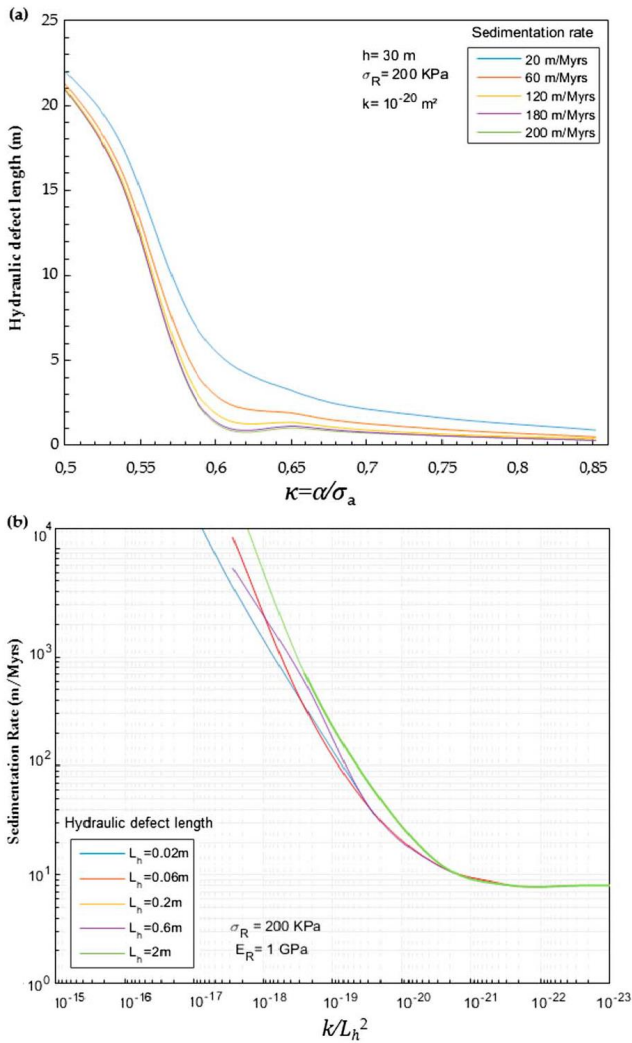


Fig. 6. evolution of hydraulic defect versus the ratio between the increasing rate of pressure in the reservoir and the increasing rate of stress due to sedimentation (a), and (b) evolution of sedimentation rate versus ratio of intrinsic permeability to defect's length for several hydraulic defects.

A tensile strength of 200 kPa is considered. It appears that the smaller  $\kappa$  is, the higher is the hydraulic

heterogeneity length required to initiate fracture. Fractures can initiate with small heterogeneity even though there is a low sedimentation rate when  $\kappa$  is close to unity. To study the influence of permeability and defect's length on fracture onset, we plot in figure 6b for a given hydraulic heterogeneity the critical sedimentation rate to initiate fracture in the medium versus the ratio of intrinsic permeability to the square of the defect length with a tensile strength of 200 kPa. As seen in this figure all curves almost collapse into the same curve. It gives ranges of sedimentation rates to initiate fractures knowing the length of heterogeneity in the past in the porous medium. It also shows that this critical deposition rate does not depend much on the defect's length but on the ratio of intrinsic permeability to the square of the defect length. Therefore, a defect of centimeter range which may be frequent in the porous formations requires a very low permeability to initiate and then propagate. All of this analysis has been made with a ratio of Young's modulus of the seal to Young's modulus of the reservoir equal to 3.

## 6. NUMERICAL MODELING

For the numerical modeling of the equivalent two-layer model (figure 7).

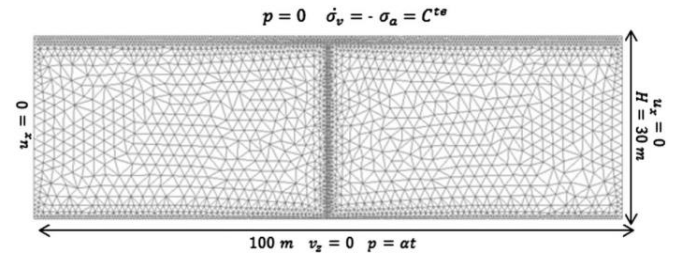


Fig. 7. Mesh and boundary conditions for the numerical finite element based model.

The sealing formation has a height of 30 m, and the model extends over a length of 100 m. A cohesive zone is introduced over the model entire height, and the potential fracture is assumed to be vertical; it can be considered as a relevant hypothesis as an example in a situation of low horizontal total stress to vertical stress ratio (Guy et al., 2010). The lowest part of the cohesive model, that has a length of 0.6 m is the hydraulic defect. It is very permeable, indeed

$$\lambda = \frac{C_f \mu}{2\pi k L} \gg 100 \quad (12)$$

with  $C_f$  the fracture's conductivity,  $k$  matrix permeability, and  $L$  fracture's length. In this framework, pressure is constant along the defect and equal to the pressure in the reservoir Pouya (2015). In the second part of the cohesive zone, the parameter  $\lambda$  is closed to 0, which means that this part is initially

inexistent for a hydraulic computation. To account for continuous degradation of fracture mechanical properties and its impact on hydraulic computation, it assumes that hydraulic opening is connected to mechanical opening, by the scalar  $D$  that represents fracture damage. Mechanic and hydraulic parameters are chosen such that the initial fracture has no mechanical influence on numerical simulation until its initiation. For the evolution of fracture conductivity after opening, a lubrication law is considered. More details are provided by Ouraga et al. (2017). The parameters used for numerical fracture initiation and propagation modeling are  $\kappa = 0.85$  and a sedimentation rate of 200 m/Myrs. For the reservoir we consider a Poisson ratio of 0.2 and a Young modulus of 1 GPa and for the sealing formation we consider a Young Modulus of 3 GPa, a Poisson ratio of 0.23 and a permeability of  $10^{-20}$  m<sup>2</sup>. As shown in figure 8, representing the evolution of the fracture length fracture initiates when the cohesive joint begins to damage about 0.6 Myr after load application and its normal effective net stress reaches the limit tensile strength of the seal formation  $\sigma_R = 200$  kPa.

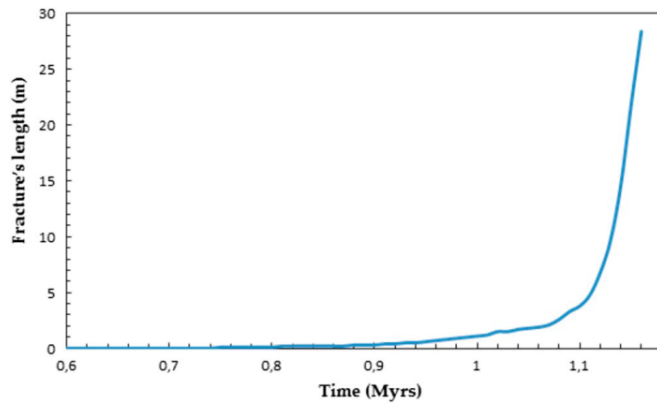


Fig. 8. Fracture's length evolution versus time.

In our numerical simulation  $\beta = 1$  corresponds to a low ductility material Pouya (2015). After 1.1 Myr the fracture length is only about 3 m and from this time it propagates quickly and extends in less than 0.1 Myr throughout all the model's height. Figure 9 shows the evolution of normal stress at the initial defect tip for the analytical solution and for the numerical modeling. A good agreement between the previous analytical initiation study and the numerical result is observed until fracture propagation. For the numerical simulation, propagation, when the damage is close to unity, the normal stress stays close to 0. After initiation, the fracture propagates with a staggered evolution. The stress at the fracture tips must first reach the failure criterion and then cause a damage increase in the cohesive joint in order to make it propagate. After load application that corresponds to fast sedimentation process and then propagates up to its entire length in approximately 0.63 Myr.

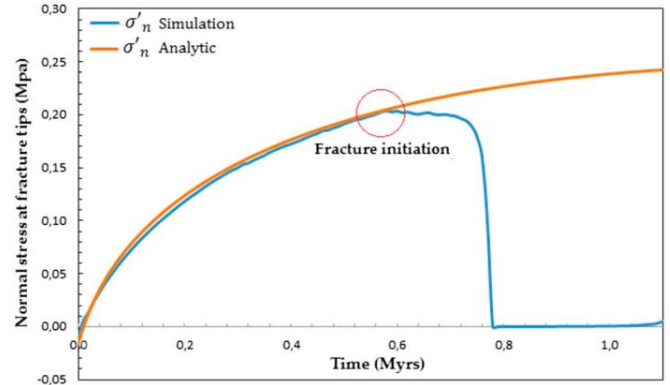


Fig. 9. Analytical and numerical evolution of the normal stress at the hydraulic defect tips.

## 7. CONCLUSION

In this study, fracture initiation under rapid sedimentation has been analyzed. To study fracturing process from initiation until the propagation in the seal, both numerical and analytical methods have been used. A model with a predetermined defect. This way of modeling initiation is relevant according to Renshaw and Harvey (1994) that pointed out that natural fracturing takes place from initial defects in the material and hence from its heterogeneity.

We have studied fracture initiation by introducing a heterogeneity called hydraulic defect. Initiation analysis consisted in an evaluation of the impact of the heterogeneity on pressure field and on effective stress. The hydraulic defect is more permeable than the seal with properties corresponding to a compacted clay sediment. To characterize fracture initiation and to evaluate the influence of the main parameters, a parametric study was performed based on an original analytical solution. Numerical simulation have also been used to describe initiation and propagation in single-phase fluid flow. Our analytical solution helps to identify the most important variables affecting fracture propagation during sedimentation and to better understand the conditions of natural fracturing process. Thereby, with our analysis we have shown that the critical length of heterogeneity necessary for triggering fracture propagation depends on the ratio between the increasing rate of pressure in the reservoir and the increasing rate of stress due to sedimentation and also on the permeability of the medium and the ratio between the Young's modulus of the seal formation and the reservoir. When the seal formation is stiffer than the reservoir, parameters involved to initiate fracture are the ratio between the increasing rate of pressure in the reservoir and the increasing rate of stress due to sedimentation and the permeability. When the reservoir is stiffer than the seal, the overpressure in the reservoir is not enough to lead natural hydraulic fracturing with

flaws of about centimeter to meter range without other contributions such as tectonics or erosion. Our numerical and initiation study is in conformity with the observations of Engelder and Lacazette (1990) in the Devonian Ithaca siltstone near Watkins Glen, New York.

We have also found that the critical sedimentation rate for fracture onset does not depend only on the defect's length but more on the ratio between the permeability of the sealing formation and the square of the defect length. Finally, the fracturing criterion presented in this paper can be considered to model natural hydraulic fracturing under rapid sedimentation in a realistic context.

## REFERENCES

1. Audet, D.M.; McConnell, J.D.C. (1992) Forward modeling of porosity and pore pressure evolution in sedimentary basins. In : Basin Research, vol. 4, n° 2, p. 147–162
2. Biot M.A. (1941) General theory of three-dimensional consolidation. In : Journal of Applied Physics, vol. 12, 1941, p. 155–164
3. Carslaw, H., and J. Jaeger (1959), Conduction of Heat in Solids, Clarendon Press, Oxford.
1. Coussy, O. (2004), Poromechanics, John Wiley Ltd., Chichester, England.
4. Engelder, T., and A. Lacazette (1990), Natural hydraulic fracturing, in Rock Joints: Proceedings of the International Symposium on Rock Joints, edited by N. Barton and O. Stephansson, pp. 35–43, Rock Joints, Loen, Norway.
5. Guy N; Seyedi DM; Hild F (2010) Hydro-mechanical modelling of geological CO<sub>2</sub> storage and the study of possible caprock fracture mechanisms. In: Georisk, 4(3), 2010, p. 110-117
6. Guy N; Enchery G; Renard G (2012) Numerical modelling of thermal EOR: comprehensive coupling of an AMR-based model of thermal fluid flow and geomechanics. In : Oil & Gas Science and Technology, Vol. 67(6), 2012, p. 1019-1027
7. Hantschel, T., and I. K. Armin (2009), Fundamentals of Basin and Petroleum System Modeling, Springer, Berlin.
8. Kim, J.; Tchelepi, H. A.; Juanes, R. Stability (2010) Accuracy and Efficiency of Sequential Methods for Coupled Flow and Geomechanics: SPE Reservoir Simulation Symposium. The Woodlands, Texas
9. Lorenz J.C; Teufel W.T.; Warpinski N.R (1991) Regional Fracture I: A mechanism for the formation of regional fractures at depth in flat-lying reservoirs. In : AAPG Bulletin, 75(11), 1991, p. 1714–1737
10. Lorenz J.C; Finley S.J. (1991) Regional fracture II: fracturing of Mesaverde Reservoirs in the Piceance Basin, Colorado. In : AAPG Bulletin, 75(11), 1991, p. 1738–1757
11. Luo, X., and G. Vasseur (2002), Natural hydraulic cracking: Numerical model and sensitivity study, Earth Planet. Sci. Lett., 201, 431–446.
12. Mourges R.; J.B. Gressier; L. Bodet; Bureau D.; A. Gay (2011) Basin scale versus localized pore pressure/stress coupling-Implications for trap integrity evaluation. In : Marine and Petroleum Geology, vol. 28, 2011, p. 1111–1121
13. Osborne M.J; Swarbrick R.E (1997) Mechanisms for generating overpressure in sedimentary basins: a reevaluation. In : AAPG Bulletin, vol. 81, 1997, p. 1023–1041.
14. Ouraga Z., Guy N., Pouya A. (2016) Modelling of natural fracture propagation: In : Proceedings of the the 50th US Rock Mechanics / Geomechanics Symposium, Houston, Texas, USA, 26-29 June
15. Ouraga Z., Guy N., Pouya A. (2017) Modelling of natural fracture initiation and propagation in basin sedimentation context. In: Journal of Geophysical Research: Solid Earth, doi 10.1002/2016JB013511
16. Pouya A. (2015) A finite element method for modeling coupled flow and deformation in porous fractured media. In : International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics, vol. 39, 2015, p. 1836–1852
17. Pouya A.; Bemani Yazdi P. (2015) A Damage-plasticity model for cohesive fractures. In : International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences, vol. 73, 2015, p. 194–202
18. Renshaw, C., and C. Harvey (1994), Propagation velocity of a natural hydraulic in a poroelastic medium, J. Geophys. Res., 99(B11), 21,667–21,677
19. Rozhko, A., Y. Podladchikov, and F. Renard (2007), Failure patterns caused by localized rise in pore-fluid overpressure and effective strength of rocks, Geophys. Res. Lett., 34, L22304.
20. Schneider, F.; Bouteica, M.; Sarda, J. P. (1999) Hydraulic Fracturing At Sedimentary Basin Scale. In : Oil & Gas Science and Technology, vol. 54, n° 6,
21. Secor, D. (1965), Role of fluid pressure in jointing, Am. J. Sci., 263, 633–646. p. 797–806
22. Sibson, R. (2003), Brittle failure controls on maximum sustainable overpressure in different tectonic regimes, AAPG Bull., 87(6), 901–908.
23. Terzaghi K. (1936) The shearing resistance of saturated soils. In : Proceedings of the First International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering, 1936, p. 85–94
24. Twenhofen, W.H (1950) principles of sedimentation : McGRAW-HILL Book company

# Bibliographie

- Atkinson, B. K. (1984). Subcritical crack growth in geological materials. *Journal of Geophysical Research*, 89(B6):4077-4114.
- Atkinson, B. K. et Meredith, P. G. (1987). Experimental fracture mechanics data for rocks and mineral. *Fracture Mechanics of Rock*, San Diego, Calif:477-525.
- Audet, D. et McConnell, J. (1992). Forward model of porosity and pore pressure evolution in sedimentary basins. *Basin research*, 4, No 2:147-162.
- Backers, T. (2004). *Fracture toughness determination and micromechanics of rock under Mode I and Mode II loading*. PhD thesis, University of Potsdam, Germany.
- Bai, T. et Pollard, D. D. (2000a). Closely spaced fractures in layered rocks: initiation mechanism and propagation kinematics. *Journal of Structural Geology*, 22:1409-1425.
- Bai, T. et Pollard, D. D. (2000b). Fracture spacing in layered rocks: a new explanation based on the stress transition. *Journal of Structural Geology*, 22:1409-1425.
- Bandis, S., Lumsden, A., et Barton, N. (1983). Fundamentals of rock joint deformation. *International Journal of Rock mining science and Geomechanic*, 4, No 6:249-268.
- Barenblatt, G. (1962). The mathematical theory of equilibrium cracks in brittle fracture. *Advanced Applied Mechanics*, 7:55-129.
- Barton, N. (1973). Review of a new shear strength criterion for rock joints. *Engineering Geology*, 7:287-332.
- Barton, N. et Bandis, S. (1982). Effect of block size on the behaviour of jointed rock. *Proceeding of the 23rd U.S. Symposium on Rock Mechanics*, pages 739-760.
- Barton, N. et Choubey, V. (1977). The shear strength of rock joints in theory and practice. *Rock Mechanics*, 10.
- Bazalgette, L. (2004). *Relation plissement/fracturation multi-échelle dans les multicouches sédimentaires du domaine élastique*. PhD thesis, Université Montpellier II.
- Becker, A. et Gross, M. R. (1996). Mechanism for joint saturation in mechanically layered rocks: an example from southern israel. *Tectonophysics*, 257:223-237.

- Berchenko, I. et Detournay, et Chandler, N.E. (1997). Propagation of natural hydraulic fractures. *International Journal of Rock mechanics and Mining*, 34, No 3-4:Paper No. 063.
- Berryman, J. (1992). Effective stress for transport properties of inhomogeneous porous rock. *Journal of Geophysical Research*, 12:17409–17424.
- Biot, M. (1941). General theory of three-dimensional consolidation. *Journal of Applied Physics*, 12:155–164.
- Bodenbender, B., and Wilson, M., and Palmer, T. (1989). Paleoecology of sphenothallus on an upper ordovician hardground. *Lethaia*, 22:217–225.
- Bogdonov, A. A. (1947). The intensity of cleavage as related to the thickness of beds (in russian). *Sov. Geol.*, 16.
- Bredehoef, J. and Hanshaw, B. (1968). On the maintenance of anomalous fluid pressures. *Geol soc Am Bull*, 79 (9):1097–1106.
- Budiansky, B. and Rice, J. (1973). Conservation laws and energy-release rates. *Journal of Applied Mechanics*, 40:201–203.
- Carol, I., Prat, P., and C.M, L. (1997). Normal/shear cracking model: application to discrete crack analysis. *Journal of Engineering Mechanics*, 123(8):765–773.
- Carrier, B. and Granet, S. (2012). Numerical modeling of hydraulic fracture problem in permeable medium using cohesive zone model. *Engineering Fracture Mechanics*, 79:312–328.
- Carslaw, H. and Jaeger, J. (1959). *Conduction of heat in solids*. Oxford at the Clarendon Press.
- Cosgrove, J. and Engelder, T. (2004). The initiation, propagation, and arrest of joint and other fractures. *Geological Society, London, special Publication*, 231:117–128.
- Cosgrove, J. a. (2001). Hydraulic fracturing during the formation and deformation of a basin : a factor in the dewatering of low-permeability sediments. *AAPG Bulletin*, 85(4):737–748.
- Coussy, O. (2004). *Poromechanics*. John Wiley & Son Ltd.
- Detournay, E. (1979). The interaction of deformation and hydraulic conductivity in rock fracture. an experimental and analytical study. *In Improved stress determination procedures by hydraulic fracturing*, page final report.
- Detourney, E. J., Roegiers, J., and Cheng, A. D. (1987). Some new examples of poroelastic effects in rock mechanics. In *Proceedings of the 28th U.S. Symposium of Rock Mechanics*. University of Nevada Press, Reno, Nevada, pp575-584.
- Dugdale, D. (1960). Yielding of steel sheets containing slits. *J.Mech.Phys.Solids*, 8:100–104.

- Economides, M. and Nolte, K. (2000). *Reservoir stimulation*. 3rd edn. Wiley, New York.
- Engelder, T. (1985). Loading paths to joint propagation during a tectonic cycle: an example from the Appalachian Plateau, USA. *Journal of Structural Geology*, 7(3/4):459-476.
- Engelder, T. and Fisher, M. P. (1994). Influence of poroelastic behavior on the magnitude of minimum horizontal stress,  $\sigma_h$ , in overpressure parts of sedimentary basins. *Geology*, 22:946-952.
- Engelder, T. and Geiser, P. (1980). On the use of regional joint sets as trajectories of paleostress fields during the. *Journal of Geophysical Research*, 85(B11):6319-6341.
- Engelder, T. and Lacazette, A. (1990). *Natural hydraulic fracturing*. Rock Joints.
- Fisher, M. P., Gross, M. R., Engelder, T., and Greenfield, T. (1995). Finite-element analysis of the stress distribution around a pressurized crack in a layered elastic medium: implication for the spacing of fluid driven joint in bedded sedimentary rock. *Tectonophysics*, 247:49-64.
- Flamand, R. (2000). *Validation d'une loi de comportement mécanique pour les fractures rocheuses en cisaillement*. PhD thesis, Université du Québec à Chicoutimi (Canada).
- Francfort, G. A. and Marigo, J.-J. (1998). Revisiting brittle fracture as an energy minimization problem. *J. Mech. Phys. Solids*, 46(8):1319-1342.
- Frémond, M. (1982). Adhésion et contact unilatéral. *Contact mechanics and wear of rail/wheel systems*, pages 63-77.
- Fyfe, W., Price, N., and Thompson, A. (1978). *Fluids in the Earth's Crust*. Elsevier.
- Gdoutos, E. (2005). *Fracture mechanics: An introduction*. Kluwer Academic Publishers, 325p.
- Ghabezloo, S., Sulem, J., Guédon, S., and Martineau, F. (2008). Effective stress law for the permeability of a limestone. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Science*.
- Goodman, R. E. (1974). The mechanical properties of joints. *Proc. 3rd Congr. ISRM*, 1A:127-140.
- Goodman, R. E. (1976). *Methods of Geological Engineering in discontinuous rock*.
- Gramberg, J. (1965). Axial cleavage fracturing a significant process in mining and geology. *Engineering Geology*, 1(1):31-72.
- Gretener, P. (1981). *Pore pressure : Fundamentals, general ramifications and implications for structural geology*. American Association of Petroleum Geologists Educational Course Note Serie No 4.
- Griffith, A. (1920). The phenomenon of rupture and flow in solids. *Philosophical Transaction of the Royal Society (London)*, A221:163-198.



- Gross, M. R. (1993). The origin and spacing of cross joint: example from monterey formation, santa barbara coastline, california. *Journal of Structural Geology*, 15:737–751.
- Guy, N., Enchery, G., and G, R. (2012). Numerical modeling of thermal eor: comprehensive coupling of an amr-based model of thermal fluid flow and gepmechanics. *Oil*, 67(6):1019–1027.
- Hantschel, T. and Armin, I. K. (2009). *Fundamentals of Basin and Petroleum System Modeling*. Springer.
- Hashin, Z. (1996). Finite thermoelastic fracture criterion with application to laminate cracking analysis. *J. Mech. Phys. Solids*, 44(7):1129–1145.
- Helgeson, D. E. and Aydin, A. (1991). Characteristics of joint propagation across layer interface in sedimentary rocks. *Journal of Structural Geology*, 13(8):897–911.
- Hermanrud, C. (1993). Basin modeling techniques- an overview. *Basin Modelling: Advances and Applications*, 3:1–34.
- Hild, F. (2001). *Probabilistic approach to fracture: the Weibull model*. In Handbook of materials behavior models.
- Hobbs, D. W. (1967). The formation of tension joint in sedimentary rocks: an explanation. *Geol. Mag.*, 104:550–556.
- Hodgson, R. (1961). Regional study of jointing in comb ridge-navarre mountain area, arizona and utah. *AAPG Bulletin*, 45:138.
- Ida, Y. (1972). Cohesive force across the tip of the longitudinal shear crack and griffith's specifi surface energy. *Journal of Geophysical Research*, 77:3796–3805.
- Inglis, C. (1913). Stress in a plate due to the presence of cracks and sharp corners. *Transactions of the Royal Institution of Naval Architects*, 55:219–241.
- Irwin, G. (1957). Analysis of stresses and strains near the end of a crack traversing a plate. *Journal of Applied Mechanics*, 24(82):361–364.
- Irwin, G. (1958). "fracture" in handbuch der physik. *Springer*, 6:551–590.
- Irwin, G. (1960). *Fracture mechanics*. In Goodier J.N et Hoff N.J.
- Kachanov, L. V. (1986). *Introduction to continuum damage mechanics*. Martinus Nijhoff, Dordrecht.
- Kim, J., Tchelepi, H., and Juanes, R. (2010). Stability accuracy and efficiency of sequential methods for coupled flow and geomechanics. In *SPE Reservoir simulation symposium. The Woodlands, Texas*.
- Kirsch, G. (1898). Die theorie der elastizität und die bedürfnisse der festigkeitslehre. *Veit. Ver. Deut. Ing.*, 42:797–807.

- Ladanyi, B. and Archambault, G. (1969). Simulation of the shear behaviour of a jointed rock mass. *Proceedings of the 11th U.S. Symposium on Rock Mechanics, Berkeley, AIME, New York*, 7:105–125.
- Ladeira, F. L. and Price, N. (1981). Relationship between fracture spacing and bed thickness. *Journal of Structural Geology*, 3(2):179183.
- Lecampion, B. and Detournay, E. (2007). An implicit algorithm for the propagation of a hydraulic fracture with a fluid lag. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 49:4863–4880.
- Leguillon, D., Marion, G., Harry, R., and Lécuyer, F. (1998). Amorçage du délaminage entre bords libres des strati és croisés. etude de deux critères. *In Lamon J. et Baptiste D, éditeur, Comptes Rendus des Onzièmes Journées Nationales sur les Composites*, II:1379–1388.
- Lemaitre, J. and Chaboche, J.-L. (1985). *Mécanique des matériaux solides*. Dunod.
- Li, C. L., Tang, C. A., and Wang, S. Y. (2012). A numerical investigation of fracture infilling and spacing in layered rocks subjected to hydro-mechanical loading. *Rock Mech Rock Eng*, 45:753–765.
- Liolios, P. and Exadaktylos, G. (2006). A solution of steady-state fluid flow in multiply fractured isotropic porous media. *International Journal of Solids and Structures*, 43:2006.
- Longuemare, P., Mainguy, M., Lemonnier, P., Onaisi, A., Gerard, C., and Koutsabeloulis, N. (2002). Geomechanics in reservoir simulation: Overview of coupling methods and field case study. *Oil & Gas Science and Technology - Rev. IFP*, 57:471–483.
- Lorenz, J., Teufel, W., and Warpinski, N. (1991). Regional fracture i: A mechanism for the formation of regional fractures at depth in flat-lying reservoirs. *AAPG Bulletin*, 75(11):1714–1737.
- Louis, C. (1969). A study of groundwater flow in jointed rock and its influence on the stability of rock mass. *Imperial College Rock Mechanic*, Report 10.
- Luo, X., Pouya, A., Lamoureux-Var, V., and Poliakov, G. V. (1998). Elastoplastic deformation of porous media applied to the modeling of the compaction at the basin scale. *Marine and Petroleum Geology*, 15:145–162.
- Luo, X. and Vasseur, G. (1995). Modeling of pore evaluation associated with sedimentation and uplift in sedimentary basins. *Basin research*, 7:35–52.
- Luo, X. and Vasseur, G. (2002). Natural hydraulic cracking: Numerical model and sensitivity study. *Earth and Planetary Science Letters*, 201:431–446.
- Lynton, S., Milliken, K. L., and Earle, F. M. (1987). Diagenetic evolution of cenozoid sandstones gulf of mexico sedimentary basin. *Sedimentary geology*, 50:195–225.
- Mandl, G. (2005). Rocks joint: The mechanical genesis. *Springer, Heidelberg*, pages 27–48.

- Mc Conaughy, D. and Engelder, T. (1999). Joint interaction with embedded concretions: joint loading configurations inferred from propagation paths. *Journal of Structural Geology*, 21:1637-1652.
- Miall, A. (2000). *Principles of Sedimentary Basin Analysis*. Springer.
- Monerie, Y. (2000). *Fissuration des matériaux composites: rôle de l'interface fibre/matrice*. PhD thesis, Université Aix-Marseille II.
- Moore, J. and Vrolijk, P. (1992). Fluids in accretionary prisms. *Rev. Geophys.*, 30:113–135.
- Mouchet, J. and Mitchell, A. (1989). *Abnormal Pressures while Drilling: Origins, Predictions, Detection, Evaluation*. Technip.
- Mourgues, R., Gressier, J., Bodet, L., Bureau, D., and Gay, A. (2011). Basin scale versus localized pore pressure/stress coupling -implications for trap integrity evaluation. *Marine and Petroleum Geology*, 28:1111–1121.
- Muskhelishvili, N. (1953). *Some Basic Problems of Mathematical Theory of Elasticity*. P. Noordhoff, Groningen, Holland.
- Narr, W. and Suppe, J. (1991). Joint spacing in sedimentary rocks. *Journal of Structural Geology*, 13:1037–1048.
- Needleman, A. (1999). The effect of bond strength and loading rate on the conditions governing the attainment of intersonic crack growth along interfaces. *J. Mech. Phys. Solids*, 47:2411–2450.
- Needleman, A. (1992). Micromechanical modeling of interfacial decohesion. *Ultramicroscopy*, 40:203–214.
- Nelson, R. A. (2001). *Geological analysis of naturally fractured reservoir*. second edition. Gulf Professional Publishing, Houston.
- Nguyen, V. L. (2001). *Modélisation numérique du comportement hydromécanique des milieux poreux fracturés : analyse des conditions de propagation des fractures*. PhD thesis, Université Paris-Est.
- Novikova, A. C. (1947). The intensity of cleavage as related to the thickness of the bed (in russian). *Soc. Geol.*, 16.
- Osborne, M. and Swarbrick, R. (1997). Mechanisms for generating overpressure in sedimentary basins. *AAP*, 81:1023–1041.
- Ouraga, Z., Guy, N., and Pouya, A. (2017). Modeling of natural fracture initiation and propagation in basin sedimentation context. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 122:247–261.
- Palmer, A. and Rice, J. (1973). The growth of slip surface in the progressive failure of overconsolidated clay. *Proceeding of the Royal Society (London)*, A332:527–548.

- Papanastasiou, P. (1999). An efficient algorithm for propagating fluid-driven fractures. *Computational Mechanics*, 24(4):258–267.
- Patton, F. D. (1966). Multiple mode of shear failure in rock. *Proceedings 1st Congress of International Society Rock Mechanics*, 1:509–513.
- Peacock, D. and Sanderson, D. (1999). Deformation history and basin-controlling fault in the mesozoic sedimentary rocks of the somersome coast. *Proceeding of the Geologists Association*, 110:41–52.
- Plesha, M. (1987). Constitutive model for rock discontinuities with dilatancy and surface degradation. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanic*, 11:345–362.
- Pollard, D. D.; Aydin, A. (1988). Progress in understanding jointing over the past century. *Geological Society of America Bulletin*, 100:1181–1204.
- Pouya, A. (2012). Three-dimensional flow in fractured porous media: A potential solution based on singular integral equations. *Advances in Water Ressources*, 35:30–40.
- Pouya, A. (2015). A finite element method for modeling coupled flow and deformation in porous fractured media. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanic*, 39:1836–1852.
- Pouya, A. and Bemani, Y. (2015). A damage-plasticity model for cohesive fractures. *International Journal for Rock Mechanics & Mining Sciences*, 73:194–202.
- Pouya, A. and Ghabezloo, S. (2010). Flow around a crack in a porous matrix and related problems. *Transport in Porous Media*, 84:511–532.
- Pouya, A. and Vu, M. (2012). Numerical modelling of steady-state flow in 2d cracked anisotropic porous media by singular integral equations method. *Transport in Porous Media*, 93(3):475–493.
- Priest, D. S. (1993). *Discontinuity analysis for rock engineering*. london: Chapman et Hall.
- Priest, S. and Hudson, J. A. (1976). Discontinuity spacing in rocks. *International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences*, 13:135–148.
- Quesada, D. (2008). *Genèse et typologie des fractures naturelles dun réservoir pétrolier*. PhD thesis, Université Paris VI.
- Reinhardt, H. and Cornelissen, H. (1984). Post-peak cyclic behaviour of concrete in uniaxial tensile and alternating tensile and compressive loading. *Cement and Concrete Research*, 14:263–270.
- Renshaw, C. and Harvey, C. (1994). Propagation velocity of a natural hydraulic in a poroelastic medium. *Journal of Geophysical Research*, 99, No B11:21,667–21,677.
- Rice, J. (1968). A path independent integral and the approximate analysis of strain concentration by notches and cracks. *Journal of Applied Mechanics*, 35(2):379–386.

- Rives, T., Razack, M., Petti, J. P., and Rawnsley, K. (1992). Joint spacing: analogue and numerical simulations. *Journal of Structural Geology*, 14:925–937.
- Rolando, D. P. and Volkman, N. (2008). Hpht reservoir evolution: a case study from jade and judy fields, central graben, uk north sea. *International Journal of Earth Sciences*, 5:1101–1114.
- Rowe, P. W. and Barden, L., a. L. I. K. (1964). Energy components during the triaxial cell and direct shear tests. *Geotechnic*, 14:242–261.
- Rozhko, A., Podladchikov, Y., and Renard, F. (2007). Failure patterns caused by localized rise in pore-fluid overpressure and effective strength of rocks. *Geophysical Research Letters*, 34:L22304.
- Rudkiewicz, J., Penteado, H., and Vear, A., V. M. B. F. W. J. D. S. (2000). Integrated basin modeling helps to decipher petroleum systems. in r. melo and b.j. katz eds, petroleum systems of south atlantic margin. *AAPG Memoir*, 73:27–40.
- Rutqvist, J. and Stephansson, O. (2003). The role of hydromechanical coupling in fractured rock engineering. *Hydrogeology Journal*, 11:7–40.
- Saeb, S. and Amadei, B. (1992). Modeling rock joints under shear and normal loading. *Int. J. Rock Mech. Min. and Geomech*, 29:267–278.
- Sanders, J. (1957). Discontinuities in the stratigraphical record. *Bull. New York Acad. Sci*, 19:287–297.
- Schmidt, G. (1973). Interstitial water composition and geochemistry of deep gulf coast shales and sandstones. *AAPG Bulletin*, 57:321–337.
- Schneider, F., Bouteica, M., and Sarda, J. (1999). Hydraulic fracturing at sedimentary basin scale. *Oil & Gas Science and Technology*, 54, No 6:797–806.
- Secor, D. (1965). Role of fluid pressure in jointing. *American Journal of Science*, 263:633–646.
- Secor, D. (1969). Mechanisms of natural extension fracturing at depth in the earth's crust. *Geological Survey of Canada Paper*, 68-52:3–48.
- Segall, P. (1984). Formation and growth of extensional fractures set. *Geological Society of America Bulletin*, 95:454462.
- Seyedi, D., Vu, M., and Pouya, A. (2015). A two-scale hydromechanical model for fault zones accounting for their heterogeneous structure. *Computers and Geotechnics*, 68:8–16.
- Shehata, W. M., Sharp, J. C., and Maini, Y. N. T. (1972). In fundamental considerations on the hydraulic characteristics of joints in rock. *Proceeding Syrup on Percolation Through Fissured Rock*, paper No. T1-F, Stuttgart.
- Sibson, R. (2003). Brittle failure controls on maximul sustainable overpressure in different tectonic regimes. *AAPG Bulletin*, 87 (6):901–908.

- Simon, R. and Aubertine, M. (1999). *A non-linear constitutive model for rock joints to evaluate unstable slip*. Rock Mechanics for Industry, Amadei, Kranz, Scott & Smeallie.
- Swarbrick, R. E. and Osborne, M. J. (1998). Mechanisms that generate abnormal pressures: An overview. in: Abnormal pressures in hydrocarbon environments. *AAPG Memoir*, 70:13–34.
- Tada, H., Paris, P., and Irwin, G. (2000). *The stress analysis of cracks handbooks*. Del Research Corporation, Hellertown, PA.
- Teixeira, M. G., Donzé, F., Renard, F., Panahi, H., Papachristos, E., and Scholtès, L. (2016). Microfracturing during primary migration in shales. *Tectonophysics*, 694:268–279.
- Terzaghi, K. (1936). The shearing resistance of saturated soils. *In: Proceedings of the first international conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering*, pages 85–94.
- Tingay, M. P., Hillis, R. R., Swarbrick, R. E., Morley, C. K., and Damit, A. R. (2009). Origin of overpressure and pore-pressure prediction in the baram province, brunei. *AAPG Bulletin*, 93(1):51–74.
- Todd, T. and Simmons, G. (1972). Effect of pore pressure on the velocity of compressional waves in low porosity rocks. *Journal of Geophysical Research*, 77:3731–3743.
- Touloukian, Y. S., Judd, W. R., and Roy, R. F. (1989). *Physical properties of rocks and minerals*. Hemisphere, Bristol.
- Turcotte, D. L. and Glasscoe, M. (2004). A damage model for the continuum rheology of the upper continental crust. *Tectonophysics*, 383:71–80.
- Tvergaard, V. (1990). Effect of fibre debonding in a whisker-reinforced metal. *Materials Science and Engineering*, A125:203–213.
- Twenhofen, W. (1950). *Principles of sedimentation*. Mc Graw-Hill Book company.
- Ungerer, P., Burrus, J., Doligez, B., Chenet, P. Y., and Bessis, F. (1990). Basin evaluation by integrated two-dimensional modeling of heat transfer, fluid flow, hydrocarbon generation and migration. *AAPG Bulletin*, 74:309–335.
- Wang, G., Shi, Y., anHwang, W., and Chen, H. (1990). Hydrogeologic processes in the oregon - washington accretionary complex. *Journal of Geophysical Research*, 95(B.6):9009–9023.
- Watts, A. and Ryan, W. (1976). Flexure of the lithosphere and continental margin basins. *Tecto*, 1-3:25–44.
- Weibull, W. (1939). *A statistical theory of the strength of materials*. Royal Swedish Institute for Engineering Research.
- Westergaard, H. (1939). Bearing pressure and cracks. *Journal of Applied Mechanics*, 22:49–53.

- Williams, M. (1957). On the stress distribution at the base of a stationary crack. *Journal of Applied Mechanics*, 79:199–204.
- Wu, Y., Pan, L., and A., P. K. (2004). physically based approach for modeling multiphase fracturematrix interaction in fractured porous media. *Advances in Water Resources*, 27:875–887.
- Xu, G. and Bower, A.F., and Ortiz, M. (1998) The influence of crack trapping on the toughness of fiber reinforced composites *J. Mech. Phys. Solids*, 46(10): 1815–1833.
- Xu, G. and Needleman, A. (1994). Numerical simulations of fast crack growth in brittle solids. *J. Mech Phys. Solids*, 42(9):1397–1434.
- Yew, C. (1997). *Mechanics of Hydraulic Fracturing*. Gulf Publising, Houston, TX.
- Yukler, M. A.; Cornford, C. W. D. (1979). Simulation of geologic, hydrodynamic, and thermodynamic development of a sedimentary basin: A quantitative approach. *Rad, Ryan (Ed.) 1979 Initial Reports of the Deep*, 47 Pt. 1.
- Zhou, C., Sharma, R., and Y.F., C. (2008). Flow-stress coupled permeability tensor for fractured rock masses. *International Journal of Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 32:1289–1309.
- Ziegler, P. A. (1990). *Geological Atlas of Western and Central Europe*. (2nd edn). Shell Internationale Petroleum Maatschappij B.V., The Hague.